

Государственное предприятие НИИ «Орион»

Л. В. Касаткин, В. Е. Чайка

Полупроводниковые устройства диапазона миллиметровых волн

Под редакцией

доктора технических наук, профессора **В. П. Тараненко**

академика АН прикладной радиоэлектроники Украины **С. П. Ракитина**



Moscow • Kiev • Minsk • Sevastopol

2006

УДК 621.382.2.029.64
ББК 32.852.2
К28

Касаткин Л. В., Чайка В. Е.

К28 Полупроводниковые устройства диапазона миллиметровых волн. —
Севастополь: Вебер, 2006. — 319 с.: ил.

ISBN 966-7968-96-0

В монографии описаны методы расчета и проектирования источников электромагнитных колебаний на полупроводниковых диодах и транзисторах в миллиметровом диапазоне волн. Рассматриваются физические принципы действия различных классов полупроводниковых диодов и транзисторов, приводятся их амплитудно-частотные характеристики, необходимые для расчета, проектирования и определения динамических характеристик источников электромагнитных колебаний. Излагаются методы расчета и оптимизации частотно стабилизированных и широкополосных автоколебательных, усилительных, синхронизированных и частотно-умножительных систем; рассматриваются вопросы суммирования мощностей активных элементов в разветвленных и мостовых электродинамических системах, в суммирующих резонаторах и волноводах в квазиоптических пространственно развитых системах.

Монография издана также на бумаге.

Издание рассчитано на инженеров и научных сотрудников, работающих в области построения и эксплуатации полупроводниковых приборов и устройств СВЧ, на студентов и аспирантов, специализирующихся в указанной области.

УДК 621.382.2.029.64
ББК 32.852.2

ISBN 966-7968-95-2 (книга)
ISBN 966-7968-96-0

© ГП НИИ «Орион», 2006
© Касаткин Л. В., Чайка В. Е., 2006

Содержание

От редакторов	6
Предисловие	8
Часть 1 Диодные генераторы, усилители, умножители частоты	11
Введение	11
Глава 1 Полупроводниковые генераторные, усилительные диоды	14
<i>Чайка В.Е.</i>	
1.1 Диоды Ганна	14
1.1.1 Принципы действия; основные соотношения	14
1.1.2 Результаты математического моделирования	22
1.1.3 Особенности работы диодов Ганна миллиметрового диапазона длин волн	25
1.1.4 Методика инженерного расчета диодов Ганна	29
1.2 Лавинно-пролетные диоды	31
1.2.1 Принцип действия; основные соотношения	31
1.2.2 Математическая модель ЛПД	34
1.2.3 Линейная теория ЛПД	35
1.2.4 Энергетические и импедансные характеристики ЛПД	37
1.2.5 Аппроксимация импедансных характеристик ЛПД; инженерные методы расчета	43
1.2.6 Пути улучшения энергетических и спектральных характеристик ЛПД	47
Глава 2 Расчет и проектирование диодных генераторов и усилителей	50
<i>Касаткин Л.В.</i>	
2.1 Диапазонные и энергетические характеристики генераторов и усилителей	50
2.1.1 Характеристики стационарного режима автогенераторов и их устойчивость	51
2.1.2 Согласование импедансов СВЧ-нагрузки и диода в различных СВЧ-цепях. Принципы корпусирования полупроводниковых диодов	56
2.1.3 Нагрузочные характеристики диодных генераторов	67
2.1.4 Диапазонные характеристики диодных генераторов	69
2.1.5 Установление стационарного режима колебаний автогенераторов	74
2.1.6 Режим внешней синхронизации генераторов; характеристики стационарного режима и их устойчивость	76
2.1.7 Полупроводниковые диодные усилители	81
2.1.8 Усиление фазоманипулированных сигналов приборами на ЛПД	85
2.2 Частотно стабилизированные диодные генераторы непрерывного действия с высокочастотными стабилизирующими резонаторами	89
2.2.1 Высокочастотные цепи диодных генераторов, стабилизированных по частоте, при использовании высокочастотных резонаторов	90
2.2.2 Одночастотность автоколебаний; мягкий и жесткий режимы самовозбуждения частотно стабилизированных генераторов	99
2.2.3 Расчет и конструирование частотно стабилизированных диодных генераторов	102
2.2.4 Результаты экспериментальных исследований и разработок диодных генераторов со стабилизацией частоты высокочастотными резонаторами	107
2.3 Диодные генераторы с электронной перестройкой частоты	112
2.3.1 Генераторы на ДГ и на ЛПД с варакторной перестройкой частоты	114
а) Основные характеристики варакторных диодов	114
б) Широкополосные нестабилизированные генераторы с варакторной перестройкой частоты	116
в) Частотно стабилизированные генераторы с варакторной перестройкой частоты	120
2.3.2 Малогабаритные генераторы с переключением дискретных стабильных частот	125

2.4	Диодные импульсные генераторы миллиметрового диапазона волн	130
2.4.1	Выбор геометрии и конструкции диодов	130
2.4.2	Динамические и спектральные характеристики импульсных генераторов на ЛПД в режимах автоколебаний и внешней синхронизации	135
2.4.3	Стабилизация СВЧ-параметров импульсных диодных генераторов в режимах автоколебаний и внешней синхронизации	140
2.4.4	Расширение диапазонных характеристик импульсных ГЛПД в режиме внешней синхронизации	146
2.5	Суммирование мощностей N диодов	147
2.5.1	Достижимые характеристики при суммировании мощностей диодов, установленных на общем теплоотводящем основании	148
2.5.2	Суммирование мощностей источников СВЧ-колебаний в мостовых и разветвленных системах	151
2.5.3	Суммирование мощностей диодов в единой электродинамической системе	154
2.5.4	Принципы построения систем суммирования мощностей диодов	162
	а) Системы суммирования на основе волноводов прямоугольного сечения	162
	б) Системы суммирования на основе цилиндрических резонаторов	165
2.5.5	Результаты экспериментальных исследований сумматоров мощностей диодов	166
	а) Сумматоры мощностей на основе цилиндрических резонаторов, возбуждаемых на волнах типа TM_{010} , TM_{020}	168
	б) Сумматоры мощностей на основе волноводов прямоугольного сечения	171
	в) Сумматор импульсных мощностей диодов на основе микрополосковой разветвленной схемы	171
	г) Сумматор мощностей диодов на основе микрополоскового кольцевого гибридного моста	172
2.6	Шумовые характеристики диодных генераторов и усилителей	172
2.6.1	Спектральные характеристики колебаний с флуктуациями амплитуды и частоты	173
2.6.2	Преобразование шумовых спектральных характеристик диодов в схемах генераторов и усилителей	177
2.6.3	Шумовые характеристики полупроводниковых генераторно-усилительных диодов	184
	а) Шумовые характеристики лавинно-пролетных диодов	185
	б) Шумовые характеристики диодов Ганна	191
Глава 3	Полупроводниковые диодные умножители частоты	194
	<i>Касаткин Л.В.</i>	
3.1	Работа диодных генераторов на гармониках частоты	194
3.2	Умножители частоты на основе нелинейных вольт-фарадных характеристик диодов	201
3.2.1	Умножители частоты на варакторных диодах	201
3.2.2	Умножители на составных варакторных структурах и на ISIS диодах	206
3.3	Конструкторская реализация варакторных умножителей частоты и достигнутые результаты	210
3.3.1	Волноводно-коаксиальная конструкция учетверителя частоты	210
3.3.2	Утроитель частоты на основе волноводно-микрополосковой системы	211
3.3.3	Умножители частоты на основе ISIS диодов	212
3.4	Умножители частоты высокой кратности на ЛПД на основе радиоимпульсного преобразования	213

Часть II Транзисторные источники мощности миллиметрового диапазона волн	223
<i>Касаткин Л.В.</i>	
Введение	223
Глава 1 Транзисторы миллиметрового диапазона волн	225
1.1 Биполярные транзисторы	227
1.1.1 Гомоструктурные биполярные транзисторы	227
а) Основные соотношения, режимы, структуры	227
б) Особенности работы биполярного транзистора на высоких частотах	231
в) Особенности построения СВЧ-биполярных транзисторов	233
г) Результаты разработок биполярных транзисторов	235
1.1.2 Гетеро-биполярные транзисторы (биполярные транзисторы на основе гетеропереходов)	236
1.2 Полевые транзисторы	240
1.2.1 Гомоструктурные полевые транзисторы. Структуры, режимы, основные соотношения для полевых транзисторов	242
1.2.2 Гетероструктурные полевые транзисторы (ГБТ, HFET)	253
1.2.3 Полевые транзисторы на основе широкозонных полупроводников	256
1.3 Транзисторы на горячих электронах	257
1.3.1 Транзисторы с баллистической инжекцией электронов	258
1.3.2 Транзисторы с переносом заряда в пространстве	263
Глава 2 Транзисторные генераторы и усилители	265
2.1 Частотно стабилизированные транзисторные генераторы. Принципы построения, результаты разработок	266
2.1.1 Транзисторные автогенераторы со стабилизацией частоты при помощи высокодобротного резонатора	266
2.1.2 Частотно стабилизированные источники миллиметрового диапазона с применением умножителей частоты	273
2.1.3 Частотно стабилизированные транзисторные источники ММДВ с применением режима внешней синхронизации	275
2.2 Транзисторные микросхемы генераторов и усилителей в гибридном и монолитном интегральном исполнении	278
2.2.1 Транзисторные СВЧ-усилители в монолитном интегральном исполнении. Конструкторские и технологические решения	279
Схемы построения транзисторных усилителей миллиметрового диапазона	279
2.3 Конструкторские и технологические решения для построения СВЧ цепей полупроводниковых приборов в интегральном исполнении	283
2.3.1 “Flip-chip” соединения в монолитно и гибридно-интегральных схемах	283
2.3.2 Тонкопленочные микрополосковые линии	285
2.3.3 Микромеханические методы создания элементов СВЧ-цепей	286
2.3.4 Микроэлектромеханические методы создания электрически управляемых элементов СВЧ-цепей	291
2.4 Суммирование мощностей транзисторов в различных электродинамических системах: разветвленных волноводно-щелевых, мостовых, 3 дБ ответвителях пространственно-развитых и квазиоптических системах	294
Заключение	300
Список литературы	303

От редакторов

Предлагаемая книга суммирует основные результаты, достигнутые в последние десятилетия XX века по развитию одного из наиболее перспективных направлений электроники сверхвысоких частот (СВЧ) – созданию источников мощности в миллиметровом диапазоне волн на основе полупроводниковых приборов. Это направление является исключительно перспективным для существенного улучшения высокочастотных и эксплуатационных характеристик современной радиоэлектронной аппаратуры различного функционального назначения.

В книге изложены методы расчета, проектирования и оптимизации схем и конструкций различных классов диодных и транзисторных источников мощности миллиметрового диапазона волн. Основной особенностью книги является рассмотрение полупроводникового устройства как единого целого, включающего полупроводниковые и электродинамические узлы, которые находятся в жесткой взаимной связи. Оптимальное построение устройства требует совместного рассмотрения и конструирования полупроводникового и высокочастотных узлов с целью достижения наиболее высоких энергетических, диапазонных, спектральных и эксплуатационных характеристик. В связи с этим в книге рассмотрены физические принципы действия диодов и транзисторов, основные их конструктивные, электрические и динамические характеристики с учетом требований к СВЧ параметрам, а также принципы построения и проектирования высокочастотных систем различных устройств с учетом характеристик полупроводниковых активных элементов. Известная учебная и монографическая литература последних лет, относящаяся к полупроводниковым источникам мощности в миллиметровом диапазоне волн, посвящена детальному рассмотрению вопросов построения полупроводниковых приборов без определения высокочастотных параметров, необходимых для проектирования СВЧ устройств, либо рассмотрению высокочастотных схем и конструкций без учета реализуемых СВЧ характеристик полупроводниковых приборов.

Важной особенностью предлагаемой книги является то, что в ней содержатся обоснованные новые технические предложения по значительному улучшению характеристик полупроводниковых устройств миллиметрового диапазона волн. К таким предложениям следует, прежде всего, отнести:

- построение многорезонансных высокочастотных цепей полупроводниковых автогенераторов с переключением дискретных стабильных частот выходного сигнала;
- создание сумматоров мощностей лавинно-пролетных диодов (ЛПД) при установке их на общем теплоотводящем основании, что позволяет увеличить уровень выходной мощности в импульсном режиме работы в миллиметровом диапазоне волн до сотен Ватт;
- пути расширения диапазонных характеристик генераторов на ЛПД в режиме внешней синхронизации;
- применение опорного низкочастотного сигнала прямоугольной формы в импульсных умножителях частоты высокой кратности, что позволяет значительно увеличить уровень мощности выходного сигнала.

Представляется, что новые предложения, содержащиеся в книге, являются основанием для перспективных разработок эффективных полупроводниковых устройств миллиметрового диапазона волн.

Приведенные в книге материалы являются основанием для осознанного проектирования полупроводниковых устройств различных классов: частотно стабилизированных автогенераторов, синхронизированных генераторов и усилителей, сумматоров мощностей активных элементов, приборов с электронной перестройкой частоты и с переключением дискретных стабильных частот, умножителей частоты и т.п.

Значение данной книги для разработчиков радиоэлектронной аппаратуры и электронных приборов миллиметрового диапазона волн трудно переоценить. Несомненно книга ока-

жется полезной и в учебном процессе в Высших учебных заведениях для аспирантов и студентов, специализирующихся в области электроники СВЧ.

Предлагаемая книга является в значительной степени результатом выполненных в НИИ "Орион" (г. Киев, Украина) научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ. Приведенный в книге материал в настоящее время изложен только в журнальных статьях, специальных руководствах.

Подобной книги нет ни у нас в стране, ни за рубежом.

Книга представлена в юбилейный год НИИ "Орион", созданного 45 лет тому назад. Пройден большой путь исследований и разработок, направленных на оптимизацию электронных приборов различных классов, получены результаты, находящиеся на уровне лучших мировых достижений. В Институте созданы научная, технологическая и производственная базы, накоплен значительный опыт разработок современных электронных приборов, что позволяет и в настоящее, далеко не простое время успешно решать задачи, необходимые для построения нового поколения аппаратуры в миллиметровом диапазоне волн.

Мы уверены, что предлагаемая книга даст толчок к возрождению интересов к развитию электронного приборостроения в Украине, высокий потенциал которой в области электроники СВЧ был общепризнанным.

В.П.Тараненко, С.П.Ракитин

Предисловие

Основное содержание книги в значительной степени основано на результатах исследований и разработок, выполненных в Государственном предприятии НИИ "Орион". Институт образован 45 лет тому назад, что явилось результатом успешно проведенных разработок широкополосных электровакуумных приборов СВЧ с уровнями энергии, значительно превышающими достигнутые в мире в то время. Научным руководителем этих разработок, создателем высокопрофессиональной научной школы специалистов явился член-корреспондент Академии Наук УССР, профессор С.И. Тетельбаум. Основная деятельность созданного Института на первом этапе была направлена на построение электровакуумных приборов СВЧ. В 1970 году в НИИ "Орион", были начаты работы по созданию и развитию нового направления – полупроводникового приборостроения в диапазоне миллиметровых волн. Основными вдохновителями и организаторами работ Института явились его руководители И.В. Акаловский, В.Д. Борисенко, И.В. Звершховский, гл. инженер З.И. Тараненко, главный технолог Л.А. Хоменко.

Светлой памяти безвременно ушедших из жизни ученых, инженеров, организаторов работ, внесших громадный вклад в становление и развитие Института, авторы посвящают данную книгу.

Построение и широкое применение радиолокационных и радионавигационных высокоточных систем, развитие сетей радио и телекоммуникаций, аппаратуры управления и контроля технологическими процессами и т. д. требуют применения широкой номенклатуры электронных приборов СВЧ с различными функциональными возможностями. В последнее время особый интерес представляют высокоточные, широкополосные и малогабаритные радиотехнические устройства, реализация которых наиболее успешно решается в миллиметровом диапазоне волн.

Важнейшими электронными приборами, во многом определяющими характеристики радиоаппаратуры различного назначения, являются источники электромагнитных колебаний (ЭМК) с различными диапазонными, энергетическими и спектральными характеристиками. Данная книга посвящена рассмотрению принципов построения и проектирования полупроводниковых устройств миллиметрового диапазона волн, таких как, диодные и транзисторные генераторы в автономном и синхронном режиме, усилители, умножители частоты, сумматоры мощностей активных элементов

Полупроводниковые источники нашли широкое применение и с успехом заменили электровакуумные приборы в сантиметровом и миллиметровом диапазонах, в частности, в приемных устройствах с высокой чувствительностью, передающих устройствах с мощностями десятки-сотни Ватт, широкодиапазонных усилителях с низким уровнем шума и полосой рабочих частот, превышающей октаву, эффективных умножителях частоты с высокой кратностью умножения, малогабаритных когерентных приемно-передающих устройствах и т.п.

Основными факторами, определившими бурное развитие полупроводниковой элементной базы в диапазоне СВЧ, явились высокая надежность и устойчивость полупроводниковых приборов к внешним эксплуатационным воздействиям, возможность существенного уменьшения массогабаритных параметров аппаратуры, реализуемость приборов в интегральном исполнении, что, в условиях серийного производства, обеспечивает значительное снижение их стоимости.

Создание современных полупроводниковых источников мощности в диапазоне СВЧ базируется на применении новых полупроводниковых материалов и их композиций, внедрении новых физических принципов для построения активных элементов, разработке и применении прецизионных технологических операций и оборудования, обеспечивающих субмикронные размеры элементов полупроводниковых структур, высокую надежность соединений активных элементов и цепей СВЧ, контроль параметров и характеристик в процессе производства.

Полупроводниковый источник мощности СВЧ является единой конструкцией, включающей активный полупроводниковый прибор и электродинамическую систему, с которой соединен активный элемент. Оптимизация конструкции, схемы построения и выбор режимов работы источника мощности для достижения необходимых выходных параметров требует совместного рас-

смотрения характеристик полупроводниковых приборов и СВЧ цепей, в результате которого максимально реализуются возможности активных элементов.

В настоящее время вопросы оптимального построения полупроводниковых источников мощности в диапазоне СВЧ рассматриваются в основном в периодической литературе. Фактически отсутствует учебная и монографическая литература, в которой систематически, с учетом новых классов полупроводниковых приборов, рассматриваются вопросы расчета и конструирования полупроводниковых источников мощности в миллиметровом диапазоне волн.

Данная книга посвящена последовательному изложению методов расчета и проектирования источников мощности на полупроводниковых диодах и транзисторах, в основном, в миллиметровом диапазоне волн (ММДВ). Используется импедансный подход, наиболее соответствующий возможностям измерительной аппаратуры в диапазоне СВЧ.

Книга состоит из двух частей, посвященных источникам мощности на полупроводниковых диодах и на транзисторах соответственно. В книге рассматриваются физические принципы действия различных классов полупроводниковых диодов и транзисторов, приводятся их амплитудно-частотные характеристики, необходимые для расчета схем построения и основных параметров источников мощности. Рассматриваются методы согласования полупроводниковых активных элементов с высокочастотными цепями приборов различного назначения. Излагаются методы расчета и оптимизации автоколебательных, усилительных, синхронизированных и умножительных систем; излагаются вопросы суммирования мощностей активных элементов в разветвленных системах, в суммирующих резонаторах и волноводах, в квазиоптических, пространственно развитых системах; обсуждаются конструктивные и технологические решения по созданию полупроводниковых устройств, их пассивных и активных элементов в гибридно и монолитно-интегральном исполнении.

Значительная часть материалов части I книги основана на теоретических, экспериментальных и конструкторско-технологических разработках, выполненных в Государственном предприятии НИИ "Орион" г. Киев, Украина. К таким работам относятся в первую очередь:

- Разработка принципов оптимизации профиля легирования и геометрии полупроводниковых структур и конструкций ЛПД и ДГ в ММДВ.
- Разработка принципов оптимизации и конструкций, частотно стабилизированных диодных генераторов непрерывного действия на основной частоте и на гармониках, выполненных на Si ЛПД и GaAs ДГ в ММДВ.
- Разработка диодных генераторов с электрической и магнитной перестройкой частоты и с переключением стабильных дискретных частот.
- Разработка методов суммирования мощностей диодов в волноводно-резонаторных и мостовых системах.
- Разработка мощных частотно стабилизированных импульсных генераторов на ЛПД в автономном и синхронном режимах.
- Разработка эффективных умножителей частоты высокой кратности на ЛПД.
- Разработка эффективных умножителей частоты на основе генераторов гармоник на диодах Ганна.

Часть II книги в основном базируется на материалах текущей периодической научной литературы.

Книга рассчитана на студентов и аспирантов, специализирующихся в области полупроводниковых приборов СВЧ, на инженеров и научных сотрудников, работающих в этой области.

Авторы разделов книги:

В.Е.Чайка – доктор физ.-мат. наук, профессор (ГП НИИ "Орион") – часть I, глава I

Л.В.Касаткин – доктор технических наук (ГП НИИ "Орион") – часть I, главы 2, 3; часть II, главы 1, 2.

Часть I

ДИОДНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ, УСИЛИТЕЛИ, УМНОЖИТЕЛИ ЧАСТОТЫ

Введение

Активное освоение миллиметрового диапазона волн в последние годы, создание в этом диапазоне высокоточных радиолокационных и навигационных систем, радиометрических устройств, коммуникационных систем различного назначения, приборов для научных исследований, многочисленных устройств технологического контроля, медицинской аппаратуры и т.п. в значительной мере связано с построением в этом диапазоне полупроводниковых генераторов и усилителей на диодах. Эти приборы оказались эффективными источниками электромагнитных колебаний, обеспечивающими (в однодиодных конструкциях) средние уровни мощности от единиц Ватт в диапазоне 30–40 ГГц до сотен милливатт на частотах свыше 100 ГГц и десятки Ватт в импульсном режиме работы. С использованием полупроводниковых диодов созданы генераторы с широким диапазоном электронной перестройки частоты (свыше 30%), малошумящие гетеродины приемных устройств с высокой чувствительностью, мощные высокостабильные генераторы импульсного и непрерывного действия в режиме автоколебаний и внешней синхронизации.

Семейство СВЧ-диодов может быть в основном разделено на два основных класса: а) диоды, основанные на эффекте Ганна или диоды с междолинным переносом электронов (transferred electron devices – TED); б) диоды, использующие пролет электронов при различных механизмах их инжекции в область пролета. В зависимости от механизма инжекции эти диоды известны как лавинно-пролетные диоды при инжекции за счет лавинного пробоя – ЛПД (Impact avalanche transit time – IMPATT); диоды с инжекцией за счет туннельного эффекта (tunnel transit time – TUNNETT); диоды с барьерной инжекцией *p-n*-перехода (barrier transit time – BARITT). К указанным классам не могут быть отнесены туннельные диоды (TD) и резонансно-туннельные диоды (RTD). В диапазоне миллиметровых волн эти диоды развивают очень малые мощности и в данной книге не рассматриваются.

Все указанные типы СВЧ-диодов характеризуются динамическим комплексным импедансом, вещественная часть которого при определенных условиях является отрицательной в определенном интервале частот. Благодаря этому такие диоды могут быть применены в устройствах, преобразующих энергию постоянного тока источников питания в энергию СВЧ-колебаний в определенном частотном диапазоне. Достигнутые в настоящее время уровни мощности диодных источников непрерывного действия в диапазоне 30–300 ГГц представлены на рис. 1; на рис. 2 приведены экспериментально определенные меры частотного шума M [дБ] в диапазоне частот для диодов различных классов. Мера шума определяется как

$$M = \frac{\Delta f_{rms}^2 Q^2 P}{f_0^2 k T_0 B}$$
, где Δf_{rms} – эффективная ширина спектра шумовой модуляции генератора,

Q – нагруженная добротность резонансной системы генератора, P – выходная мощность генератора, T_0 – абсолютная температура высокочастотной нагрузки, B – полоса частот измерений, k – постоянная Больцмана. Мера шума M определяет шумовые характеристики полупроводникового диода, ответственные за частотный шум генератора в режиме автоколебаний с известными уровнем выходной мощности и величиной добротности высокочастотной систе-

мы.♦ Можно видеть, что лавинно-пролетные диоды на основе GaAs и Si являются наиболее мощными двухэлектродными приборами во всем миллиметровом диапазоне волн. Уровни мощности кремниевых ЛПД на частотах больших 60 ГГц и вплоть до 400 ГГц существенно выше, чем у диодов других типов. На частотах меньших 60 ГГц наиболее мощными диодами являются GaAs ЛПД. По энергетическим параметрам диоды Ганна заметно уступают ЛПД.

Значительное увеличение энергетических характеристик диодов Ганна и расширение их рабочего диапазона частот до 300 ГГц достигнуто при построении этих диодов на основе фосфида индия (InP). Применение фосфида индия позволило значительно увеличить КПД диодов на частотах меньших 100 ГГц (до величин 10-15%) и значительно увеличить уровни мощности на частотах свыше 100 ГГц. Арсенид-галлиевые ЛПД, диоды Ганна и TUNNETT диоды на основе арсенида галлия и фосфида индия характеризуются уровнями шума на 10-15 дБ меньшими, чем кремниевые ЛПД. GaAs TUNNETT диоды являются наиболее эффективными приборами при работе на второй гармонике в диапазоне 200-300 ГГц. Указанные энергетические и спектральные характеристики диодов определяют основные области их применения в радиоаппаратуре.

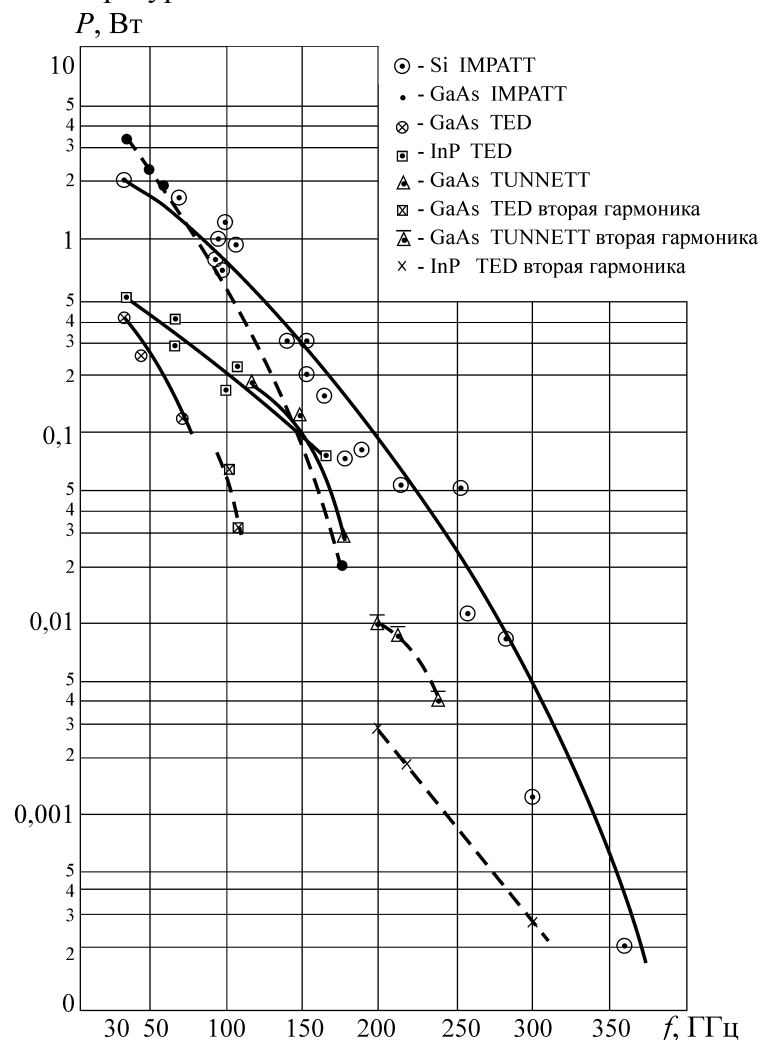
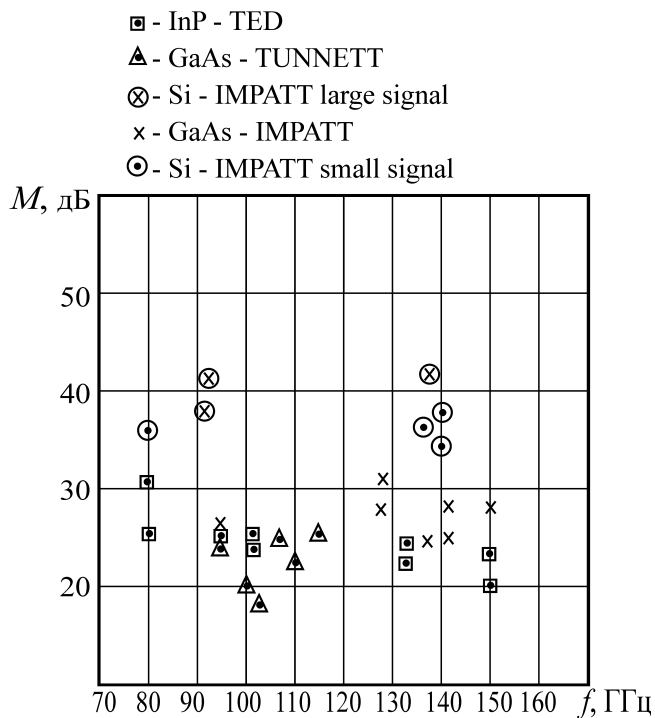


Рис. 1В

Достигнутые к 2000 году уровни мощностей диодов непрерывного действия в диапазоне частот

В последние годы значительный интерес проявляется к применению широкозонных материалов для построения мощных источников электромагнитных колебаний; к этим материалам в первую очередь относятся карбид кремния, нитрид галлия, алмаз. Теоретические

♦ Данные рис. 1, 2 заимствованы из литературных источников [В1, В2, В3, В4].

**Рис. 2В**

Меры шума диодов непрерывного действия в диапазоне частот

максимальных энергетических и диапазонных характеристиках, разработку схем и конструкций СВЧ-приборов, решающих конкретные функциональные задачи: стабилизацию частоты, перестройку частоты в широком диапазоне и высокую линейность перестройки, суммирование мощностей, достижение высоких энергетических, диапазонных и спектральных характеристик в режиме внешней синхронизации, эффективное умножение частоты и т.п.

Рассмотрению всех указанных задач построения полупроводниковых диодных генераторов, усилителей, умножителей частоты миллиметрового диапазона волн, обсуждению методов расчета и проектирования узлов генераторно-усилительных и умножительных диодных устройств посвящены последующие разделы данной главы.

оценки предсказывают достижимость уровней импульсной мощности до 1 кВт в диапазонах волн (0,8–3) см при построении ЛПД на карбиде кремния [5] и до 3–4 Вт в непрерывном режиме работы в 2-миллиметровом диапазоне волн на ЛПД, выполненном на основе нитрида галлия [6]. Однако многие технологические проблемы, связанные с применением широкозонных материалов, находятся в настоящее время лишь в стадии решения.

Создание диодных источников электромагнитных колебаний миллиметрового диапазона волн – это комплексная конструкторская и технологическая задача, включающая выбор типа полупроводникового диода, оптимизацию профиля легирования и геометрии полупроводниковых структур диода, разработку метода включения полупроводниковой структуры в СВЧ цепь и создание схем и конструкций, обеспечивающих согласование импедансов диода и нагрузки при макси-

Глава 1 Полупроводниковые генераторные, усилительные диоды

1.1 Диоды Ганна

1.1.1 Принципы действия, основные соотношения

Эффект Ганна

Эффект Ганна [1, 2], на котором основана работа диодов Ганна – ДГ (или диодов с междолинным переносом электронов – МДП), связан с наличием в полупроводниках (в частности в GaAs и InP) N -образной зависимости скорости электронов v от напряженности электрического поля E , т.е. с наличием падающего участка $v(E)$. Появление этого падающего участка связано с особенностью зонной структуры этих материалов. Известно, что в идеальном полупроводнике электроны двигаются как свободные частицы, но с массой, не равной массе свободного электрона m_0 , а с эффективной массой, определяющейся зависимостью энергии электрона от волнового вектора. Величина этой эффективной массы в свою очередь, зависит от зонной структуры материала. В простейшем случае (особенно при малых полях) энергия пропорциональна квадрату волнового вектора, и эффективную массу можно условно считать постоянной величиной. Однако в большинстве случаев такая зависимость строго не выполняется, а в некоторых структурах она имеет довольно сложный вид. Зависимость энергии электрона от волнового вектора в GaAs и InP представлена на рис. 1а [3].

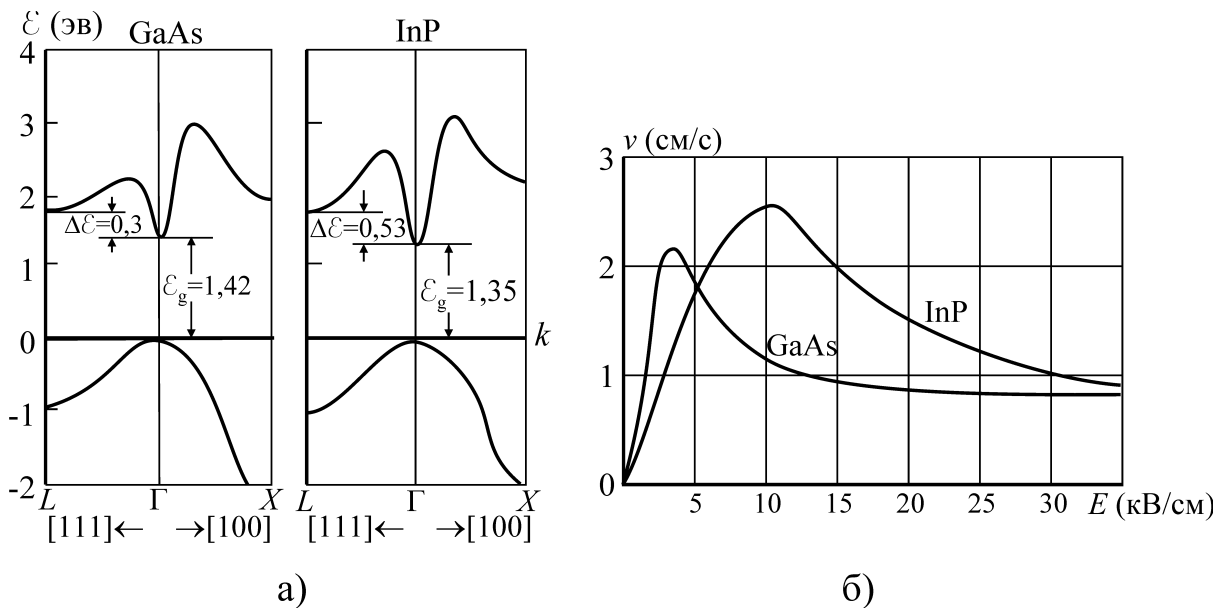


Рис. 1

Зависимость энергии E от волнового вектора k (а) и скорости электронов v от напряженности поля E (б) для GaAs и InP

В этом случае энергетическая структура в зоне проводимости имеет многодолинный характер. Существует одна центральная Γ -долина при энергии $\mathcal{E} = 0$ (отсчет ведется от дна зоны проводимости) и несколько боковых долин (4 – L -долины в направлении $[111]$ и 3 – X -долины в направлении $[100]$) с существенно большими эффективными массами, чем в Γ -долине. Для GaAs в Γ -долине эффективная масса равна $m^* = 0,067m_0$, в L -долинах $m^* = 0,55m_0$; для InP – в Γ -долине $m^* = 0,12m_0$, в L -долинах $m^* = 0,7m_0$.

Соответственно, для GaAs при малых полях зависимость скорости электронов от поля крутая (подвижность электронов $\mu_1 = 7500 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$), а при больших полях существенно менее крутая. Кроме того, поскольку эффективная масса в верхней долине больше, и верхних долин несколько, то и плотность состояний в них существенно выше. Поэтому, если электро-

ны под действием электрического поля получают энергию большую, чем энергия междолинного зазора $\Delta\epsilon$, т. е. достаточную для перехода в верхнюю долину, начнется эффективный переход электронов в верхнюю долину, где эффективная масса больше, а подвижность намного меньше.

На самом деле картина несколько сложнее. Во-первых, как известно, вследствие потерь энергии при столкновении с оптическими фотонами даже в однодолинных полупроводниках происходит насыщение скорости, во-вторых, при переходе из нижней долины в верхнюю уходят самые высокоэнергетичные электроны и, в-третьих, при междолинном переходе электроны практически «забывают» о своем прежнем направлении (вследствие сильного изменения величины импульса), и после перехода они распределены по всем направлениям хаотично, т.е. можно считать их импульс в направлении поля нулевым. Поэтому в больших полях скорость имеет явное насыщение, а не изменяется по закону $v=\mu_2E$ (рис. 1б).

Наличие N -образной характеристики, казалось бы, должно привести к тому, что в образце из материала с такой зависимостью $v(E)$ вольтамперная характеристика будет иметь падающий характер. Однако на деле однородное распределение поля в таких образцах будет неустойчивым. Для того чтобы понять процессы в ограниченных по длине образцах, рассмотрим понятия о диэлектрической релаксации и наведенном токе в таких структурах.

Диэлектрическая релаксация

Это процесс, характеризующий изменение концентрации n_0 электронов в случае, если в какой-то области полупроводника появится избыточный заряд ρ (рис. 2а).

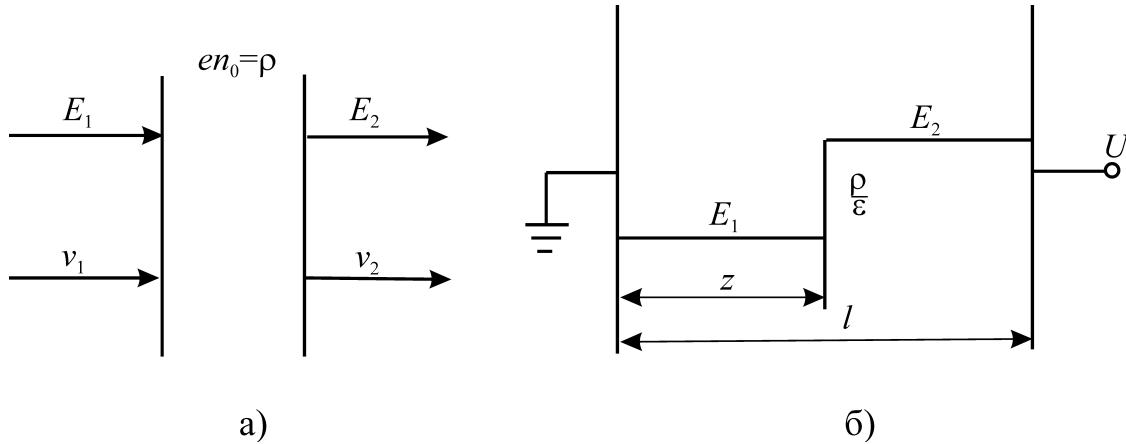


Рис. 2
Диэлектрическая релаксация (а) и наведенный ток (б)

Движение заряда в этом случае определяется уравнением непрерывности и теоремой Гаусса:

$$d\rho/dt=en_0(v_1-v_2), \tag{1}$$

$$\epsilon(E_2-E_1)=\rho. \tag{2}$$

Заряд электрона здесь принят положительным. Разделив на $\epsilon(E_2-E_1)$ левую и правую части (1), получим:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{1}{\tau_m} \rho, \tag{3}$$

где $\tau_m = \frac{\epsilon}{en_0\mu_d}$, $\mu_d = \frac{v_1 - v_2}{E_1 - E_2}$.

Из этого уравнения следует, что, если при $E_2 > E_1$, $v_2 < v_1$, избыточный заряд рассасывается с характерным временем τ_m . Поэтому полупроводник, как правило, будет почти однородным. Но если зависимость $v(E)$ падающая ($v_2 < v_1$ при $E_2 > E_1$), то случайный заряд начинает нарастать, также с характерным временем

$$\tau_m = \frac{\varepsilon}{en_0 \left| \frac{\Delta v}{\Delta E} \right|}$$

Наведенный ток

Рассмотрим простую диодную структуру. Если в диодном промежутке имеется подвижный сосредоточенный заряд ρ , то в месте его нахождения происходит скачок напряженности электрического поля, величина которого по теореме Гаусса равна (рис. 2б)

$$E_2 - E_1 = \rho/\varepsilon.$$

Тогда можно записать $U = E_1 z - E_2(l-z) = E_2 - z(\rho/\varepsilon)$.

Соответственно

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dE_2}{dt} l - \frac{\rho}{\varepsilon} v$$

(v - скорость движения заряда).

Плотность полного тока через диод можно определить по току смещения у анода, где заряда нет

$$j = \varepsilon \frac{dE_2}{dt}.$$

Таким образом, при наличии движущихся зарядов в цепи появляется дополнительный, так называемый наведенный ток, который существует, даже если $dU/dt=0$. Плотность этого

тока равна $j_{\text{ind}} = \frac{\rho}{l} v$, а в случае распределенных зарядов

$$j_{\text{ind}} = \frac{1}{l} \int_0^l \rho v dz$$

Формирование домена

Рассмотрим, к чему приводит появление неоднородности в кристаллах с N -образной характеристикой скорость-поле на примере полупроводника однородно-легированного в рабочей области, но с повышенным легированием у контактов ($n^+ - n - n^+$ - структурах, рис. 3а). В стационарном состоянии при нормальной характеристике $v(E)$ распределение поля в такой структуре будет однородно (сплошные линии на рис. 3б). Если в какой-то точке рабочей области кристалла уровень легирования будет несколько ниже, то соответственно поле в этом месте возрастает (пунктир на рис. 3а, б), но практически везде $n=n_0$. Если же характеристика скорость-поле будет падающей, то и в месте неоднородности электроны слева и справа от нее будут иметь скорость больше, чем на неоднородности. Соответственно, на левом краю неод-

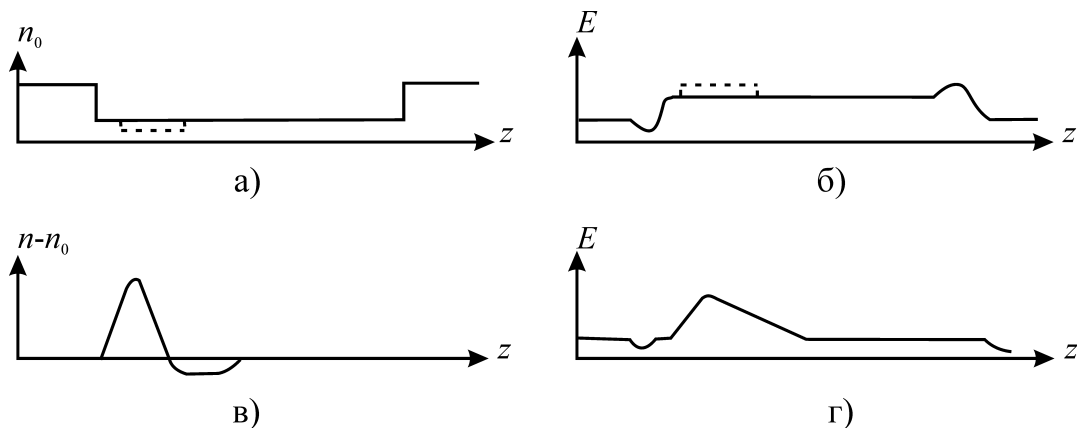


Рис. 3

Картина формирования домена

неоднородности появляется обогащенный слой, а за правой границей неоднородности - обедненный слой (рис. 3в). В соответствии с уравнением Пуассона

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{e}{\epsilon}(n - n_0) \quad (\text{заряд } e > 0)$$

поле будет иметь вид, представленный на рис. 3г. Такая структура называется доменом сильного поля.

Под действием внешнего поля электроны будут двигаться к аноду. При этом домен сначала нарастает, а затем стабилизируется, пока не дойдет до анода, где рассосется. После этого в месте неоднородности появится новый домен.

Для того чтобы понять, как это будет проявляться во внешней цепи, рассмотрим поведение полного тока слева от неоднородности. Полный ток в одномерной системе не зависит от координаты и плотность его

$$j = env + \epsilon \frac{\partial E}{\partial t}$$

Если домен стабилизировался, то в этом месте $n(t) = \text{const} = n_0$, $v = \text{const}$ и $E(t) = \text{const}$, т.е. полный ток будет постоянным. При нарастании домена, вне домена $\partial E / \partial t < 0$, и ток падает. Когда же домен доходит до анода и рассасывается, то поле вне домена, т.е. вблизи катода, нарастает. Здесь необходимо учесть, что поле вне стационарного домена ниже порогового и конвекционное слагаемое в выражении для тока также уменьшается при снижении поля и растет при увеличении. После того, как домен рассосался у анода, в месте неоднородности начинает расти новый домен, картина во времени повторяется и принимает вид периодических пульсаций как показано на рис. 4а.

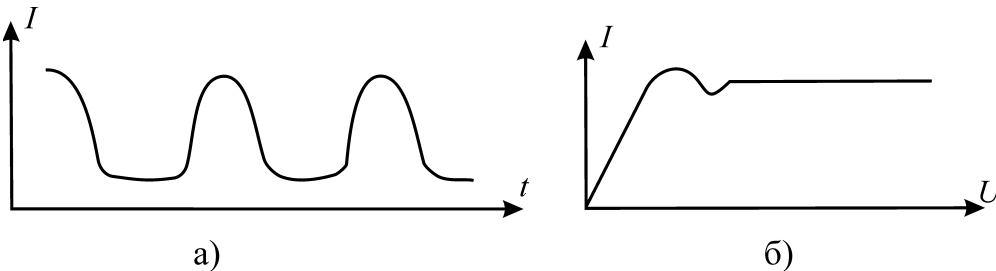


Рис. 4

Зависимость полного тока через диод (а) и реальная вольт-амперная характеристика диода (б)

Период пульсаций определяется длиной кристалла и скоростью движения домена

$$\tau_0 = l/v_d$$

Если такой кристалл поставить в резонатор, настроенный на эту частоту, то в нем возникнут колебания. Такая картина характерна для относительно низких частот и высоких уровней легирования. На высоких частотах, когда время формирования колебаний сравнимо с периодом колебаний, картина усложняется и требует более строгого рассмотрения.

Характерное время нарастания заряда, как мы определили выше, равно:

$$\tau_m = \frac{\epsilon}{e|\mu_d|n_0}$$

Так как период колебаний $T_0 = l/v_d$, то для получения четко выраженных пульсаций необходимо чтобы

$$\frac{T_0}{\tau_m} > 1, \text{ т. е. } n_0 l > \frac{\epsilon v_d}{e|\mu_d|},$$

где $|\mu_d| = |\Delta v / \Delta E|$ на падающем участке характеристики скорость-поле. Из этого условия вытекают правила частотного моделирования для диодов Ганна. При переходе от одного частотного диапазона к другому должна сохраняться величина произведения концентрации на длину кристалла. Более точно это соотношение получается из линейной теории диодов Ганна

и называется правилом Крамера [4]. Граница между устойчивым и неустойчивым режимами лежит в области $n_0 \approx 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Вольтамперная характеристика такого образца с движущимися доменами уже не повторяет характеристику скорость-поле, а имеет вид рис. 4б.

Температурная модель диода Ганна

Исследования методом Монте-Карло [5, 6, 7] показали, что существуют две причины, снижающие с увеличением частоты КПД диодов Ганна (диодов с междолинным переносом электронов). Во-первых, в динамическом режиме при значительном изменении напряженности поля и высокой частоте переменного сигнала в нестационарном режиме зависимость скорости электронов от поля не следует за статической характеристикой $v(E)$, а имеет ярко выраженный гистерезис. При возрастании поля электроны не успевают быстро набрать энергию для междолинного перехода, а при снижении поля электроны не могут быстро перейти из верхней долины в нижнюю. Это приводит к снижению реальной отрицательной проводимости (ОП) диода. Во-вторых, электроны влетают в пространство взаимодействия с энергией, определяемой температурой решетки. Поэтому, для того, чтобы набрать энергию достаточную для междолинного перехода, в структурах с омическим контактом им надо пройти некоторое расстояние. Это расстояние, так называемое "мертвая зона", представляет собой положительное сопротивление, включенное последовательно с отрицательным сопротивлением активной области кристалла, что приводит к снижению полной величины отрицательного сопротивления диода. Поэтому любая модель расчета характеристик ДГ должна учитывать конечность времени разогрева электронов. Более перспективными в этом случае являются различные модификации гидродинамических или температурных моделей, в которых имеется четкое разделение электронов по нижней и верхней долинам, а конечность времени разогрева учитывается уравнением сохранения энергии в нижней долине.

Существуют различные модификации гидродинамических моделей. Мы рассмотрим двухтемпературную модель, в которой энергия электронов характеризуется Максвелловской функцией распределения с различной температурой электронов в разных долинах, причем в верхней долине температура электронов предполагается равной температуре решетки. Эта модель относительно проста и достаточно оправдана физически [2].

Статическая модель

Рассмотрим скорость перехода электронов из долины в долину. Если вероятность перехода электрона с участием фонона из нижней долины (долина 1) в верхнюю долину (долина 2) равна p_{12} , то в соответствии с принципом детального равновесия в стационарном состоянии вероятность обратного процесса $p_{21} = p_{12}$. В переходе из нижней долины в верхнюю участвуют электроны с энергией, превышающей энергию междолинного зазора ($\Delta\mathcal{E} = 0,31 \text{ эВ}$ для GaAs). Вероятность иметь такую энергию для электрона в нижней долине пропорциональна $\exp(-\Delta\mathcal{E}/(k_b T_1))$, где T_1 – температура электронов в нижней долине, k_b – постоянная Больцмана. Полная скорость перехода из долины 1 в долину 2 будет пропорциональна числу электронов, способных совершить такой переход. Обозначив через r_{12} скорость перехода из нижней долины в верхнюю получим

$$r_{12} \approx p_{12} n_1 P_{12} \exp(-\Delta\mathcal{E}/(k_b T_1)),$$

где P_{12} – число электронов, обладающих при температуре решетки T_0 импульсом и энергией, достаточными для того, чтобы вызвать переход. Аналогично скорость обратного процесса

$$r_{21} \approx p_{21} n_2 P_{21},$$

где все n_2 электронов могут переходить вниз, так как для этого им не требуется добавочной энергии. В стационарном состоянии скорости переходов вверх и вниз должны быть равны; таким образом, $n_2/n_1 = (P_{12}/P_{21}) \exp(-\Delta\mathcal{E}/(k_b T_1))$. Поскольку $P_{12}/P_{21} = R^*$ представляет собой отношение эффективных плотностей состояний в долинах (для GaAs $R \approx 1/60$), то:

$$n_2/n_1 = R^* \exp(-\Delta\mathcal{E}/(k_b T_1)). \quad (4)$$

Полученное соотношение показывает, что температура электронов в нижней долине существенно определяет способность электронов совершать переход в верхнюю долину.

Рассмотрение баланса импульсов в нижней долине показывает, что необходимо ввести понятие времени междолинного рассеяния τ_{21} . При этом n_2/τ_{21} будет представлять собой скорость перехода электронов из верхней долины в нижнюю. Предположим, что в среднем импульс этих электронов в момент перехода в нижнюю долину равен нулю, так что в нижней долине они должны будут приобрести характерный импульс $m_1 v_1$. Тогда для нижней долины условие баланса импульсов запишется в виде

$$n_1 e E = \frac{n_1 m_1^* v_1}{\tau_{m1}} + \frac{n_2 m_1^* v_1}{\tau_{21}}, \quad (5)$$

где τ_{m1} – время релаксации по импульсу в нижней долине. Строго говоря, в это выражение следовало бы включить время междолинной релаксации по импульсу. Однако в рамках нашего предположения о нулевом импульсе электронов, приходящих из верхней долины, роль междолинного времени релаксации играет τ_{21} . Уравнение (5) можно теперь переписать в следующем виде:

$$\mu_1 = \frac{e}{m_1^*} \tau_{m1} \left(1 + \frac{\tau_{m1} n_2}{\tau_{21} n_1}\right)^{-1}, \quad v_1 = \mu_1 E. \quad (6)$$

Мы видим, что скорость электронов в нижней долине не определяется больше просто подвижностью в слабом поле, но зависит также и от концентрации электронов в нижней и верхней долинах. Таким образом, подвижность электронов в нижней долине будет быстро уменьшаться с ростом электронной температуры, обуславливающим увеличение отношения n_2/n_1 . Этот вывод согласуется с результатами численных расчетов.

Точно так же можно получить условие баланса импульсов в верхней долине и записать уравнение, эквивалентное (6):

$$\mu_2 = \frac{e}{m_2^*} \tau_{m2} \left(1 + \frac{\tau_{m2} n_1}{\tau_{12} n_2}\right), \quad v_2 = \mu_2 E, \quad (7)$$

где τ_{12} – время рассеяния из долины 1 в долину 2. Принцип детального равновесия требует, чтобы в статическом режиме скорости рассеяния удовлетворяли соотношению

$$n_1/\tau_{12} = n_2/\tau_{21} \quad (8)$$

Кроме того, ясно, что время рассеяния в верхнюю долину τ_{12} сильно зависит от энергии электронов в нижней долине, поскольку эти электроны должны преодолеть энергетический барьер. Поэтому результаты получаются более наглядными, если использовать как константу только τ_{21} . При таком анализе τ_{21} можно считать постоянной величиной, но как можно видеть из (7), μ_2 при этом также будет постоянной.

В заключение следует обсудить условие баланса энергии. Электроны, переходящие из нижней долины (долина 1) в верхнюю долину (долина 2), уносят из долины 1 энергию $\frac{3}{2} k_b T_1 + \Delta \mathcal{E}$, в то время как электроны, переходящие из долины 2 в долину 1, приносят с собой энергию, равную только $\frac{3}{2} k_b T_2 + \Delta \mathcal{E} \approx \frac{3}{2} k_b T_0 + \Delta \mathcal{E}$, так как $T_2 \approx T_0$. Условие баланса энергии для нижней долины запишется, поэтому, в виде

$$n_1 v_1 E = \frac{3}{2} k_b (T_1 - T_0) \left(\frac{n_1}{\tau_{e1}} + \frac{n_2}{\tau_{21}} \right), \quad (9)$$

где τ_{e1} – время релаксации по энергии в нижней долине.

Теперь мы можем объединить уравнения (4) – (9) переписав их в безразмерной форме:

$$\frac{n_2}{n_1} = R * \exp\left(-\frac{1}{\theta}\right) = S_1, \quad \theta = \frac{k_b T_1}{\Delta \mathcal{E}},$$

$$\left(\frac{E}{E_0}\right)^2 = (\theta - \theta_0) \left(1 + \frac{\tau_{m1}}{\tau_{21}} S\right) \left(1 + \frac{\tau_{e1}}{\tau_{21}} S\right),$$

где $\mu_0 = \frac{e}{m} \tau_{m1}$, $v_0 = \mu_0 E_0$, $E_0^2 = \frac{3}{2} \frac{\Delta \mathcal{E}}{e \mu_0 \tau_{e1}}$; $\theta = \frac{k_b T_0}{\Delta \mathcal{E}}$.

Решая эту систему, можно получить зависимость скорости v от напряженности электрического поля E

$$v = \frac{E(\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2)}{n_1 + n_2},$$

и, сравнивая ее с экспериментальной зависимостью скорость-поле, подобрать значение τ_{21} , τ_{e1} , τ_{m1} . Расчеты показывают, что оптимальными для GaAs являются параметры $\tau_{21} = 2,0 \times 10^{-12}$ с, $\tau_{e1} = 0,8 \times 10^{-12}$ с, $\tau_{m1} = 0,4 \times 10^{-12}$ с, $\tau_{m2} = 0,1 \times 10^{-12}$ с.

Динамическая двухтемпературная модель

Уравнения динамической двухтемпературной модели включают:

Уравнение сохранения энергии в нижней долине

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = -u_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} + \frac{2}{3} u_1 E - \frac{T_1 - T_0}{\tau_{e1}} \left(1 + \frac{n_2 \tau_{e1}}{n_1 \tau_{21}}\right) - \frac{\Delta \mathcal{E}}{\tau_{21}} \left(1 - \frac{n_2 \tau_{12}}{n_1 \tau_{21}}\right), \quad (10)$$

где E – напряженность электрического поля;

$T_1 = (k_b T_1)/e$ – переобозначенная температура электронов в нижней долине (в вольтах);

$T_0 = (k_b T_0)/e$ – переобозначенная температура решетки (в вольтах);

u_1 – скорость потока электронов в нижней долине;

n_1, n_2 – концентрации свободных электронов в нижней и верхней долине соответственно.

Уравнения сохранения заряда для нижней и верхней долин

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -\frac{\partial J_1}{\partial z} - \frac{n_1}{\tau_{12}} + \frac{n_2}{\tau_{21}}; \quad (11)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -\frac{\partial J_2}{\partial z} + \frac{n_1}{\tau_{12}} - \frac{n_2}{\tau_{21}}; \quad (12)$$

J_1, J_2 – плотности потоков электронов и дырок соответственно с учетом диффузии.

Выражения для потоков электронов

$$J_1 = u_1 n_1 = v_1 n_1 - D_1 \frac{\partial n_1}{\partial z},$$

$$J_2 = u_2 n_2 = v_2 n_2 - D_2 \frac{\partial n_2}{\partial z},$$

$$\mu_1 = \frac{e}{m_1^*} \tau_{m1} \left(1 + \frac{\tau_{m1}}{\tau_{21}} \frac{n_2}{n_1}\right)^{-1}, \quad v_1 = \mu_1 E,$$

$$\mu_2 = \frac{e}{m_2^*} \tau_{m2} \left(1 + \frac{\tau_{m2}}{\tau_{12}} \frac{n_1}{n_2}\right)^{-1}, \quad v_2 = \mu_2 E,$$

$$\tau_{12} = \tau_{21} \frac{n_1}{n_2} = \frac{\tau_{21}}{R^*} \exp\left(\frac{\Delta \mathcal{E}}{k_b T_1}\right),$$

где v_1, v_2 – скорость электронов в нижней части и верхней долинах соответственно.

Уравнение Пуассона

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{e}{\varepsilon} (n_1 + n_2 - n_0), \quad (13)$$

где n_0 – концентрация неподвижных носителей.

Динамические уравнения должны быть дополнены граничными и начальными условиями.

Граничные условия имеют вид:

$$\int_0^l Edz = U_d, \quad (14)$$

l – длина кристалла, U_d – напряжение на диоде;

$$\left. \frac{\partial n_{1,2}}{\partial z} \right|_{z=0, z=l} = 0, \quad (15)$$

$$\left. \frac{\partial T_1}{\partial z} \right|_{z=0, z=l} = 0. \quad (16)$$

Последние два из граничных условий являются неточными и для снижения погрешности от неточности необходимо в приконтактной области задавать область повышенного легирования.

Начальные условия не могут быть точно заданы. Однако, если метод решения выбран правильно, то независимо от начальных условий, через некоторое время счета задача сходится к правильному решению. Типичным видом записи начальных условий является запись в виде:

$$E = U_d/l, \quad n_1 = n_0, \quad n_2 = 0, \quad T_1 = T_0.$$

Уравнения, описывающие процессы в кристалле, должны быть дополнены уравнениями внешней схемы. Наиболее простыми и распространенными вариантами задания внешней схемы являются два варианта: решение самосогласованной задачи с внешней схемой (в простейшем случае заданной в виде параллельного колебательного контура) или метод заданного напряжения. В первом случае в явном виде записываются дифференциальные уравнения внешней схемы и решаются совместно с уравнениями, описывающими процессы в кристалле. Этот метод называется также решением во временной области и используется, как правило, для исследования переходных процессов.

Во втором случае, называемом также решением в частотной области, параметры внешней схемы задаются в виде напряжения, приложенного к кристаллу, например в виде:

$$U = U_0 + U_m \sin \omega t.$$

Перебирая значения U_0 , U_m , ω , также как и параметры кристалла, можно получить полную информацию о величине отрицательной проводимости и ее зависимости от параметров внешней схемы и структуры кристалла и, как следствие, об энергетических характеристиках.

Задав внешнее напряжение на кристалле, путем решения уравнений, описывающих процессы в кристалле, находим плотность полного тока через кристалл на единицу площади

$$j = eJ + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{l} \left[\int_0^l eJ dz + \varepsilon \frac{dU}{dt} \right].$$

Поскольку приложенное напряжение является периодическим, то и ответный ток будет периодическим с тем же периодом.

Разложив его в ряд Фурье, получим:

$$j = j_0 + \sum_{n=1}^{\infty} j_{na} \sin(n\omega t) + \sum_{n=1}^{\infty} j_{np} \cos(n\omega t).$$

Тогда активная проводимость кристалла определяется как:

$$G = j_{1a}/U_m,$$

где j_{1a} – активная составляющая первой гармоники, а реактивная проводимость определяется как:

$$B = j_{1p}/U_m,$$

где j_{1p} – реактивная составляющая первой гармоники тока.

Выходная мощность и коэффициент полезного действия могут быть при этом вычислены по формулам

$$P_{\sim} = \frac{U_m |j_{1a}|}{2} = \frac{U_m^2 |G|}{2};$$

$$\eta = \frac{P_{\sim}}{P_0} = \frac{U_m |j_{1a}|}{2U_0 j_0} = \frac{U_m^2 |G|}{2j_0 U_0}.$$

В этой записи предполагается, что $j_{1a} < 0$, т.е. ток находится в противофазе к приложенному напряжению и проводимость кристалла отрицательна.

1.1.2 Результаты математического моделирования

Уравнение температурной модели совместно с граничными и начальными условиями решаются одним из численных методов. В результате моделирования должны быть получены активная и реактивная составляющие проводимости и энергетические характеристики диода (КПД и выходная мощность) в зависимости от структуры кристалла, частоты и режима работы.

Исследования показали, что, как и показывает линейная теория, кристаллы можно условно разделять на два класса: устойчивые и неустойчивые. В первом случае ($n_0 l < 10^{12} \text{ см}^{-2}$ для GaAs) в отсутствие приложенного переменного поля в кристалле устанавливается стационарное во времени (но неоднородное в пространстве) распределение поля. Через кристалл протекает постоянный во времени ток.

Распределение поля в отсутствие переменного напряжения представлено пунктиром на рис. 5а. Оно имеет вид стационарного домена сильного поля, расположенного у анода. Распределение поля в различные моменты времени при наличии переменного сигнала представлены на рис. 5а сплошными линиями. Видно, что в этом случае наблюдаются пульсации формы и величины прианодного домена. При этом, однако, в определенной области частот и приложенных напряжений проводимость кристалла будет отрицательной.

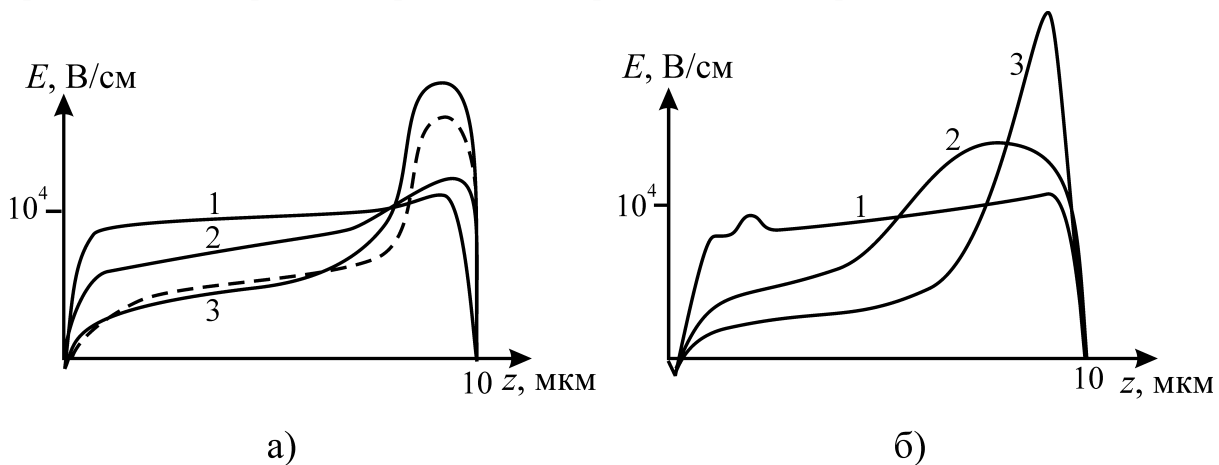


Рис. 5

Распределение напряженности поля вдоль длины кристалла для устойчивых (а) и неустойчивых (б) ДГ. 1 – ($\omega t = \pi/2$). 2 – ($\omega t = \pi$). 3 – ($\omega t = 3\pi/2$)

Во втором случае ($n_0 l \approx 2-3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$), даже в отсутствие приложенного переменного напряжения, в кристалле будут проявляться движущиеся домены сильного поля и соответственно во внешней цепи – пульсации тока во времени. Распределение поля в этом случае в различные моменты времени (в отсутствие переменного напряжения) представлены на рис. 5б. Это означает, что, по крайней мере, в режиме малого сигнала на частоте пульсаций тока отрицательная проводимость стремится к бесконечности. Такой режим называется режимом токовой неустойчивости и может быть использован только для генерации колебаний. Устойчивые диоды могут использоваться как для усиления, так и для генерации колебаний.

Рассмотрим динамические характеристики диода Ганна в пролетном режиме.

Прежде всего, рассмотрим диоды, работающие в режиме токовой неустойчивости. На рис. 6–7 представлены частотные зависимости активной составляющей отрицательной проводимости (ОП) (рис. 6а), динамической добавки к реактивной составляющей проводимости (полученной из разложения в ряд Фурье наведенного тока) (рис. 6б) и КПД (рис. 7).

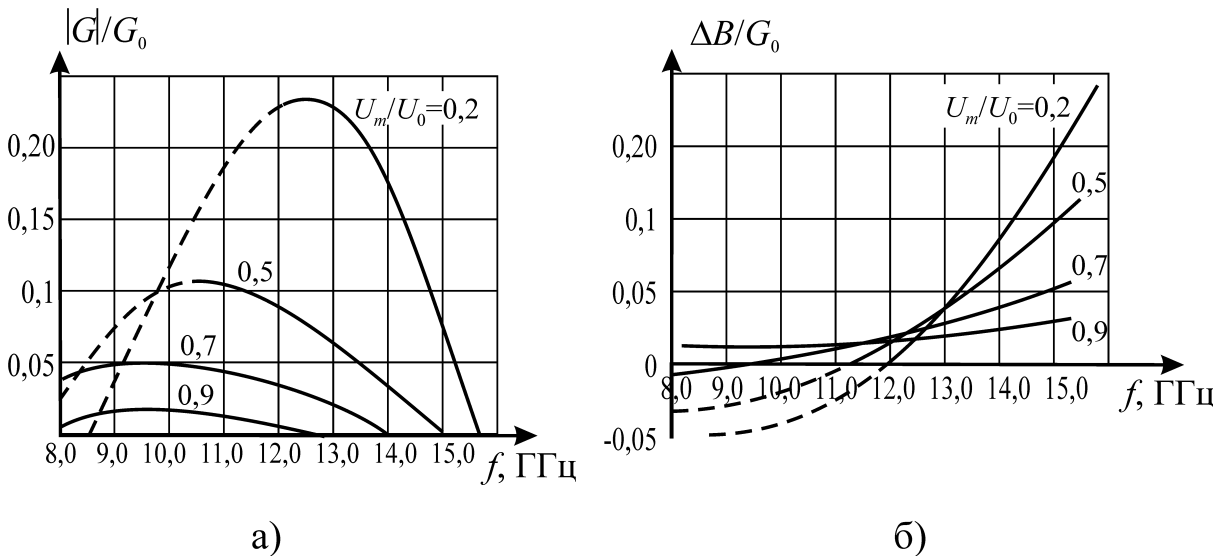


Рис. 6

Зависимости от частоты приведенных величин активной составляющей проводимости G/G_0 (а) и динамической добавки к реактивной составляющей проводимости $\Delta B/G_0$ (б) ДГ в режиме токовой неустойчивости при различных уровнях переменного сигнала; G_0 – проводимость диода в слабом поле

Величины проводимостей приведены к активной проводимости в слабом поле кристалла. Длина кристалла равнялась 10 мкм, уровень легирования $n_{0l} = 3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($n_{0l} = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$), что соответствует работе в трехсантиметровом диапазоне длин волн. Температура кристалла $T_0 = 450 \text{ К}$ (непрерывный режим работы). Постоянное напряжение на кристалле равнялось 10 В (т.е. $U_0 = 3,3U_t$, где U_t – пороговое напряжение эффекта Ганна). Значение переменного напряжения указано на кривых.

Особенностью таких диодов является то, что при малых переменных напряжениях и отстройке частоты сигнала от пролетной не происходит захватывания колебаний на частоту сигнала и в системе наблюдаются не гармонические колебания, а биения. В этом случае определение импеданса теряет смысл. Эти области обозначены на рисунках пунктиром. При больших переменных сигналах захват на частоту сигнала происходит практически во всей области отрицательной проводимости.

Как видно из графиков, активная составляющая проводимости имеет вид параболы с максимумом на частоте пролета, соответствующей данному переменному сигналу. При этом пролетная частота смещается в сторону низких частот при увеличении переменного напряжения. Частотная зависимость КПД по форме соответствует частотной со-

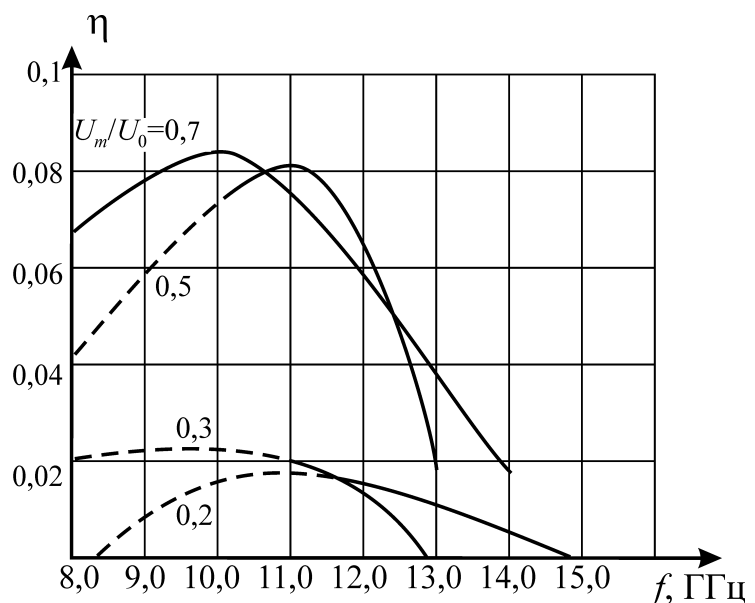


Рис. 7

Частотная зависимость КПД ДГ в режиме токовой неустойчивости в коротковолновой части СВ диапазона

Частотная зависимость КПД по форме соответствует частотной со-

ставляющей проводимости и имеет максимум при $U_m/U_0 \approx 0,6-0,7$ и соответствующей пролетной частоте. Максимальное значение КПД в этом частотном диапазоне достигает приблизительно 8–10%.

Амплитудная зависимость активной составляющей проводимости имеет вид падающей параболы с максимумом при $U_m/U_0 = 0$. Величина максимума при этом зависит от частоты, а ноль активной проводимости находится при $U_m/U_0 \approx 0,9$.

Реактивная составляющая диода Ганна состоит из двух частей – холодной реактивности (емкости), определяемой геометрией кристалла, и динамической добавки, вычисляемой из разложения в ряд Фурье наведенного тока. На рис. 6б представлена частотная зависимость динамической добавки, отнесенной к активной проводимости в слабом поле. Как видно из графика, в высокочастотной части области ОП эта добавка имеет емкостной характер, резко возрастающая к высокочастотной границе области существования ОП. Вблизи пролетной частоты для каждого переменного сигнала динамическая добавка к реактивной составляющей проводимости переходит через ноль. В низкочастотной области она имеет индуктивный характер, но крутизна изменения реактивной добавки от частоты значительно ниже, чем у емкостной добавки проводимости в высокочастотной области.

Результаты аналогичных расчетов для устойчивых диодов ($n_0 l = 10^{12} \text{ см}^{-2}$) представлены на рис. 8–9. Как видно из графиков, все вышеописанные характеристики имеют аналогичный

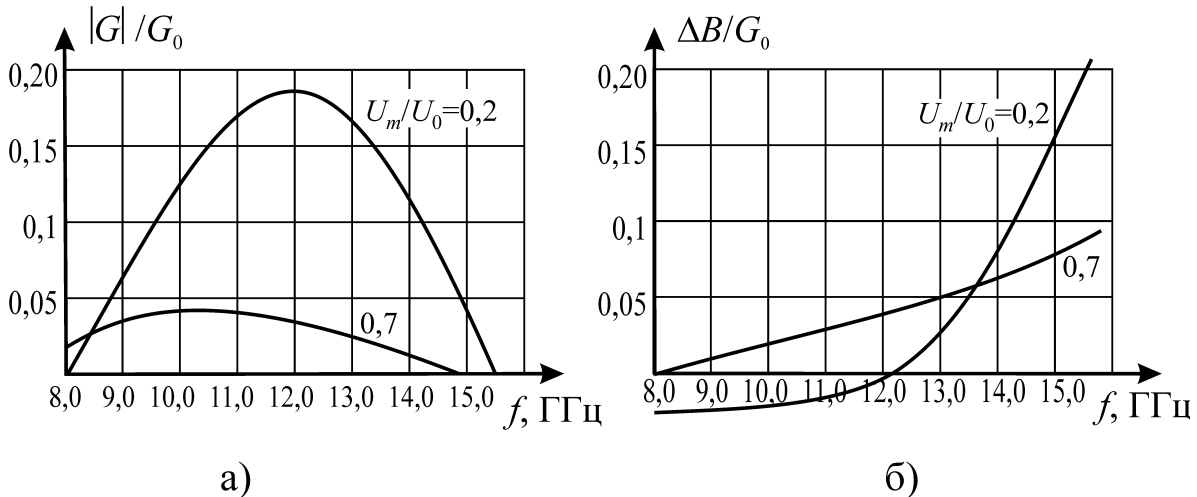


Рис. 8

Частотная зависимость активной проводимости (а) и динамической добавки к реактивной составляющей проводимости (б) устойчивых ДГ

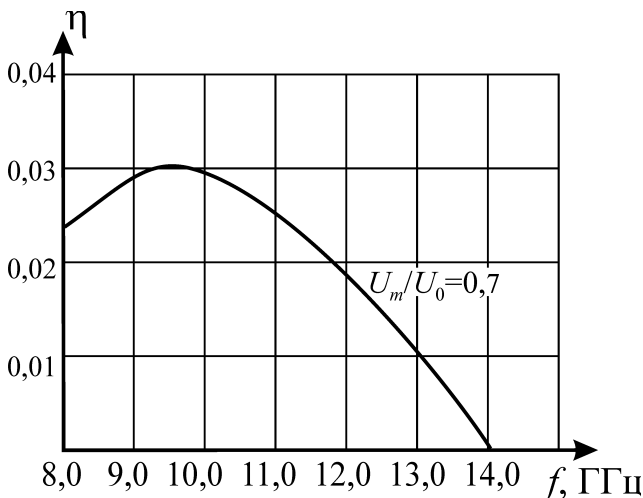


Рис. 9

Частотная зависимость КПД ДГ для устойчивых диодов СМ диапазона

характер. Отличие заключается в том, что реальная величина активной проводимости существенно ниже (как за счет снижения проводимости в слабом поле, так и за счет динамических эффектов). Поэтому максимальный КПД для таких диодов не превышает 4%.

На характеристики ДГ сильно влияет структура катодного контакта. При наличии у катода небольшого слоя пониженного легирования формирование домена происходит быстрее. Это позволяет снизить скорость падения КПД при увеличении частоты, когда начинает сказываться конечность времени разогрева электронов (т.е. в миллиметровом диапазоне волн).

С другой стороны при большом слое пониженного легирования у катода ($l_- = 0,2l$, $n_- = 0,1n_0$) устойчивость диодов повышается, и диоды с $n_0l = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в 3-см диапазоне волн оказываются устойчивыми при значениях напряжения смещения более $4U_t$.

1.1.3 Особенности работы диодов Ганна миллиметрового диапазона длин волн

Как указывалось выше, с повышением частоты и переходом в миллиметровый диапазон длин волн начинает сказываться ряд физических процессов, которые приводят к снижению КПД прибора. Одним из таких факторов является наличие у катода зоны начального разогрева, так называемый "мертвой" или "холодной" зоны, в которой электроны набирают энергию, достаточную для междолинного переноса. Для снижения влияния этого фактора необходимо в диодах Ганна миллиметрового диапазона изменять структуру кристалла и создавать у катода повышенную напряженность поля. Такие структуры могут быть получены путем образования у катода слоя пониженного легирования или создания катода типа обратно смещенного барьера Шоттки [8, 9]. Возможно также создание катодов "островкового" типа, в которых эмиссия электронов осуществляется не со всей поверхности катода, а только с отдельных небольших участков [10]. Ниже приведены результаты расчетов энергетических и импедансных характеристик ДГ миллиметрового диапазона, у которых оптимальным образом подбиралась величина слоя легирования у катода.

Результаты расчетов админтансных характеристик в длинноволновой части миллиметрового диапазона представлены на рис. 10. Частота f_0 равна 35 ГГц. Из сравнения с результа-

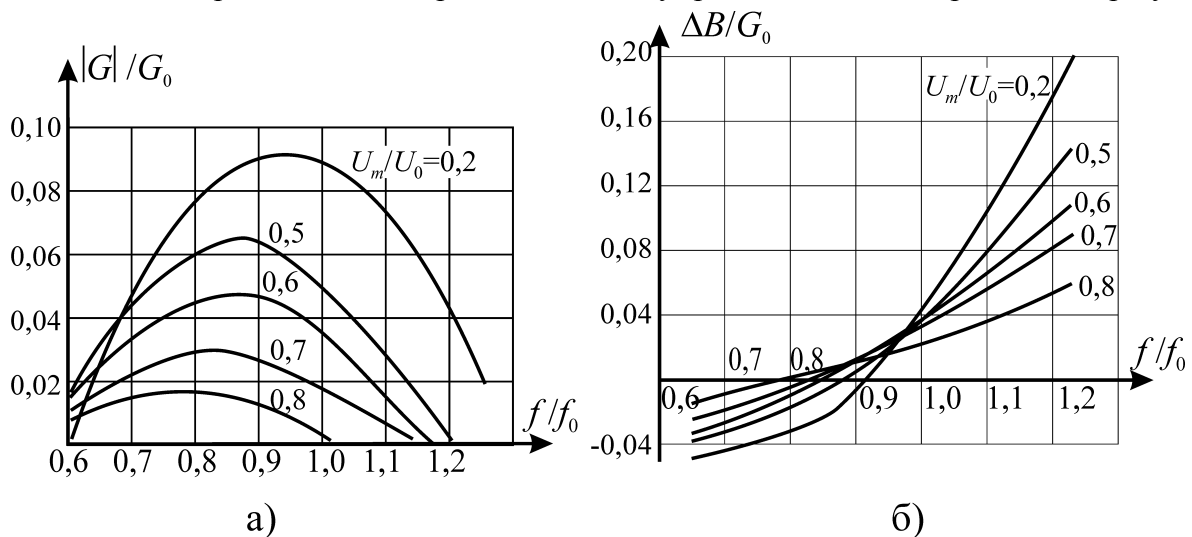


Рис. 10

Частотная зависимость активной (а) и динамической добавки к реактивной (б)

составляющих проводимостей ДГ в длинноволновой части миллиметрового диапазона

тами расчетов для коротковолновой части сантиметрового диапазона представленных на рис. 6 видно, что активная составляющая отрицательной проводимости падает как частота в степени $2/3$. Более эффективным путем продвижения диодов Ганна в высокие частоты является использование в качестве рабочих иных материалов, в первую очередь – фосфида индия (InP). На рис. 11 представлены зависимости КПД от частоты для GaAs (сплошные линии) и InP (пунктир) в 8-мм – (рис. 11а) и 4-мм – (рис. 11б) диапазонах длин волн. Расчеты проводились только для $n_0l = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ($U_m/U_0 = 0,7$) и оптимизированного слоя пониженного легирования у катода, поскольку у GaAs с $n_0l \leq 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в этих диапазонах отрицательная проводимость отсутствует. Как видно из графиков, уже в длинноволновой части миллиметрового диапазона КПД диодов на основе InP выше, чем у диодов на основе GaAs. В коротковолновой части миллиметрового диапазона, где КПД диодов Ганна на основе GaAs становится близким к 1%, КПД диодов Ганна на основе InP падает незначительно. При этом

из-за тепловых ограничений допустимое напряжение в InP-ДГ в СМ диапазоне и в длинноволновой части ММ диапазона не превышают $2-2,5 U_i$, что снижает КПД таких приборов. Следует отметить, что поскольку напряженность поля (и, соответственно, рабочее напряжение) в диодах на InP существенно выше, чем у GaAs диодов, то и выходная мощность InP-диодов существенно выше. Однако возникают проблемы теплоотвода от кристалла.

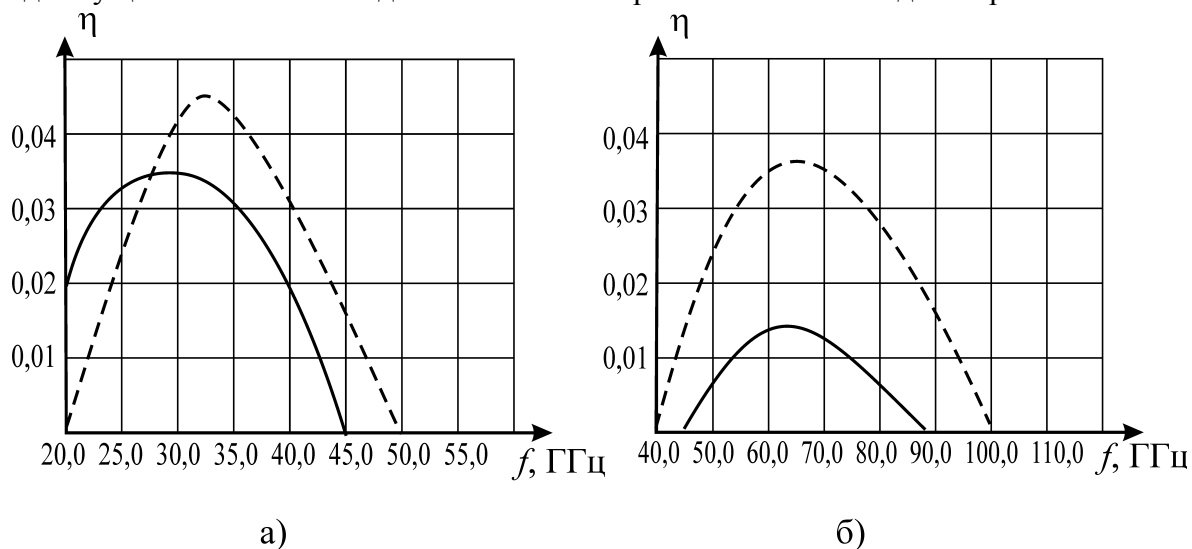


Рис. 11

Сравнительная характеристика КПД ДГ на основе GaAs (—) и InP (- - -) в длинноволновой (а) и коротковолновой (б) частях ММ диапазона длин волн

В [9] исследовался режим работы GaAs-ДГ с высоким (порядка 0,25 эВ) обратно смещенным барьером Шоттки. Этот режим характеризуется малыми плотностями тока, но вследствие этого домен не формируется и структура поля достаточно хорошо следит за статической характеристикой скорость-поле. Теоретические расчеты показывают возможность получения в коротковолновой части СМ диапазона КПД до 15%. Однако этот режим сильно чувствителен к изменению температуры.

В [11] исследовался другой слаботочный режим InP-ДГ с двухзонным $n^+ - n^- - n^+$ катодом. В этом случае, КПД достигал 20% в коротковолновой части СМ диапазона, но из-за сложности технологического исполнения такого катода эти диоды широкого серийного распространения не получили.

На InP-диодах максимальный КПД, экспериментально достигнутый в длинноволновой части ММ диапазона, составляет 16% [12]. О структуре таких диодов неизвестно, но исходя из того, что выходная мощность относительно невелика (аналогична мощности GaAs-диодов с более низким КПД) можно предположить, что работа велась в режиме малой инжекции.

Еще одним перспективным материалом для применения в диодах Ганна миллиметрового диапазона длин волн является нитрид галлия (GaN) [13]. Он существует в двух модификациях – WzGaN и ZbGaN – и отличается при высокой теплопроводности большими значениями пороговых полей (150 кВ/см для WzGaN и 80 кВ/см для ZbGaN) и повышенными по сравнению с GaAs скоростями насыщения в сильных полях (2×10^7 см/с для WzGaN и $1,7 \times 10^7$ см/с для ZbGaN).

На рис. 12а представлены расчетные зависимости [13] КПД, выходной мощности и частоты генерации для WzGaN диаметром 50 мкм и толщиной 3 мкм от напряжения смещения. Как видно из графиков, средняя частота генерации лежит в районе 90 ГГц при КПД порядка 1% и выходной мощности порядка 40 дБ/мВт. На рис. 12б представлены сравнительные зависимости выходной мощности от частоты для GaAs, WzGaN и ZbGaN при оптимизированной длине кристалла. Как видно из графиков, диоды на основе GaN по результатам расчетов могут работать существенно выше по частоте, чем диоды на основе GaAs, и иметь выходную мощность выше почти на 30 дБ/мВт.

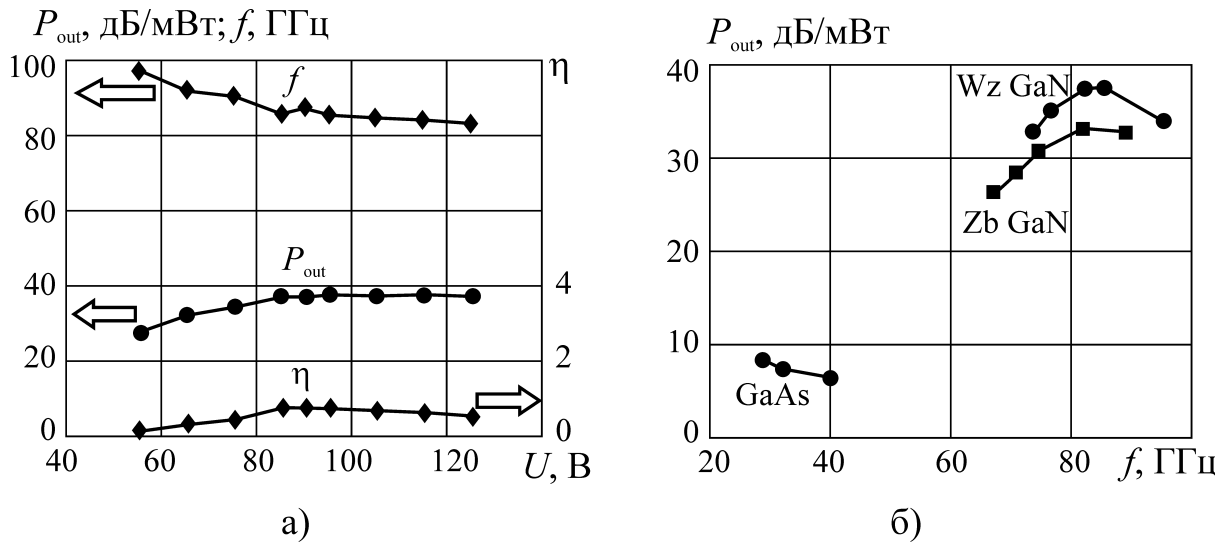


Рис. 12

Зависимость от напряжения выходной мощности, частоты генерации и КПД для WzGaN (а) и сравнительный анализ выходной мощности для GaAs, ZbGaN и WzGaN диодов Ганна (б)

Эффективным методом повышения предельной частоты работы диодов Ганна является работа в бигармоническом режиме или иначе называемом – режиме генерации гармоник [14, 15]. Суть его заключается в том, что диод Ганна является сильно нелинейным элементом и при подаче на кристалл гармонического сигнала, ток через кристалл будет содержать довольно интенсивные высшие гармонические составляющие. Поэтому если, кроме контура, настроенного на пролетную частоту, внешняя схема будет содержать также контур, настроенный на одну из высших гармоник (например, вторую), то в этом контуре также будут возбуждаться колебания, интенсивность которых зависит от уровня соответствующей гармоники тока и обратного влияния сигнала второй гармоники на процессы в кристалле. Расчеты и экспериментальные исследования показывают, что в этом случае предельная частота существования отрицательной проводимости может быть повышена вдвое, но выходная мощность по второй гармонике будет в 2–3 раза меньше, чем по основной частоте в оптимальном моногармоническом режиме. Этот режим характеризуется также тем, что частота определяется в значительной степени частотой контура настроенного на первую гармонику, и это позволяет на частотах, близких к предельным, создавать частотно-перестраиваемые генераторы или стабилизированные генераторы, в которых перестройка или стабилизация осуществляется по первой гармонике, а требования к выходному контуру гармоники будут минимальны.

На рис. 13 представлены энергетические и админтансные характеристики ДГ с пролетной частотой f_0 порядка 35 ГГц в бигармоническом режиме. Структура кристалла принималась оптимальной для работы в диапазоне 35 ГГц, а режим - оптимальным для обеспечения высоких КПД по второй гармонике ($U_0=3,3U_i$, $U_{m1}=2,3U_i$, $U_{m2}=0,5U_i$). Исследовалась область, где отрицательная проводимость существовала как по основной частоте, так и по гармонике. Кривые 1 соответствуют основной частоте, кривые 2 – второй гармонике. Как видно из графиков, в этом режиме частотная характеристика активной составляющей отрицательной проводимости не является параболой с максимумом на пролетной частоте, а линейно падает со снижением частоты для гармоники и линейно нарастает для основной частоты. КПД по второй гармонике в высокочастотной области достаточно высок и достигает 7% (на частоте порядка 75-80 ГГц). Однако область существования отрицательной проводимости, как по основной частоте, так и по гармонике уже, чем в моногармоническом режиме по основной частоте.

По результатам теоретических и экспериментальных исследований [16] ДГ на основе InP позволяет получить на второй гармонике в бигармоническом режиме выходную мощность до 50 мВт на частоте 150 ГГц при КПД до 2%.

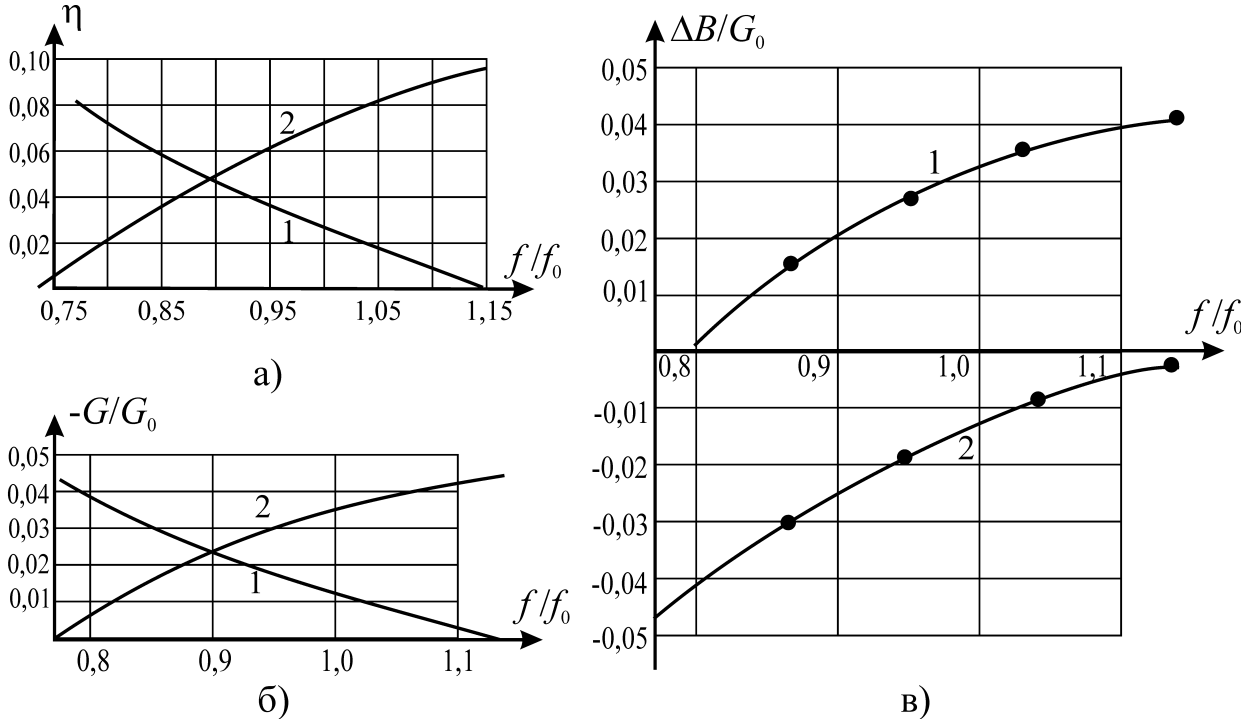


Рис. 13

Частотные зависимости КПД (а), активной (б) и реактивной (в) составляющих ДГ миллиметрового диапазона в двухчастотном режиме. 1 – основная частота, 2 – вторая гармоника

Сложным в технологическом плане, но теоретически очень важным с точки зрения возможности повышения КПД и, особенно, выходной мощности, является режим ограниченного накопления объемного заряда (ОНОЗ-режим) [2]. В этом режиме на кристалл подаются колебания такой амплитуды, что на части периода полное напряжение оказывается ниже порогового. Если кристалл не содержит больших неоднородностей (на которых происходит интенсивное формирование доменов), а частота сигнала много выше пролетной, то образовавшийся домен (или обогащенный слой объемного заряда), пройдя небольшое расстояние от катода, рассосется, пока напряжение будет ниже порогового, и на следующем периоде опять начнет формироваться новый обогащенный слой (или домен) у катода. Таким образом, в большей части кристалла скорость электронов будет следить за статической характеристикой скорость-поле, а частота колебаний будет определяться исключительно внешней схемой, а не длиной кристалла, что позволяет получать высокую выходную мощность. Теоретические расчеты показывают возможность получения в этом режиме КПД до 18-20%, а в бигармоническом режиме до 25-30%. Однако недостатки этого режима – требование отсутствия неоднородностей в кристалле и необходимость быстрого нарастания амплитуды колебаний, достаточной для выхода на режим – позволяют в настоящее время создавать только лабораторные образцы приборов. Для InP расчетные КПД ДГ в режиме ОНОЗ превышают 25% в моногармоническом режиме.

Частотная характеристика диода Ганна может быть аппроксимирована следующими выражениями:

$$G = G_0 \left[1 + \beta_1 \left(\frac{f}{f_0} - 1 \right)^2 + \beta_2 \left(\frac{U_0}{U_{00}} - 1 \right) \right], \quad (17)$$

где средняя частота области отрицательной проводимости

$$f_0 = f_{00} \left[\left(1 + \gamma_1 \frac{U_m}{U_0} \right) + \gamma_2 \left(\frac{U_0}{U_{00}} - 1 \right) \right], \quad (18)$$

а амплитудная характеристика выражением:

$$G_0 = G_{00} \left[1 + \alpha_1 \frac{U_m}{U_0} + \alpha_2 \left(\frac{U_m}{U_0} \right)^2 \right] G_0, \quad (19)$$

В приведенных выражениях U_{00} – напряжение смещения, соответствующее средней части области отрицательной проводимости, которое может быть принято равным $3,3U_t$, где U_t – пороговое напряжение эффекта Ганна; f_{00} – пролетная частота при напряжении смещения U_{00} , которая может быть определена, если принять, что скорость дрейфа в случае омического контакта равна 1×10^7 см/с (при $T=300-450$ К) и приблизительно на 20% ниже при контакте в высокоомном слое у катода; G_0 – проводимость диода в слабом поле, которая обычно имеет порядок $0,5-2,0$ Ом⁻¹;

Реактивная составляющая проводимости

$$B = \omega C_d + \Delta B, \quad (20)$$

где C_d – «холодная» емкость кристалла, определяемая по геометрии структуры, ΔB – динамическая добавка к холодной «реактивности».

$$\Delta B = \delta_1 \cdot \left(\frac{f}{f_0} - 1 \right) \cdot \left(1 - \delta_2 \frac{U_m}{U_0} \right) \cdot G_0 \text{ при } f > f_0, \quad (21)$$

$$\Delta B = \frac{\delta_1}{10} \cdot \left(\frac{f}{f_0} - 1 \right) \cdot \left(1 - \delta_2 \frac{U_m}{U_0} \right) \cdot G_0 \text{ при } f < f_0,$$

Для параметров аппроксимации целесообразно принять:

$G_{00} = -0,2$ Ом⁻¹ для неустойчивых диодов на частоте 10 ГГц при температурах $T_0 = 300-450$ К, $\alpha_1 = 0,05$; $\alpha_2 = -1,6$; $\beta_1 = -8,0$; $\beta_2 = -0,8$; $\gamma_1 = -0,25$; $\gamma_2 = -0,25$; $\delta_1 = 1,0$; $\delta_2 = 1,0$.

Для диодов в устойчивом режиме при $f = 10$ ГГц $G_{00} = -0,15$ Ом⁻¹.

При увеличении частоты отрицательная проводимость падает приблизительно по зако-

ну $G_{00} = G_{10\text{ГГц}} \left(\frac{10^{10}}{f_{\text{Гц}}} \right)^{2/3}$ для неустойчивых диодов с оптимизированным профилем легирова-

ния и $G_{00} = G_{10\text{ГГц}} \left(\frac{10^{10}}{f_{\text{Гц}}} \right)^{-1}$ для устойчивых диодов.

1.1.4 Методика инженерного расчета диодов Ганна

Как правило, основными заданными величинами при расчете генераторов и усилителей на диоде Ганна являются средняя частота рабочего диапазона $f_{\text{раб}}$ и выходная мощность $P_{\text{вых}}$. Для усилителей должен быть также задан коэффициент усиления в нелинейном или линейном режиме $K_{\text{ус}}$.

Кроме того, для расчета необходимо помнить константы, характеризующие материал. Для GaAs эти константы равны:

- скорость насыщения (которая приблизительно равна скорости дрейфа носителей) $v_s \approx 10^7$ см/с;

- пороговая напряженность эффекта Ганна $E_t = 3,3$ кВ/см;

- подвижность электронов в слабом поле $\mu_0 = 7500$ см²с⁻¹В⁻¹;

- относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 12,5$.

Необходимо также помнить значения мировых констант, таких как заряд электрона, его масса, диэлектрическая проницаемость вакуума и т.д.

Выбор длины кристалла

Производится из заданной частоты и известной скорости насыщения электронов.

Приближенно $l = \vartheta_s / f_{\text{раб}}$.

С учетом смещения частоты максимума отрицательной проводимости в нелинейном режиме

$$(U_m/U_0)_{\text{ОПТ}} \approx 0,6$$

$$l = \frac{v_s}{f_{\text{раб}} \left(1 + \gamma_1 \left(\frac{U_m}{U_0} \right)_{\text{ОПТ}} \right)}$$

Выбор легирования

В миллиметровом диапазоне, как для генераторов, так и для усилителей целесообразно выбирать $n_0 l = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$. В сантиметровом диапазоне для усилителей – $n_0 l = 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Выбор напряжения смещения

Пороговое напряжение $U_t = E_t l$.

Оптимальное рабочее напряжение смещения $U_p = 3,3 U_t$ (непрерывный режим), $U_p = (4,5 \div 6) U_t$ (импульсный режим).

Выбор значения параметра f_{00}

Приближенно $f_{00} = f_{\text{раб}}$. С учетом смещения центральной частоты при увеличении переменного сигнала

$$f_{00} = \frac{f_{\text{раб}}}{\left(1 + \gamma_1 \left(\frac{U_m}{U_0} \right)_{\text{ОПТ}} \right)}$$

Выбор площади кристалла, оптимального переменного сигнала и емкости кристалла

Для выбора площади кристалла необходимо определить оптимальное значение U_m/U_0 и выходную мощность при $G_0 = 1,0 \text{ Ом}^{-1}$, а затем найти проводимость кристалла в слабом поле, соответствующую заданной выходной мощности. На первом этапе задаемся $G_0 = 1,0 \text{ Ом}^{-1}$. Рассчитаем зависимость

$$P_{\sim} = \frac{U_{\sim}^2 |G|}{2} = \frac{\left| \frac{U_m}{U_0} \right|^2 U_0^2 |G|}{2}$$

и определяем оптимальное значение U_m/U_0 и соответствующее ему значение максимальной мощности. По заданной выходной мощности находим проводимость кристалла в слабом поле $G_0 = P_{\text{вых}} / P_{\text{вых.макс}}$, где $P_{\text{вых.макс}}$ вычислено при $G_0 = 1,0 \text{ Ом}^{-1}$. Из формулы $G_0 = en_0 \mu_0 S / l$ находим площадь кристалла $S = G_0 l / en_0 \mu_0$ и емкость кристалла $C_d = \epsilon \epsilon_0 S / l$.

Определение активной и реактивной составляющих проводимости кристалла в оптимальном режиме

Зная G_0 , $(U_m/U_0)_{\text{ОПТ}}$ по формулам (17-21) для амплитудной зависимости рассчитываем амплитудно-частотную характеристику диода в оптимальном режиме.

Рассчитываем частотную характеристику импеданса кристалла.

$$R_d = \frac{G_d}{G_d^2 + B_d^2}; \quad X_d = -\frac{B_d}{G_d^2 + B_d^2}$$

1.2 Лавинно-пролетные диоды

1.2.1 Принцип действия; основные соотношения

Лавинно-пролетный диод (ЛПД или IMPATT-диод) – твердотельный прибор, используемый для генерации и усиления электромагнитных колебаний СВЧ-диапазона [17, 18]. В основе механизма его работы лежит эффект динамической отрицательной проводимости (ДОП), возникающей при управляемом лавинном пробое, вызванном ударной ионизацией в полупроводниковом кристалле с обратнo-смещенным p - n -переходом (или барьером Шоттки). Статическая вольтамперная характеристика такого перехода имеет вид, приближенно представленный на рис. 14.

Здесь U_{br} – напряжение лавинного пробоя, возникающего вследствие ударной ионизации на границе p - n -перехода, в так называемой зоне лавинного умножения. Такой вид характеристика имеет в статическом режиме. Однако в динамическом режиме при наличии переменного сигнала процессы оказываются гораздо сложнее. Из-за резкого нарастания тока при лавинном пробое для плавного изменения режима работы, ЛПД, как правило, управляется не напряжением, а током. Но для рассмотрения физики процессов в динамике целесообразно рассматривать управление напряжением. В динамическом режиме напряжение смещения превышает пробойное не более чем на 1–1,5%, а при больших переменных сигналах может быть даже ниже пробойного. Когда суммарное напряжение $U_0 + U_m$ становится выше пробойного начинается процесс образования лавины, который, однако, не приводит к катастрофическому пробое, так как затем суммарное напряжение падает ниже пробойного. Такой управляемый лавинный пробой лежит в основе работы ЛПД.

Существует несколько основных разновидностей ЛПД. Однопролетный диод (рис. 15а) содержит: контактную высоколегированную p^+ -область, относительно слаболегированную, но протяженную n -область, примыкающую к p^+ -области и контактную n^+ -область. При достаточно большом обратном смещении, когда вся n -область обеднена, т.е. не содержит подвижных носителей (так называемый случай прокола), распределение поля в такой структуре имеет вид, представленный также на рис. 15а.

Двухпролетный диод (рис. 15б) содержит две примыкающие друг к другу относительно протяженные p - и n -области и контактные p^+ и n^+ -области по краям кристалла. Распределение поля при полном обеднении имеет вид, также представленный на рис. 15б.

Диод Рида (модификация однопролетной структуры) имеет вид, представленный на рис. 15в, и содержит высоколегированную p^+ -область, примыкающую к ней относительно узкую слаболегированную n -область, протяженную нелегированную i -область (или очень слаболегированную n^- -область) и контактную n^+ -область. Соответственно, распределение поля в такой структуре имеет вид, представленный на рис. 15в. Модификацией диода Рида является Lo-Ni-Lo-диод, структура которого представлена на рис. 15г. В этой структуре зона лавинного умножения еще более четко сосредоточена у границы p - n -перехода и эффективность взаимодействия возрастает. Существует также Lo-Ni-Lo модификация двухпролетных диодов. При использовании метода молекулярной эпитаксии такие диоды эффективны вплоть до коротковолновой части миллиметрового диапазона.

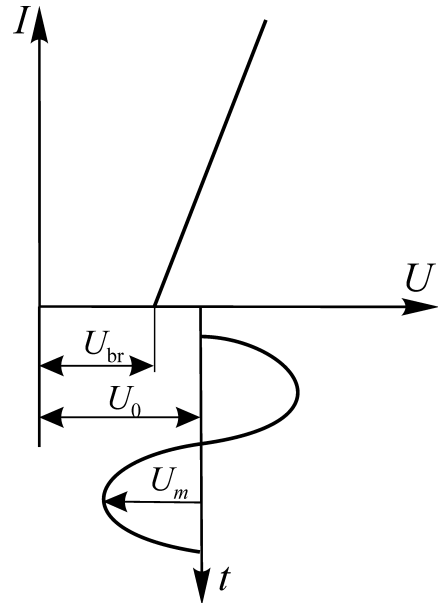


Рис. 14

Вольтамперная характеристика ЛПД

При суммарном значении напряжении на диоде U_0+U_{ω} больше пробойного на границе p - n -перехода (в зоне лавинного умножения) начинается генерация электронно-дырочных пар. При этом дырки дрейфуют в p -область, а электроны – в n -область. В однопролетных диодах дырки сразу уходят в контакт и с ВЧ-полем практически не взаимодействуют, а электроны, дрейфуя через n -область, взаимодействуют с ВЧ-полем, что и приводит к образованию динамической отрицательной проводимости (ОП). В двухпролетных диодах в p - и n -пространствах взаимодействия дрейфуют как электроны, так и дырки. Это повышает эффективность взаимодействия носителей с ВЧ-полем, и, соответственно, коэффициент полезного действия (КПД).

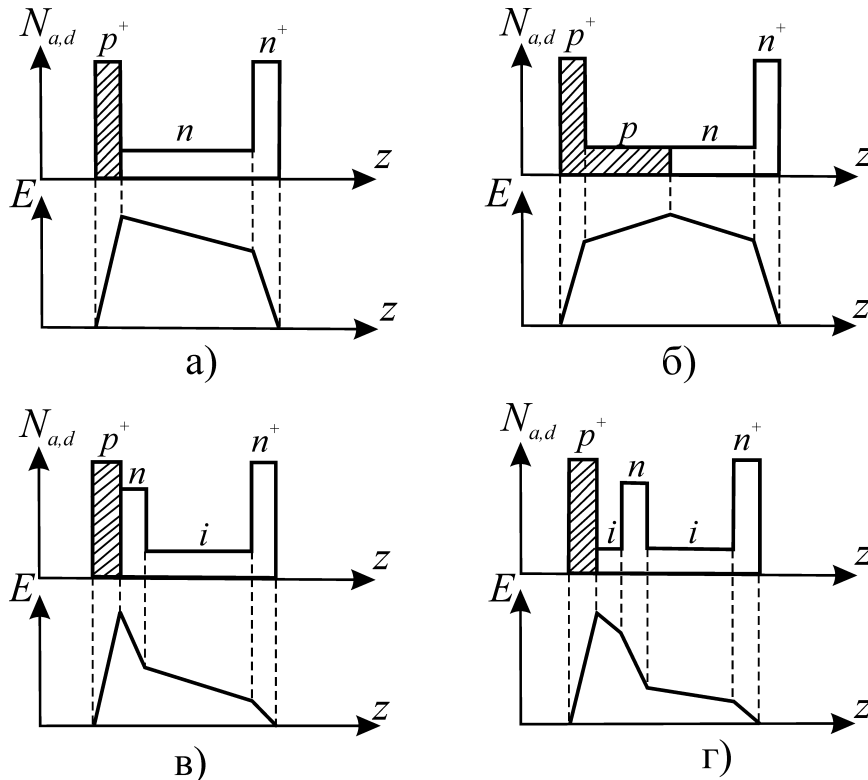


Рис. 15

Структура легирования и распределение напряженности поля в однопролетных (а), двухпролетных (б) ЛПД, диодах Риды (в) и Lo-Ni-Lo (г) – диодах

В диоде Риды (или Lo-Ni-Lo-диодах) область генерации пар сосредоточена в узкой области p - n -перехода, что приводит к резкому разделению области генерации пар и области дрейфа электронов. Это позволяет наглядно рассмотреть механизм образования динамической отрицательной проводимости (рис. 16). На рис. 16а представлено изменение напряжения на диоде во времени. Когда полное напряжение на диоде выше пробойного, начинает формироваться ток лавины. Однако формирование лавины происходит не мгновенно, а с некоторым запаздыванием. Величина этого запаздывания определяется превышением максимального напряжения над пробойным. (Точнее, скорость этого процесса зависит от тока через диод, поскольку практически схема питания ЛПД выполняется так, что процесс управляется током). Если запаздывание образования лавины составляет четверть периода колебания относительно максимума полного напряжения, то, вследствие сильной нелинейности процессов умножения конвекционный ток в области лавины будет иметь вид острого пика, приходящегося во времени на переход суммарного переменного напряжения в область $U < U_{br}$ (рис. 16в).

В дальнейшем, образовавшиеся дырки уйдут в p^+ -область, а электроны начнут дрейфовать плотным сгустком через n -область к n^+ -контакту. Во время их дрейфа во внешней цепи

Величина M называется коэффициентом умножения. Если $\alpha W=1$, то $M \rightarrow \infty$, т.е. одна пара создаст бесконечное количество новых пар, что и является условием пробоя.

Если поле в области лавины неоднородно, то можно показать, что

$$M = \left(1 - \int_0^w \alpha dz \right)^{-1}$$

и условие пробоя имеет вид

$$\int_0^w \alpha dz = 1.$$

В принципе, по измерению M можно определить коэффициенты ионизации. В довольно широком интервале полей типичная формула для коэффициентов ионизации имеет вид [19]:

$$\alpha = A_1 \exp \left[\left(-\frac{E_{01}}{E} \right)^m \right];$$

$$\beta = A_2 \exp \left[\left(-\frac{E_{01}}{E} \right)^m \right].$$

В настоящее время в ЛПД используются два материала: кремний (Si) и арсенид галлия (GaAs). Для кремния параметры ионизации, как правило, применяются в виде, предложенном в [20]. В этом случае $m = 1$. $A_1 = 5,0 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$, $A_2 = 5,6 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$, $E_{01} = 1,0 \times 10^6 \text{ В/см}$, $E_{02} = 1,32 \times 10^6 \text{ В/см}$ – при $E > 5,3 \times 10^5 \text{ В/см}$; $A_1 = 6,2 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$, $A_2 = 2,0 \times 10^6 \text{ см}^{-1}$, $E_{01} = 1,0 \times 10^6 \text{ В/см}$, $E_{02} = 1,97 \times 10^6 \text{ В/см}$ – при $E < 5,3 \times 10^5 \text{ В/см}$.

С изменением температуры кристалла параметры E_{01} и E_{02} меняются по закону

$$dE_{01,02}/dT = 1,3 \times 10^3 \text{ В/см} \times \text{К}$$

Для арсенида галлия соответственно [19]:

$$m = 2, A_1 = A_2 = 3,5 \times 10^5 \text{ см}^{-1}, E_{01} = E_{02} = 6,85 \times 10^5 \text{ В/см}.$$

Характерной особенностью GaAs ЛПД является то, что коэффициенты ионизации электронов и дырок равны. Это приводит к тому, что шумы GaAs диодов существенно ниже, чем у Si-диодов.

1.2.2 Математическая модель ЛПД

Особенностью ЛПД является то, что он работает при существенно более высоких полях, чем диод Ганна, поэтому разогрев электронов и дырок происходит гораздо быстрее, и, соответственно, нет необходимости учитывать конечность времени разогрева носителей. Поэтому вплоть до частот порядка 100 ГГц и даже выше можно пользоваться локально-полевой моделью, в которой все характеристики электронов и дырок (скорость, коэффициенты диффузии и ионизации и т.д.) являются мгновенными функциями электрического поля. В этом случае процессы в ЛПД описываются следующей системой уравнений (здесь, как и в теории диода Ганна за положительное направление движения электронов принимается движение по полю, а для дырок – против).

Уравнение Пуассона

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{e}{\epsilon} (n - p - N_D + N_A), \quad (22)$$

где n и p – концентрация подвижных электронов и дырок,

N_D, N_A – концентрация доноров и акцепторов соответственно.

Уравнение непрерывности для электронов и дырок

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial J_n}{\partial z} + \alpha v_n n + \beta v_p p \quad (23)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial J_p}{\partial z} + \alpha v_n n + \beta v_p p, \quad (24)$$

где J_n, J_p – плотности потоков электронов и дырок соответственно;

α, β – коэффициенты ионизации;

v_p, v_n – скорости электронов и дырок соответственно.

Выражения для плотностей потоков электронов и дырок имеют вид

$$J_n = v_n n - D_n \frac{\partial n}{\partial z};$$

$$J_p = v_p p + D_p \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (25)$$

где D_n, D_p – коэффициенты диффузии.

Выражения для скоростей электронов и дырок должны учитывать эффект насыщения скорости в сильных полях.

$$v_{n,p} = \frac{\mu_{n,p} E}{\left[1 + \left(\frac{\mu_{n,p} E}{v_{sn,p}} \right)^2 \right]^{1/2}} \quad (26)$$

где $\mu_{n,p}$ – подвижности электронов и дырок в слабых полях,

$v_{sn,p}$ – скорости насыщения электронов и дырок в сильных полях.

Коэффициенты диффузии электронов и дырок в сильных полях для кремния принимались равными $D_n=12 \text{ см}^2/\text{с}$, $D_p=8 \text{ см}^2/\text{с}$. Для арсенида галлия $D_n=100 \text{ см}^2/\text{с}$, $D_p=50 \text{ см}^2/\text{с}$.

Эти уравнения должны дополняться выражением для плотности полного тока

$$j = e(J_n + J_p) + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (27)$$

и граничными условиями, которые можно записать в виде

$$\int_0^l E dz = U_K; \quad (28)$$

$$J_n|_{z=0} = J_{sn} \approx 0;$$

$$J_n|_{z=l} = J_0; \quad (29)$$

$$J_p|_{z=0} = J_0;$$

$$J_p|_{z=l} = J_{sp} \approx 0, \quad (30)$$

где U_K – напряжение на рабочей области кристалла;

J_0 – плотности потоков электронов и дырок;

J_{sn}, J_{sp} – плотность тепловых потоков электронов и дырок соответственно.

1.2.3 Линейная теория ЛПД

Рассмотрение работы ЛПД в режиме малого сигнала (линейном режиме), когда все переменные составляющие много меньше соответствующих постоянных составляющих, необходимо для предварительного выбора оптимальной структуры кристалла и режима работы. Кроме того, рассмотрение малосигнальной теории позволяет определить принципы частотного моделирования структуры кристалла и режима работы при переходе от одного частотного диапазона к другому. Для решения этих задач, как правило, рассматривается диод Рида, в котором четко разграничены зона лавинного умножения и зона дрейфа. Это значительно упрощает понимание физики процессов. В линейной теории также обычно предполагается, что скорости ионизации и скорости насыщения

электронов и дырок равны, а диффузией носителей пренебрегается. [17]. При этом в качестве коэффициента размножения принимается эквивалентный коэффициент размножения

$$\alpha = \beta = \alpha_{\text{экв}} = \alpha \frac{k-1}{\ln k}, \quad k = \frac{\beta}{\alpha}.$$

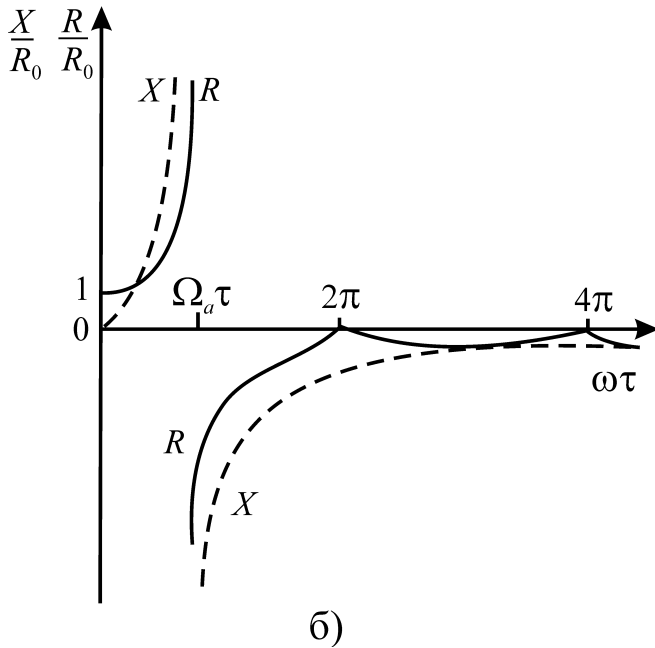
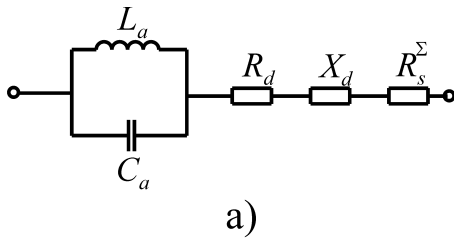


Рис. 17
Эквивалентная схема ЛПД (а) и частотная зависимость нормированной активной составляющей проводимости от угла пролета (б)

Рассмотрение зоны лавинного размножения показывает, что полный ток в этой области чисто реактивный и состоит из двух составляющих – индуктивного тока лавины и емкостного тока смещения. Соответственно процессы токопрохождения в этой зоне могут быть отображены моделью параллельного резонансного контура. Резонансная частота этого контура (так называемая частота лавинного резонанса) определяется:

$$\omega_a = \frac{1}{\sqrt{L_a C_a}} = \sqrt{\frac{2 \frac{d\bar{\alpha}}{dE} j_0 v_s}{\epsilon \epsilon_0}},$$

где $\bar{\alpha}$ – усредненный эквивалентный коэффициент ионизации, j_0 – плотность среднего тока, v_s – скорость насыщения. Соответственно, эквивалентный импеданс слоя умножения (в идеализированном случае без учета запаздывания протекания тока в лавине относительно приложенного напряжения)

$$Z_a = \frac{1}{i\omega C_a \left[1 - \left(\frac{\omega_a}{\omega} \right)^2 \right]},$$

где C_a – емкость слоя умножения.

В области дрейфа электроны движутся со скоростью насыщения v_s . Поэтому в линейном приближении ток может быть представлен в виде незатухающей волны, распространяющейся с фазовой скоростью v_s . В этом предположении импеданс пространства дрейфа имеет вид

$$Z_d = R_d + iX_d = \frac{1}{\omega C_d} \left[\frac{1}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_a} \right)^2} \frac{1 - \cos \theta_d}{\theta_d} \right] + \frac{i}{\omega C_d} \left[-1 + \frac{1}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_a} \right)^2} \frac{\sin \theta_d}{\theta_d} \right],$$

где C_d – емкость области дрейфа, $\theta_d = \omega \times \tau_d = \frac{\omega}{v_s} \times l_d$ – угол пролета в области дрейфа.

Из этого выражения видно, что в отличие от импеданса области умножения импеданс области дрейфа содержит не только реактивную составляющую X_d , но и активную составляющую R_d . При $\omega < \omega_a$, $R_d > 0$, а при $\omega > \omega_a$, $R_d < 0$. Таким образом, природа и величина активной составляющей импеданса определяется частотой лавинного резонанса, то есть запаздыванием формирования лавины (ω_a), и углом пролета в пространстве дрейфа (θ_d). Поскольку частота лавинного резонанса пропорциональна корню квадратному из плотности тока, то нижняя граница области существования отрицательной проводимости, а, следовательно, и вся область отрицательной проводимости смещается вверх по частоте при изменении плотности тока как $j_0^{0,5}$. Из этого следуют приближенные правила

частотного моделирования при переходе в другой частотный диапазон: плотность тока должна увеличиваться как f^2 , а длина кристалла уменьшаться как $1/f$.

Полная эквивалентная схема ЛПД имеет таким образом вид рис. 17а. R_s^Σ в данной схеме представляет собой сумму сопротивления контакта и сопротивления растекания подложки. Оно играет важную роль в работе ЛПД, поскольку отрицательное сопротивление ЛПД в режиме большого сигнала порядка единиц Ом и даже небольшое сопротивление подложки и контакта может резко снизить КПД прибора.

На рис. 17б представлена зависимость активного сопротивления диода (без учета запаздывания тока в области лавины от приложенного напряжения) от угла пролета. Здесь R_0 дифференциальное сопротивление кристалла ($R_0 = \frac{l^2}{2\pi S \epsilon v_s}$, где l – длина кристалла, S – площадь, v_s – скорость насыщения носителей).

1.2.4 Энергетические и импедансные характеристики ЛПД

Поскольку лавинно-пролетный диод работает при существенно больших, чем диод Ганна, электрических полях, то процессы разогрева носителей в нем проходят значительно быстрее. Это позволяет использовать для численного моделирования локально-полевую модель, основные уравнения которой приведены выше (22–30).

Решение производится численными методами путем замены производных по пространственной координате разностными соотношениями и в предположении заданного напряжения, т.е. напряжение на диоде задается в виде

$$U_d = U_0 + U_m \sin \omega t,$$

а в результате расчетов определяется форма полного тока, который затем разлагается в ряд Фурье. По амплитуде и фазе первой гармоники определяются активная и реактивная составляющие проводимости диода. Зная также постоянную составляющую тока, можно определить КПД и выходную мощность.

Особенностью расчета ЛПД является то, что в расчет в явном виде вводится последовательное омическое сопротивление контакта и подложки отнесенное к единице площади ρ_s , которое оказывает сильное влияние на работу диода. Кроме того, введение этого сопротивления увеличивает скорость сходимости решения и сокращает время счета.

В этом случае плотность полного тока может быть записана также и в виде

$$j = \frac{U_d - U_k}{\rho_s}$$

где U_k – напряжение на активном слое кристалла, которое определяется из обращенного выражения для плотности полного тока:

$$\frac{dU_k}{dt} = \frac{1}{\epsilon} j l - \int_0^l e(nv_n - pv_p) dz.$$

Ниже приведены результаты расчетов ЛПД на основе кремния (Si) и арсенида галлия (GaAs) в диапазоне 35 ГГц и 100 ГГц.

На рис. 18 представлены результатами расчетов КПД и выходной мощности для различных типов диодов в различных диапазонах. На рис. 18а сплошными линиями представлены зависимости КПД от плотности тока в диапазоне 35 ГГц при температуре решетки 450 К для простого однопролетного Si-диода (кривая 1), двухпролетного Si-диода (кривая 2), Si-диода Рида (кривая 3) и двухпролетного GaAs-диода (штриховая линия). Длина рабочего участка n - и p -областей во всех случаях составляет 1,05 мкм, уровень легирования – $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, омическое сопротивление контактов и подложки, приведенное к единице площади кристалла, $\rho_s = 6 \times 10^{-6} \text{ Ом} \times \text{см}^2$. Штрихпунктирная линия соответствует двухпролетному Si-диоду с $\rho_s = 0$.

Как видно из графиков, у простого однопролетного Si-диода максимум КПД не превышает 10% и достигается при плотностях тока 10 кА/см^2 , что недопустимо в непрерывном режиме. У двух-

пролетного Si-диода КПД приближается к 20% и достигается при плотностях тока порядка 5 кА/см^2 , а у Si-диода Рида КПД достигает 24% при плотностях тока порядка 3 кА/см^2 . Однако при увеличении плотности тока КПД диода Рида быстро падает. Таким образом, при работе в непрерывном режиме в длинноволновой части миллиметрового диапазона целесообразно использовать диод Рида или двухпролетный диод, а в импульсном режиме – двухпролетный диод. Двухпролетные GaAs-диоды занимают промежуточное положение между Si-двухпролетными диодами и Si-диодами Рида (оптимальная плотность тока 4 кА/см^2 , КПД приблизительно 20-21%).

На рис. 18б представлены зависимости мощности, приведенной к единице площади от плотности тока для двухпролетных диодов диапазона 35 ГГц (кривая 1) и диода Рида (кривая 2). Как видно из сравнения с графиками рис. 18а, максимум выходной мощности достигается при плотностях тока примерно в 2,5-3 раза выше, чем в режиме максимума КПД. В диоде Рида максимум выходной мощности достигается при плотностях тока в 3 раза выше, чем в режиме максимума КПД, а выходная мощность выше мощности в режиме максимума КПД в 2 раза. На рис. 18в представлены зависимости для двухпролетного Si-диода на частоте 100 ГГц. Сплошные линии соответствуют $T_0=450 \text{ К}$, $\rho_s=6 \times 10^{-6} \text{ Ом} \times \text{см}^2$, штриховые – линии $T_0=450 \text{ К}$, $\rho_s=0$, штрихпунктирные линии – $T_0=300 \text{ К}$, $\rho_s=6 \times 10^{-6} \text{ Ом} \times \text{см}^2$. Из сравнения с рис. 18а видно, что максимум КПД двухпролетных ЛПД в этом диапазоне при $T=450 \text{ К}$ достигается при плотности тока порядка 40 кА/см^2 , что приблизительно соответствует моделированию, как f^2 . На рис. 18г представлена зависимость выходной мощности для двухпролетного диода с плоским профилем легирования от плотности тока на частоте 100 ГГц. Как видно, максимум выходной мощности достигается при плотности тока порядка $100\text{-}140 \text{ кА/см}^2$, то есть в 3 раза выше, чем в режиме максимума КПД (40 кА/см^2). Выходная мощность в максимуме в 2 раза выше, чем в режиме максимума КПД.

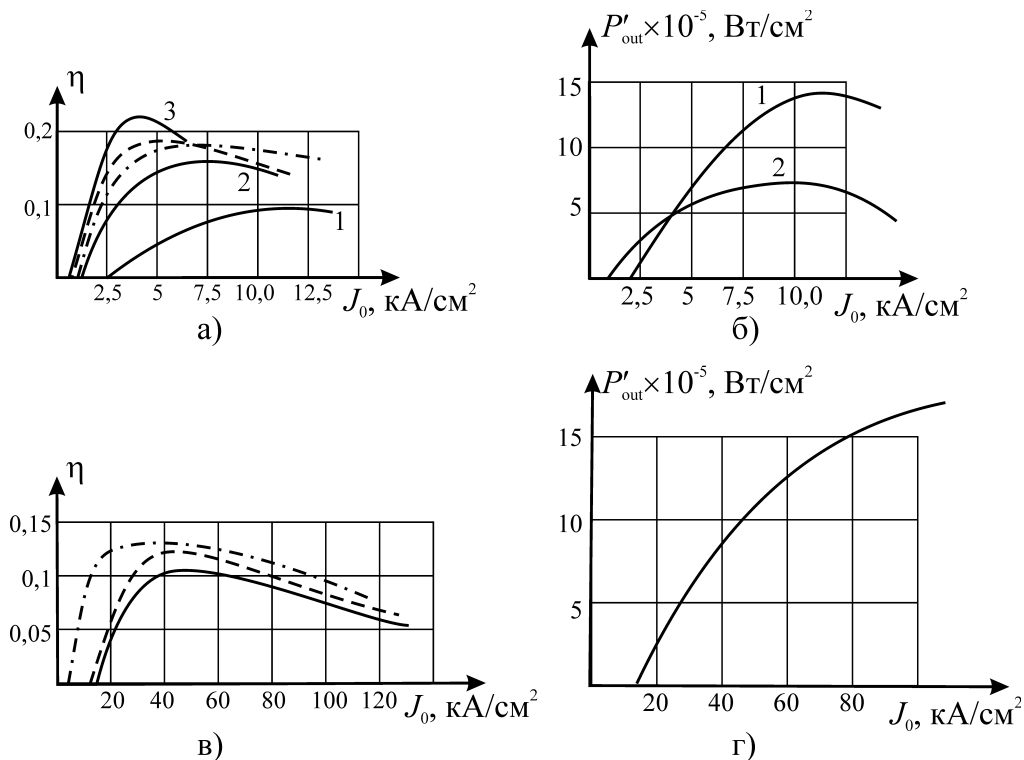


Рис. 18

Энергетические характеристики различных типов ЛПД в длинноволновой (а, б) и коротковолновой (в, г) частях ММ диапазона длин волн

На рисунке 19 приведены расчетные зависимости активной $G_{\text{п}}$ и реактивной $B_{\text{п}}$ погонных компонент проводимости Si-ЛПД в длинноволновой части миллиметрового диапазона волн от плотности тока питания J_0 , амплитуды СВЧ-напряжения на структуре U_m , температуры θ_{max} в области p - n перехода [21, 22]. На рисунках 19а,б,в приведены зависимости $G_{\text{п}}$, $B_{\text{п}}$, определенные на частоте

35 ГГц при $\theta_{\max}=390$ К, 500 К, 570 К. На рисунках 19г,д приведены зависимости G_{π} , B_{π} , определенные на частотах $f=30,1$ ГГц, $f=39,9$ ГГц при $\theta_{\max}=500$ К. В расчетах принято, что температура кристалла вблизи контактов на 100 К ниже θ_{\max} .

Из приведенных зависимостей видно, что при $f \leq 35$ ГГц и плотностях тока питания диода $J_0=12-28$ кА/см² возникает лавинный резонанс диода, при котором знак реактивной составляющей B_{π} изменяется. При увеличении плотности тока J_0 , фиксированных значениях U_m , θ_{\max} частота лавинного резонанса возрастает по закону близкому к $J_0^{0,36}$. Характеристический ток $J_{0\text{к}}$, соответствующий частоте лавинного резонанса, существенно зависит от амплитуды сигнала U_m и температуры θ_{\max} , возрастая с увеличением U_m , θ_{\max} . Приведенные амплитудно-частотные характеристики ЛПД являются основой для расчета и проектирования генераторов и усилителей на ЛПД в длинноволновой части миллиметрового диапазона волн (см. гл. 2).

На рис. 20 представлены частотные (а,б) и амплитудные (в) характеристики проводимости Si-ЛПД в коротковолновой части миллиметрового диапазона ($f_0=100$ ГГц). На рис. 20а,б кривые 1 соответствуют режиму малого сигнала ($U_m/U_0=0,2$), кривые 2 – режиму, приблизительно соответствующему максимуму КПД ($U_m/U_0=0,7$). Как видно из графиков, при увеличении сигнала максимум активной составляющей проводимости смещается в низкие частоты, также как и ноль реактивной составляющей проводимости. По форме частотные зависимости активной составляющей проводимости близки к параболе с максимумом на частоте максимума отрицательной проводимости при заданном сигнале.

На графике амплитудной характеристики активной составляющей проводимости (рис. 20в) кривые 1 соответствуют углу пролета $\Theta=\pi$, 2 – $\Theta=0,8\pi$, 3 – $\Theta=1,2\pi$. Как видно из графиков, амплитудная характеристика активной составляющей проводимости имеет вид падающей параболы. Крутизна падения минимальна при $\Theta=0,8\pi$ и максимальна при $\Theta=1,2\pi$. Это связано с указанным выше смещением максимума отрицательной проводимости в низкие частоты при увеличении сигнала.

Причины падения КПД при увеличении сигнала заключаются в расширении области лавины, появлении квазинейтральных областей у контактов при минимальном значении полного напряжения (что приводит к отклонению длины области дрейфа от оптимальной) и большой интенсивности генерации пар при больших полях (что в соответствии с уравнением Пуассона приводит к провалу поля в области сгустка электронов).

На рис. 21 представлены характеристики активной и реактивной составляющих проводимости на комплексной плоскости для Si-ЛПД – 3-мм диапазона волн в широком интервале параметров (рис. 21а – $j_0=40$ кА/см², рис. 21б – $j_0=100$ кА/см²); сплошные линии – $T_0=450$ К, штриховые – $T_0=300$ К, $\rho_s=6 \times 10^{-6}$ Ом·см²; кривые 1 – $U_m/U_0=0,2$, кривые 2 – $U_m/U_0=0,7$.

Кружками обозначены характеристики $\rho_s=0$, $T_0=450$ К. Длина рабочей области $l_n=l_p=0,35$ мкм, $N_D=N_A=10^{17}$ см⁻³.

Приведенные характеристики также могут служить справочными материалами.

На рис. 22 представлены характеристики активной и реактивной составляющей проводимости на комплексной плоскости для GaAs двухпролетных ЛПД в длинноволновой части ММ диапазона. На данном графике кривые соответствуют различным частотам и различным значениям плотности тока. Особенностью ЛПД является сильная нелинейность характеристик. Одним из проявлений ее является появление низкочастотной (НЧ) отрицательной проводимости в цепи питания [27]. В ЛПД это проявляется в том, что при увеличении переменного сигнала для поддержания токового режима должно изменяться напряжение смещения, что приводит к появлению ОП по низкой частоте и интенсивному возбуждению колебаний в НЧ-диапазоне в цепи питания. Для подавления этих колебаний в цепь питания прибора необходимо вводить антипаразитную нагрузку, которая, не влияя на режим по ВЧ-сигналу, резко увеличивает затухание на частотах, где проявляется низкочастотная ОП.

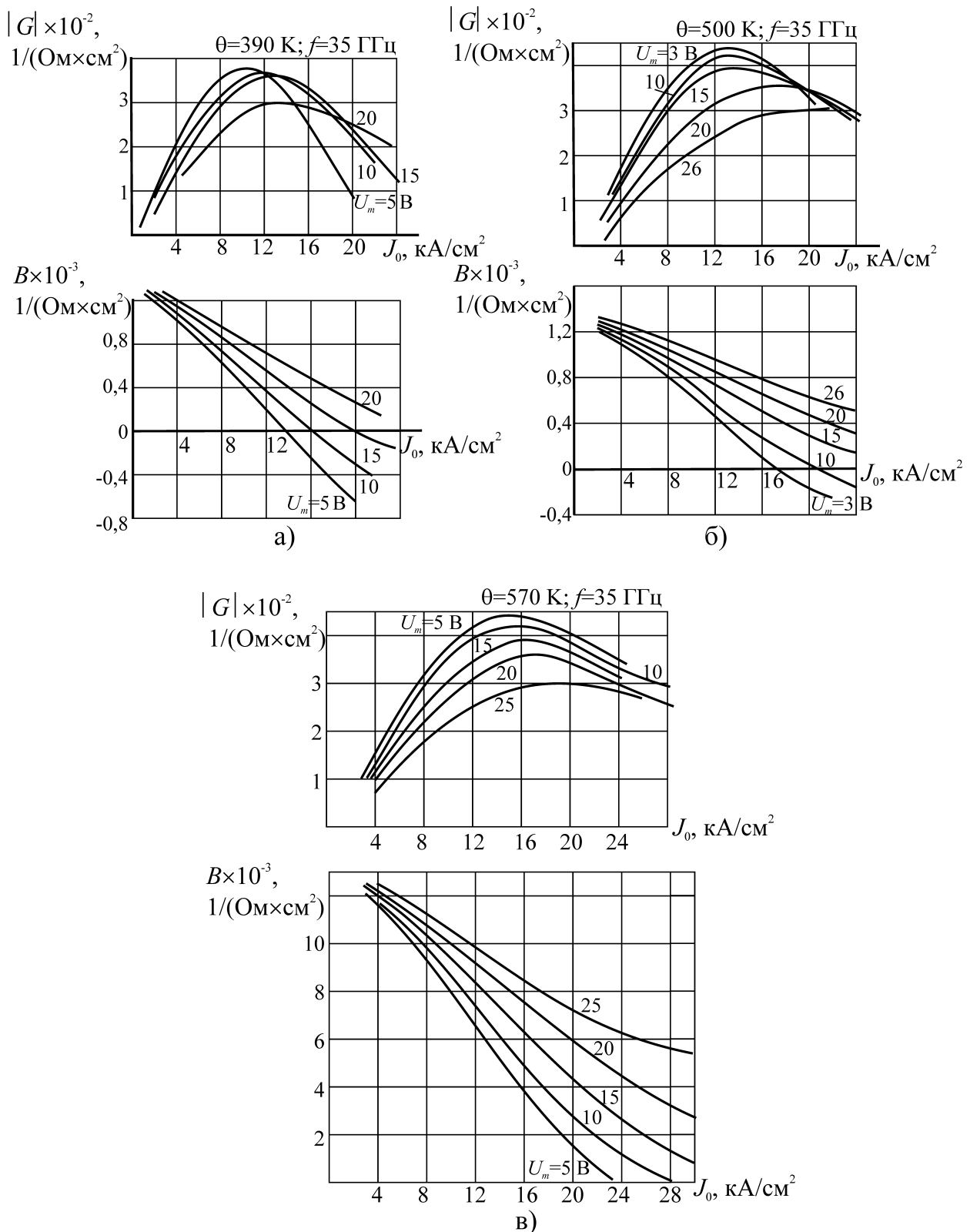


Рис. 19

Зависимость активной G и реактивной B составляющих проводимости от плотности тока питания на частоте 35 ГГц при различных переменных сигналах, различной температуры решетки и различных частотах: а) $\theta = 390$ К; $f = 35$ ГГц; б) $\theta = 500$ К; $f = 35$ ГГц; в) $\theta = 570$ К; $f = 35$ ГГц; г) $\theta = 500$ К; $f = 30,1$ ГГц; д) $\theta = 500$ К; $f = 39,9$ ГГц

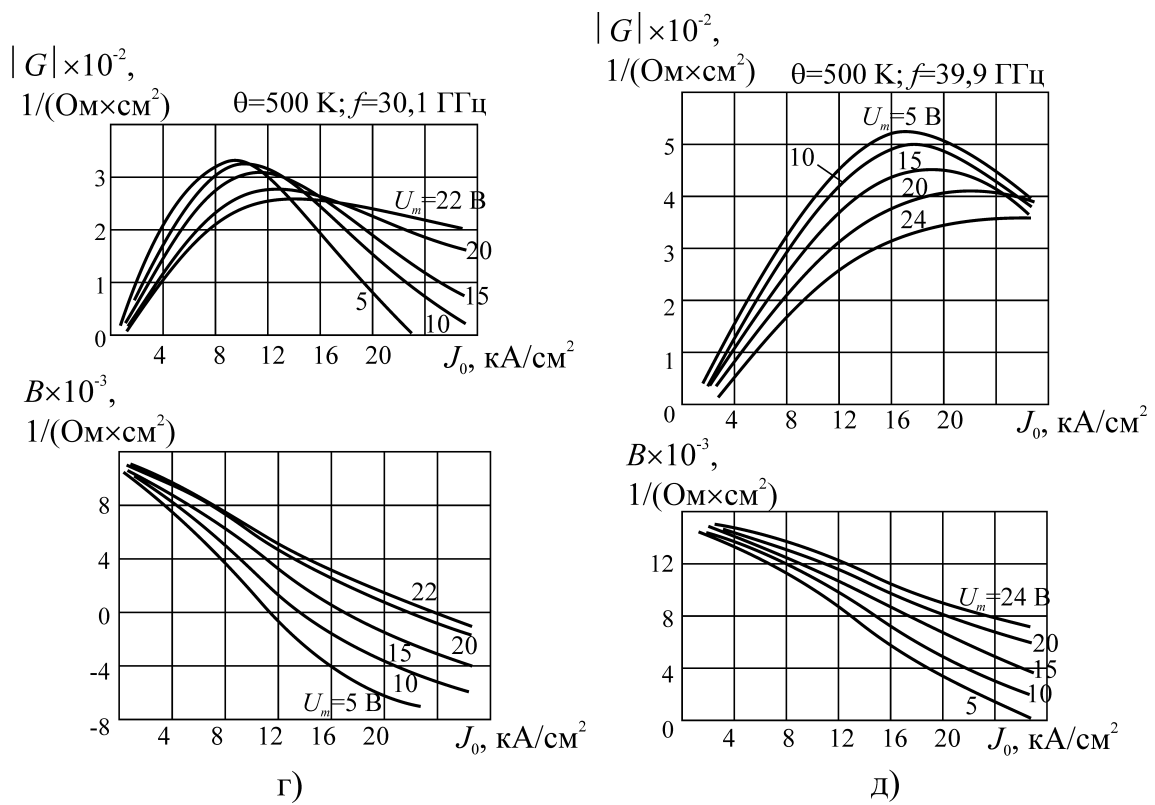


Рис. 19 (продолжение)

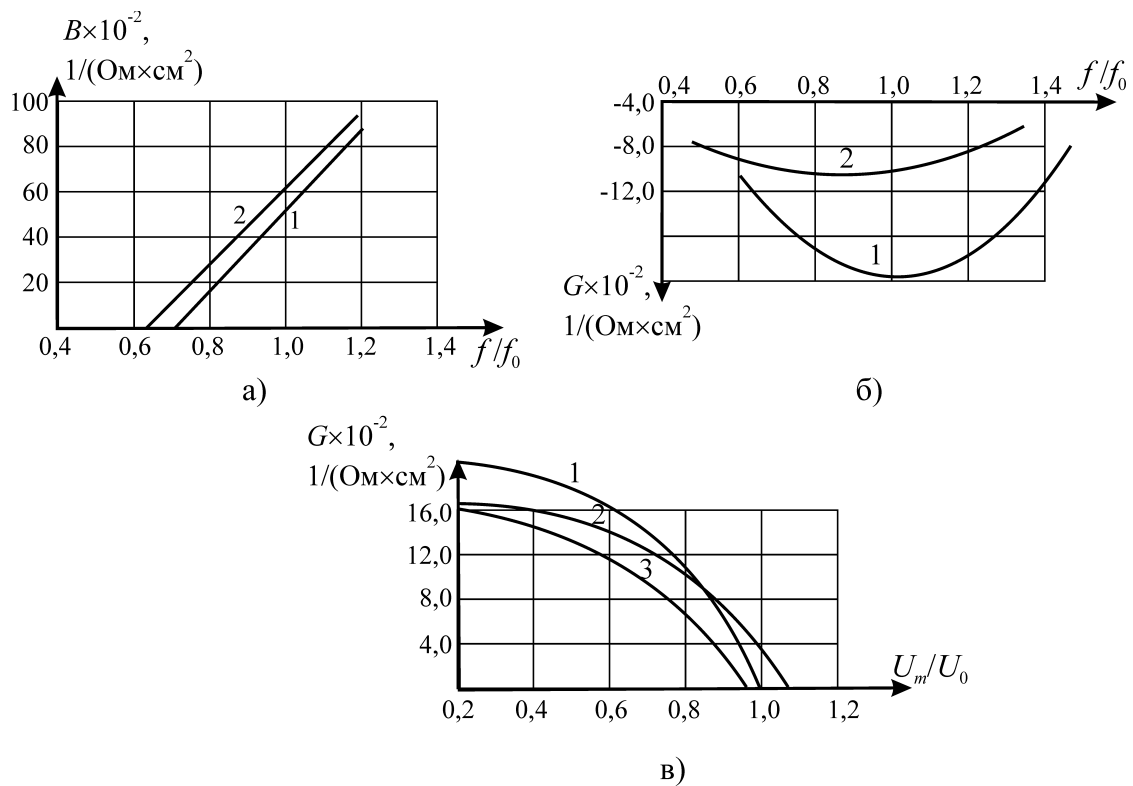


Рис. 20

Частотные (а, б) и амплитудные (в) характеристики проводимости двуполетных Si-ЛПД в коротковолновой части ММ диапазона

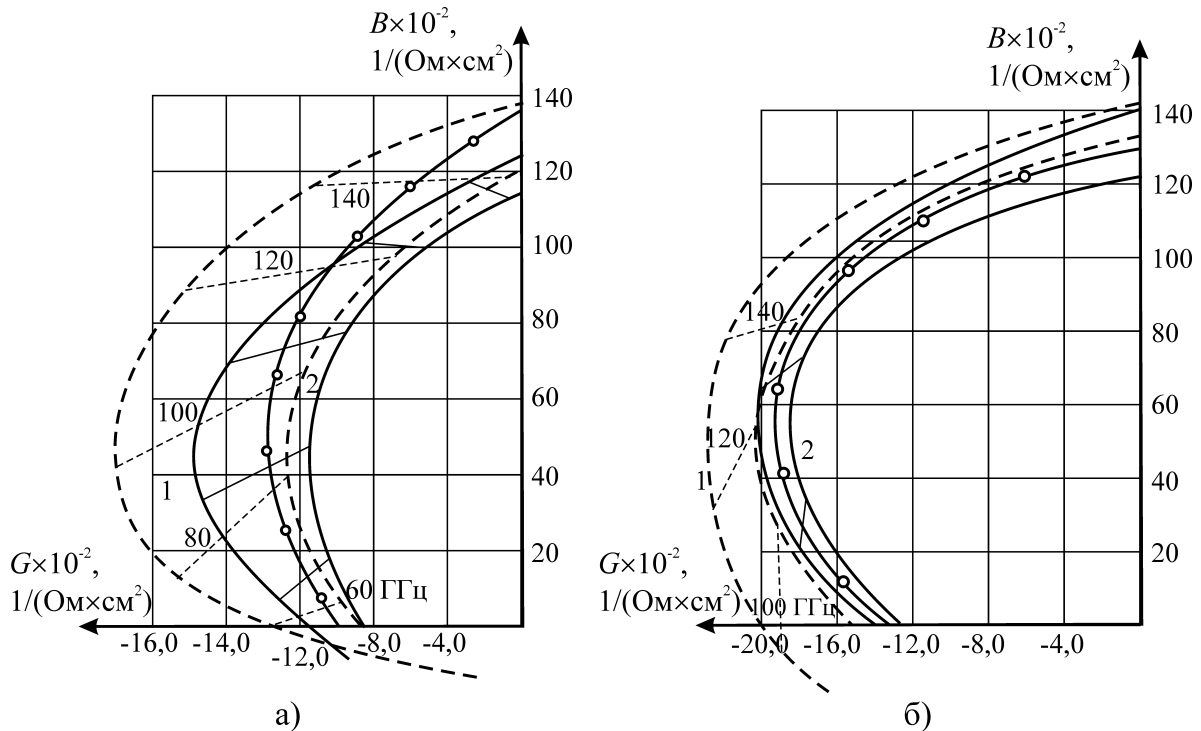


Рис. 21

Проводимость двухпролетных Si-ЛПД в коротковолновой части ММ диапазона при разных значениях плотности тока на комплексной плоскости G, jB

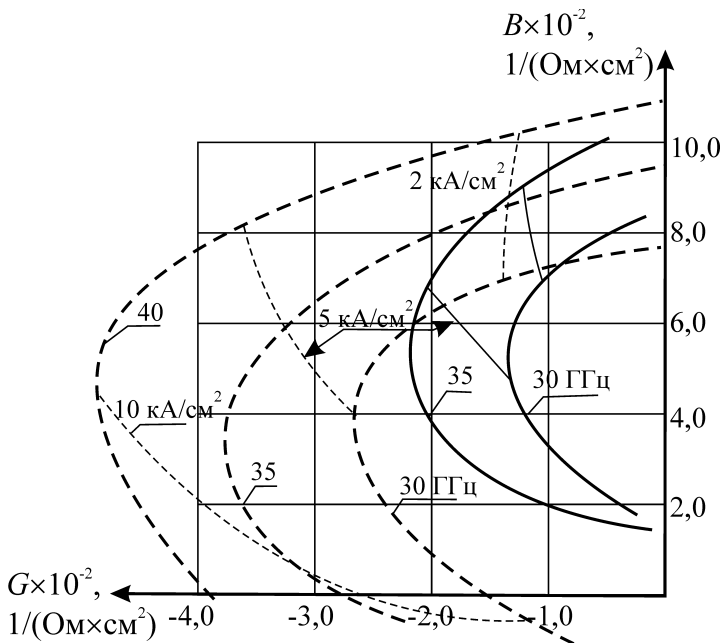


Рис. 22

Проводимость двухпролетных GaAs-ЛПД в длинноволновой части ММ диапазона на комплексной плоскости

Лавинно-пролетные диоды на основе GaAs в области сантиметровых волн и в длинноволновой части миллиметрового диапазона характеризуются энергетическими параметрами более высокими, чем кремниевые ЛПД. На рисунке 23а приведены достигнутые к концу XX столетия частотные зависимости КПД ЛПД на основе GaAs и Si. На частотах меньших 60 ГГц КПД GaAs ЛПД заметно выше Si ЛПД. Так, в области частот $f < 10$ ГГц уровни КПД GaAs ЛПД превышают 30%, а у Si ЛПД КПД $\leq 15\%$ для двухпролетных и 12% для однопролетных диодов. Высокая эффективность GaAs ЛПД в области низких частот связана прежде всего с малой величиной отношения напряжений V_a/V_d , где V_a – напряжение на области лавинного умножения, V_d – напряжение на полупроводниковой структуре. Эффективность GaAs диодов, однако, быстро падает на частотах больших 60 ГГц, что объясняется относительно большими временами формирования лавины. ЛПД на основе кремния сохраняют сравнительно высокую эффективность на частотах больших 100 ГГц [25]. На рисунке 23б приведены достигнутые к концу прошлого столетия уровни мощностей ЛПД на основе Si и GaAs в непрерывном и импульсном режимах [26]. На низких частотах мощность диодов ограничена в основном условиями теплоотвода с полупроводниковой структуры, и ее уровень изменяется пропорционально f^{-1} ;

на частотах $f > 60$ ГГц для GaAs диодов и $f > 100$ ГГц для Si диодов мощность изменяется примерно как f^{-3} . На рисунке 23б приведены для сопоставления также достижимые уровни мощности в миллиметровом диапазоне волн для других классов полупроводниковых диодов: MITATT, BARITT, TUNNETT, туннельных диодов, резонансно-туннельных диодов.

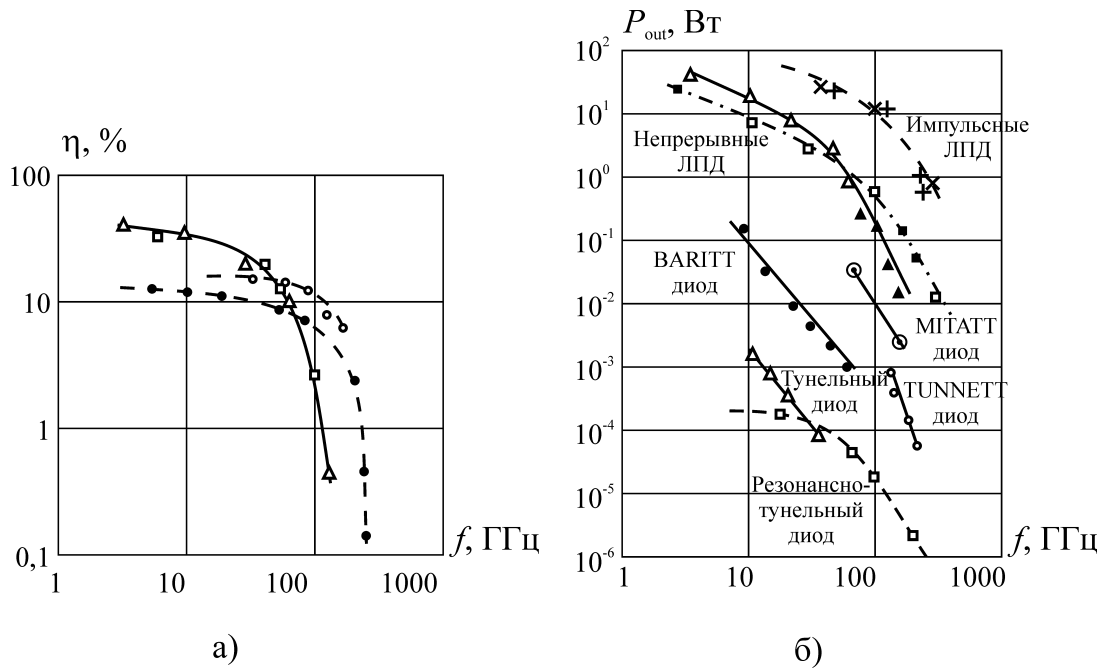


Рис. 23

а) Частотные зависимости эффективности ЛПД $\eta(f)$ непрерывного действия:

- \triangle – однодрейфовые GaAs ЛПД;
- \square – двухдрейфовые GaAs ЛПД;
- \bullet – однодрейфовые Si ЛПД;
- \circ – двухдрейфовые Si ЛПД;

б) Частотные зависимости входной мощности $P_{out}(f)$ для СВЧ диодов разных классов:

- $\times \times \times$ – импульсные GaAs ЛПД;
- $+++$ – импульсные Si ЛПД;
- $\triangle \triangle \triangle$ – непрерывные двухдрейфовые GaAs ЛПД;
- $\blacktriangle \blacktriangle \blacktriangle$ – непрерывные однодрейфовые GaAs ЛПД;
- $\square \square \square$ – непрерывные двухдрейфовые Si ЛПД;
- $\blacksquare \blacksquare \blacksquare$ – непрерывные однодрейфовые Si ЛПД.

1.2.5 Аппроксимация импедансных характеристик ЛПД; инженерные методы расчета

Активная составляющая проводимости ЛПД может быть аппроксимирована выражениями, аналогичными аппроксимациями для диодов Ганна.

Основные отличия заключаются, во-первых, в том, что ЛПД управляется постоянным током, а не напряжением, и, во-вторых, тем, что у ЛПД паспортными характеристиками являются площадь кристалла и холодная емкость, а не проводимость в слабом поле, как в ДГ. Поэтому частотная характеристика будет иметь вид

$$G = G_0 \left[1 + \beta_1 \left(\frac{f}{f_0} - 1 \right)^2 + \beta_2 \left(\frac{j_0}{j_{0cp}} - 1 \right) + \beta_3 \left(\frac{j_0}{j_{0cp}} - 1 \right)^2 \right] S,$$

где f_0 – частота максимальной проводимости в режиме рассматриваемого сигнала,

j_{0cp} – плотность тока, соответствующая максимуму КПД при оптимальном угле пролета в режиме большого сигнала;

G_0 – проводимость на частоте оптимальной проводимости для заданного сигнала;

S – площадь кристалла.

Частота, соответствующая максимуму КПД, смещается вверх при увеличении плотности тока и вниз при увеличении переменного сигнала

$$f_0 = f_{00} \left[1 + \gamma_1 \frac{U_m}{U_0} + \gamma_2 \left(\frac{j_0}{j_{0cp}} - 1 \right) \right]$$

где f_{00} – частота максимума проводимости в режиме малого сигнала, что приблизительно соответствует $\Theta \approx \pi$.

Амплитудная зависимость активной проводимости имеет вид

$$G_0 = G_{00} \left[1 + \alpha_1 \left(\frac{U_m}{U_0} \right) + \alpha_2 \left(\frac{U_m}{U_0} \right)^2 \right].$$

Оптимальная плотность тока может быть принята для частоты 100 ГГц в непрерывном режиме равной $j_{0cp}=40$ кА/см², а для других частот изменяться, как указывалось выше, пропорционально квадрату частоты:

$$j_{0cp} \approx 40 (f/10^{11})^2 \text{ кА/см}^2.$$

В импульсном режиме $j_{0cp}=100$ кА/см²

Предложенные аппроксимации справедливы в диапазоне плотностей токов $1/3 < j_0/j_{0cp} < 4$ (то есть от пускового тока $j_n \approx 1/3 j_{cp}$ до режима максимума активной проводимости при большом сигнале).

Параметр G_{00} представляет собой проводимость в слабом поле при оптимальной длине пролета для кристалла единичной площади и зависит от температуры кристалла T_0 . Для двухпролетного Si-диода на частоте 100 ГГц при $T_0=300$ К и $\rho_s=0$ можно принять $G_{00} = -2,1 \times 10^3$ (Ом×см²)⁻¹; при $T_0=450$ К и $\rho_s=0$ $G_{00} = -1,7 \times 10^3$ (Ом×см²)⁻¹ и при $T_0=450$ К, $\rho_s=6 \times 10^{-6}$ Ом×см², $G_{00} = -1,5 \times 10^3$ (Ом×см²)⁻¹.

При изменении температуры решетки и ρ_s может быть принята линейная аппроксимация G_{00} и j_{0cp} .

$$\begin{aligned} \Delta G_{00}/\Delta T &= -2,5 \text{ (Ом} \times \text{см}^2)^{-1}/\text{К}, \\ \Delta j_{0cp}/\Delta T &= 1,0 \times 10^2 \text{ А/Ксм}^2, \\ \Delta G_{00}/\Delta \rho_s &= -0,2 \times 10^8 \text{ (Ом} \times \text{см}^2)^{-2}, \\ \Delta j_{0cp}/\Delta \rho_s &= 10^9 \text{ А/Ом} \times \text{см}^4. \end{aligned}$$

Остальные параметры могут быть приняты равными $\alpha_1=0,01$, $\alpha_2=0,1$, $\beta_1=-4,5$, $\beta_2=0,7$, $\beta_3=0,05$, $\gamma_1=-0,2$, $\gamma_2=0,3$.

Реактивная составляющая проводимости ЛПД может быть аппроксимирована выражением

$$B = \left(\omega C_d - \frac{1}{\omega L_a} \right) S,$$

где $C_d = \epsilon \epsilon_0 / l$ – удельная емкость обедненной области кристалла,

L_a – индуктивность лавины, которую можно аппроксимировать выражением

$$L_a = L_{a0} \left[1 + \delta_1 \frac{U_m}{U} + \delta_2 \left(\frac{j}{j_{0cp}} - 1 \right) \right],$$

где L_{a0} – индуктивность лавины при малом сигнале и оптимальном токе $j_0=j_{0cp}$, которая с учетом того, что частота лавинного резонанса в этом случае совпадает с нижней границей области отрицательной проводимости, может быть определена из выражения

$$L_{a0} = \frac{1}{\omega_a^2 C_d};$$

$$\omega_a = 2\pi f_{00} \left[1 - \sqrt{\frac{1}{|\beta_1|}} \right].$$

Параметры δ_1 и δ_2 могут быть приняты равными $\delta_1=0,05$; $\delta_2=-0,25$.

Сравнение характеристик двухпролетных ЛПД, работающих в различных частях миллиметрового диапазона, показывает, что характеристики, рассчитанные для одного диапазона, могут быть приблизительно переделаны в другой диапазон при изменении плотности тока $j_0 \sim f^2$, напряжения смещения и амплитуды переменного сигнала $U \sim f^{-2/3}$, активная и реактивная составляющие проводимости $G, B \sim f^2$. При указанном принципе моделирования КПД падает с увеличением частоты по закону $\eta \sim f^{-2/3}$.

Поскольку реальные значения омического сопротивления контакта не моделируются при переходе от одного диапазона к другому, для использования результатов расчета в новом диапазоне целесообразно переходить к импедансу активного слоя диода: $Z_a = R_a + X_a$, где $R_a = R_d + \rho_s$, $X_a = X_d$ (и соответственно проводимости активного слоя), а после пересчета вычислять проводимость диода по реальным значениям ρ_s для данного диапазона.

На рис. 24 представлены зависимости активной составляющей проводимости двухпролетного диода от плотности тока на частоте 35 ГГц, рассчитанные непосредственно для данной частоты (сплошные линии) и пересчитанные из частоты 100 ГГц (штриховые линии). Как видно из графиков, при малом сигнале пересчитанная проводимость несколько выше расчетной, а при большом сигнале пересчитанная идет ниже. В обоих случаях расхождение не превышает 7%. Поскольку используемые в расчетах коэффициенты ионизации [20] имеют погрешность 10–18%, то совпадение характеристик можно считать удовлетворительным.

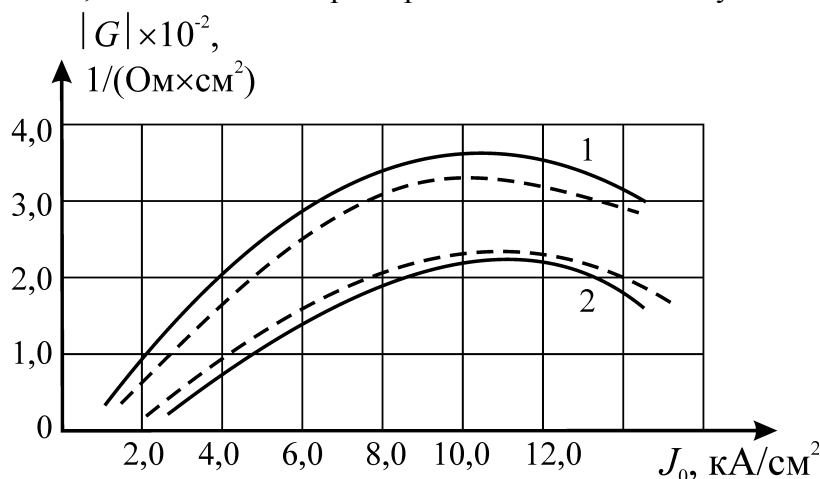


Рис. 24

Зависимость активной составляющей проводимости Si-ЛПД в длинноволновой части мм диапазона волн, рассчитанные непосредственно для частоты 35 ГГц (—) и пересчитанные по методу подобия с частоты 100 ГГц (- - -). 1 – $U_m/U_0=0,2$; 2 – $U_m/U_0=0,7$

Выбор параметров кристалла и режима работы

Длина кристалла выбирается либо приближенно из условия, что угол пролета электронов и дырок равен π , как в режиме слабого сигнала

$$l_n \approx l_p \approx \frac{v_s}{2f_{\text{раб}}},$$

(Для кремния: $v_s=1,0 \times 10^7$ см/с, при $T_0=300$ К и $v_s=0,9 \times 10^7$ см/с, при $T_0=450$ К).

С учетом смещения области ОП в низкие частоты при увеличении переменного сигнала

$$l_n \approx l_p \approx \frac{v_s}{2f_{\text{опт}}},$$

где $f_{\text{опт}}$ – частота максимума ОП при оптимальном переменном сигнале, т.е.

$$f_{\text{opt}} = \frac{f_{\text{раб}}}{1 + \gamma_1 \left(\frac{U_m}{U_0} \right)_{\text{opt}}},$$

где $(U_m/U_0)_{\text{opt}} \approx 0,7$.

Уровень легирования кристалла выбирается из условия

$$n_0 l_0 = p_0 l_0 \approx (0,3-0,35) \times 10^{13} \text{ см}^{-2},$$

что приблизительно соответствует режиму максимума КПД. Оптимальное с точки зрения КПД значение напряжения смещения может быть определено приближенно по формуле

$$U_0 = (20 - 22) \left(\frac{10^{11}}{f_{\text{раб}}} \right)^{\frac{2}{3}} \text{ В},$$

для непрерывного режима и

$$U_0 = (26 - 30) \left(\frac{10^{11}}{f_{\text{раб}}} \right)^{\frac{2}{3}} \text{ В},$$

для импульсного режима, а оптимальная плотность тока

$$j_{0\text{cp}} = 40 \left(\frac{f_{\text{раб}}}{10^{11}} \right)^2 \text{ кА/см}^2.$$

для непрерывного режима и

$$j_{0\text{cp}} = 100 \left(\frac{f_{\text{раб}}}{10^{11}} \right)^2 \text{ кА/см}^2.$$

для импульсного режима.

Максимальное значение активной проводимости двухпролетного кристалла в режиме малого сигнала при единичной площади, как указывалось выше, определяется

$$G_{00} = (-1,5 \times 10^3) \left(\frac{f_{\text{раб}}}{10^{11}} \right)^2 (\text{Ом} \times \text{см}^2)^{-1},$$

для непрерывного режима и

$$G_{00} = (-1,75 \times 10^3) \left(\frac{f_{\text{раб}}}{10^{11}} \right)^2 (\text{Ом} \times \text{см}^2)^{-1},$$

для импульсного режима.

Площадь кристалла в непрерывном режиме определяется из температурного режима кристалла [28]. Тепловое сопротивление кристалла определяется выражением

$$R_t \approx \left[\frac{a}{\lambda_T} + \frac{l}{\lambda_{\text{cp}}} \right] \frac{1}{S},$$

где S – площадь диода. Первый член в скобках определяет тепловое сопротивление в теплоотводе (a – радиус кристалла, λ_T – теплопроводность массивного теплоотвода); второй член – тепловое сопротивление собственно кристалла (l – толщина всех слоев кристалла, λ_{cp} – теплопроводность кристалла).

При заданном допустимом перегреве диода ΔT_0 связь между режимом работы и геометрией кристалла определяется по формуле

$$U_0 j_0 = \frac{\Delta T}{S \times R_t} = \frac{\Delta T}{\frac{a}{\lambda_T} + \frac{l}{\lambda_{\text{cp}}}}.$$

Отсюда можно определить радиус кристалла для получения максимальной мощности при заданном перегреве

$$\frac{a_0}{\lambda_T} = \frac{b}{2} \left[1 + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{l}{\lambda_{cp}} \right) \frac{1}{b}} \right] - \frac{d}{\lambda_{cp}},$$

где $b = \frac{\Delta T}{2U_0 j_{пус}}$ ($j_{пус}$ – пусковая плотность тока генерации, которая зависит от омического со-

противления контакта ρ_S ; приблизительно $j_{пус}$ равно $1/3 j_{cp}$, где j_{cp} – плотность тока, соответствующая максимуму КПД). Для Si-диодов с длиной активного слоя $l < 1$ мкм с медным

теплоотводом $4 \left(\frac{l}{\lambda_{cp}} \right) \frac{1}{b}$ много меньше единицы и можно принять

$$\frac{\alpha_0}{\lambda_T} = \frac{\Delta T}{2U_0 j_n}$$

Таким образом, по заданной величине допустимого перегрева кристалла и по расчетной для данного диапазона величине плотности пускового тока можно определить предельно допустимый радиус кристалла.

Из расчетных импедансных характеристик по предельнодопустимому радиусу кристалла, зная оптимальное значение $U_m/U_0 \approx 0,6 \div 0,7$, рабочее напряжение смещение и оптимальную плотность тока, находим предельную мощность диода для заданного диапазона.

1.2.6 Пути улучшения энергетических и спектральных характеристик ЛПД

Есть две возможности улучшения характеристик диодов типа лавинно-пролетных в коротковолновой части ММ диапазона длин волн. Во первых, это использование других (кроме Si и GaAs) материалов, прежде всего широкозонных. К таким материалам относятся карбид кремния (SiC), нитрид галлия (GaN) и полупроводниковый алмаз. Они характеризуются большей шириной запрещенной зоны (3,06-3,26 эВ для SiC, 3,39 для GaN и 5,45 для алмаза против 1,12 эВ для Si и 1,42 эВ для GaAs) и соответственно большим рабочим напряжением и большей выходной мощностью. Кроме того, эти материалы обладают более высокой теплопроводностью (2,0-4,0 Вт/см×К для SiC и GaN и 20-30 Вт/см×К для алмаза).

Теоретические оценки [17] показывают возможность получение для SiC выходной мощности до 6,0 МВт/см² при КПД до 10% в диапазоне до 200 ГГц. Однако практическая реализация таких диодов (также как и диодов на основе GaN и алмаза) затруднена из-за сложности изготовления подложек с низким омическим сопротивлением. В настоящее время генерация колебаний в диодах на основе SiC получена только в СМ диапазоне волн [29].

В [30] исследованы сравнительные характеристики двухпролетных и однопролетных ЛПД диапазона 2-мм на основе GaAs и GaN (в модификациях ZnGaN и WzGaN). ЛПД на основе GaN характеризуются высокими пробойными напряжениями полей (до 34 МВ/см для WzGaN и 3,2 МВ/см для ZnGaN), большими значениями рабочей плотности тока и более высокими КПД, по сравнению с диодами на основе кремния и арсенида галлия.

На рис. 25 представлены зависимости отрицательной проводимости от плотности тока для двухпролетных диодов на основе GaAs (кривая 1), WzGaN (кривая 2) и ZnGaN (кривая 3). Как видно их графиков оптимальная плотность тока для GaN существенно выше, чем для GaAs, а для ZnGaN существенно выше и отрицательная проводимость. В однопролетных диодах на основе GaN на частоте 140 ГГц ($T_0=300$ К) расчетный КПД достигает 12,5% по сравнению с 5% для GaAs-диодов. При $T_0=450$ К КПД GaN-диодов достигает 10%. Расчетная выходная мощность при площади кристалла 100 мкм² для Ws n^+pn^+ -диодов и $T_0=450$ К достигает $P=3,6$ Вт.

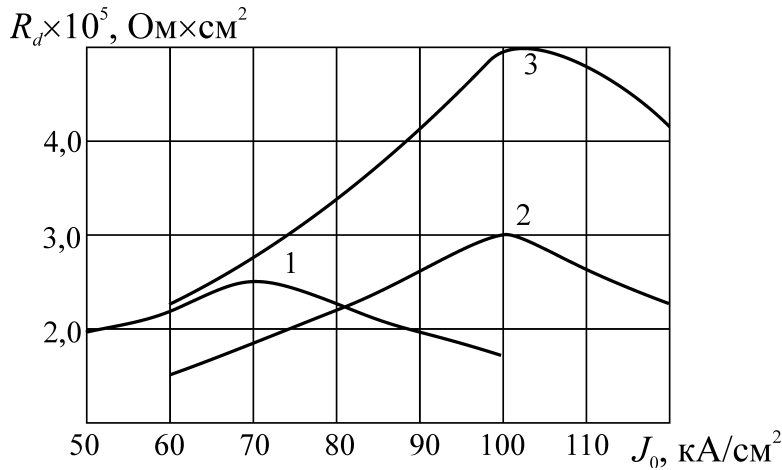


Рис. 25
Сравнительный анализ отрицательной проводимости от плотности тока для GaAs, WzGaN и ZnGaN двупролетных ЛПД

Ni-Lo-диодов) тем, что в зоне дрейфа используется материал с более высокой скоростью дрейфа, чем в зоне умножения. Схематическая диаграмма DOWATT-диода, и идеализированная форма напряжения и наведенного тока во времени представлена на рис. 26. Как видно из графиков, вследствие изменения скорости электронов на участке дрейфа, происходит увеличение наведенного тока в области максимума отрицательного полупериода напряжения. Это приводит к значительному (до 40%) относительному повышению КПД по сравнению с классическими диодами Рида.

В TUNETT-диодах основным механизмом токообразования является туннелирование через запрещенную зону. Для этого на границе p-n-перехода со стороны n-области создается область резко повышенного, но экспоненциально спадающего ($N_e \exp(-z/l) - N_0$), легирования (рис. 27). Соответственно, напряженность поля на границе p-n-перехода резко возрастает и начинается туннелирование электронов из валентной зоны p-области в зону проводимости n-области. Этот процесс практически мгновенно следит за изменением поля и потому нет запаздывания

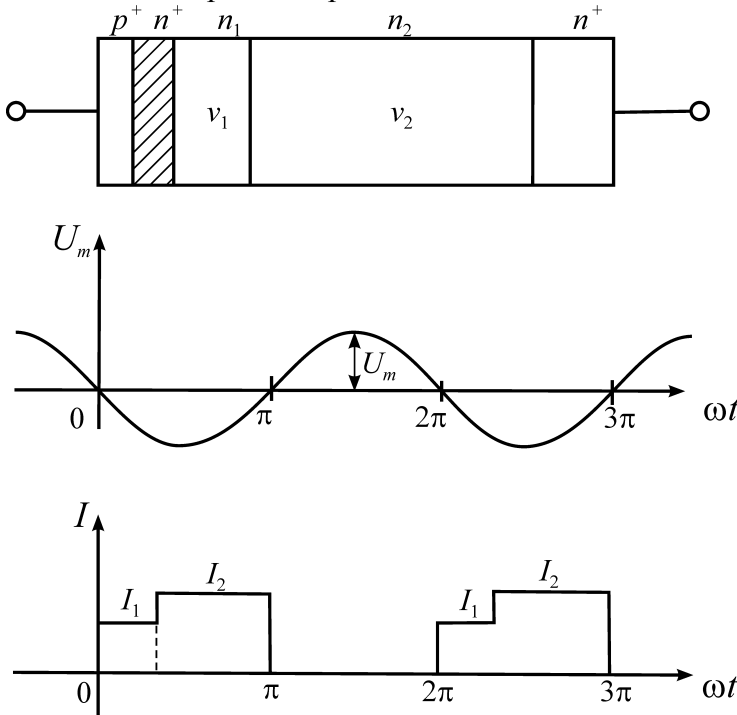


Рис. 26
Структура кристалла и зависимость тока от времени в DOWATT-диодах

Вторым путем улучшения характеристик диодов пролетного типа является создание новых структур на основе гетеропереходов [31]. К ним в первую очередь относятся DOWATT-диоды (пролетные диоды с изменяющейся скоростью насыщения на дрейфе), TUNETT-диоды (туннельно-пролетные диоды), QWITT-диоды (пролетные диоды с инжекцией через резонансную квантовую яму).

DOWATT-диоды отличаются от классических ЛПД (в частности от диода Рида или Lo-

диодов) тем, что в зоне дрейфа используется материал с более высокой скоростью дрейфа, чем в зоне умножения. Схематическая диаграмма DOWATT-диода, и идеализированная форма напряжения и наведенного тока во времени представлена на рис. 26. Как видно из графиков, вследствие изменения скорости электронов на участке дрейфа, происходит увеличение наведенного тока в области максимума отрицательного полупериода напряжения. Это приводит к значительному (до 40%) относительному повышению КПД по сравнению с классическими диодами Рида.

В TUNETT-диодах основным механизмом токообразования является туннелирование через запрещенную зону. Для этого на границе p-n-перехода со стороны n-области создается область резко повышенного, но экспоненциально спадающего ($N_e \exp(-z/l) - N_0$), легирования (рис. 27). Соответственно, напряженность поля на границе p-n-перехода резко возрастает и начинается туннелирование электронов из валентной зоны p-области в зону проводимости n-области. Этот процесс практически мгновенно следит за изменением поля и потому нет запаздывания характерного для ЛПД (максимум туннельного тока соответствует максимуму напряжения). Оптимальный угол пролета составляет при этом $3\pi/2$, и первая гармоника наведенного тока уже не находится точно в противофазе приложенному напряжению. Поэтому КПД таких диодов ниже, чем у IMPATT-диодов. Однако пик туннельного тока гораздо резче, чем в IMPATT-диодах. Поэтому уровень шума в них гораздо ниже, чем в классических ЛПД. Кроме того, сильная нелинейность туннельного процесса позволяет получать высокий уровень второй и более высоких гармоник и создавать на их основе эффективные генераторы, работающие в бигармоническом режиме.

Промежуточным вариантом между IMPATT и TUNETT диодами являются MITATT-диоды, в которых работают оба механизма и соответственно по уровню КПД и шумов они находятся между двумя этими диодами.

Особенностью QUITT-диодов является отсутствие $p-n$ -перехода, но наличие вблизи катодного n^+ -

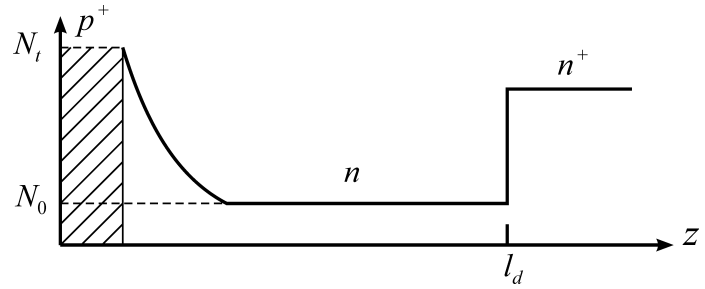


Рис. 27
Структура кристалла TUNETT-диода

контакта резонансной квантовой ямы, которая состоит из слоев широкозонного AlAs, узкозонного GaAs и еще одного широкозонного слоя AlAs (рис. 28а). Зонная структура для двух значений фазы приложенного напряжения $\omega t=0$ и $\omega t=\pi/2$ (рис. 28б и рис. 28в соответственно). В первом случае резонансный уровень квантовой ямы лежит выше уровня Ферми n^+ -области и туннелирования нет, во втором случае эти уровни совпадают, и начинается сильное туннелирование. По КПД и шумовым характеристикам QUITT-диоды совпадают с TUNETT-диодами. Однако QUITT-диод может быть сконструирован так, что резонансное туннелирование происходит при угле влета $\omega t=3\pi/2$, а угол пролета составляет $\pi/2$. В этом случае можно ожидать высоких КПД (до 30%), а вследствие очень короткого времени туннелирования можно ожидать увеличения предельной частоты генерации по сравнению с другими пролетными диодами.

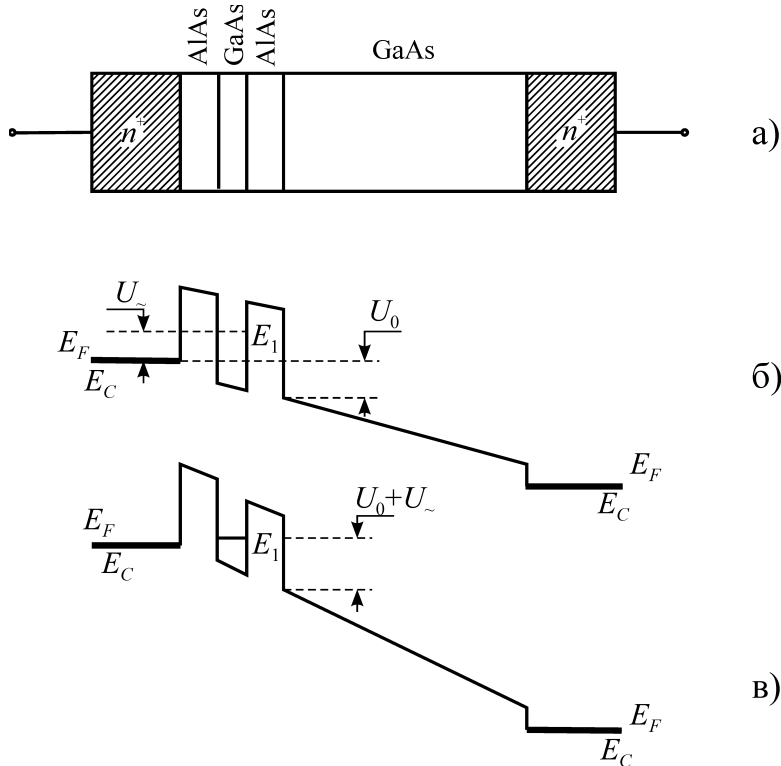


Рис. 28
Структура кристалла (а) и зонная структура при $\omega t = 0$ (б) и $\omega t = \pi/2$ (в) QUITT-диодов

Глава 2 Расчет и проектирование диодных генераторов и усилителей

2.1 Диапазонные и энергетические характеристики генераторов и усилителей

Конструирование полупроводниковых диодных генераторов и усилителей с определенными энергетическими и диапазонными характеристиками, удовлетворяющих требованиям устойчивой работы при эксплуатационных воздействиях, требованиям минимальных массогабаритных параметров – это сложная задача, требующая оптимизации конструкции диода и метода его соединения с цепью СВЧ, разработки СВЧ-системы генератора с учетом всех электрических, конструктивных и эксплуатационных требований. Работоспособность разрабатываемого устройства во многих случаях зависит от специальных характеристик и параметров блоков электрического питания, определяющих характер установления стационарного режима, стабильность фаз и амплитуд выходного сигнала импульсных генераторов и усилителей и т.д.

Возможны различные подходы к теоретическому анализу разрабатываемых диодных генераторов и усилителей. Наиболее строгое решение должно быть основано на совместном рассмотрении полной системы уравнений, описывающих физические процессы в полупроводниковой структуре и СВЧ-цепи устройства вместе с элементами включения диода, стабилизирующими, согласующими и управляющими узлами конструкции. Современная вычислительная техника позволяет решать задачи такого класса. Однако такой подход не позволяет оптимизировать отдельные узлы устройства, схему построения и конструкцию всего устройства. Строгое общее рассмотрение целесообразно для выявления новых эффектов в устройствах нового класса, а также для анализа поведения частных случаев реализации устройств. Противоположным данному строгому методу анализа является упрощенный подход, в котором физические процессы в полупроводниковой структуре не анализируются, диод представляется введением аппроксимирующей функцией его импеданса, обычно зависимостью его отрицательного сопротивления от тока сигнала, а СВЧ-цепь представляется колебательным контуром с сосредоточенными параметрами. Такой подход не дает количественных данных для проектирования, однако позволяет качественно рассмотреть явления в упрощенной модели.

Оптимизация схем и конструкций полупроводниковых диодных генераторов миллиметрового диапазона волн требует наиболее полного рассмотрения характеристик активных элементов и характеристик высокочастотных цепей. При этом теоретические расчеты должны оперировать понятиями и величинами, измерение и контроль которых полностью доступен с учетом современного парка измерительного и испытательного оборудования. В связи со сказанным теоретические расчеты полупроводниковых диодных генераторов и усилителей, приведенные ниже, основаны:

- на результатах изучения методами математического моделирования на ЭВМ импедансных характеристик активных элементов в широком интервале режимов питания, амплитуд СВЧ-сигнала, температуры полупроводниковой структуры;
- на результатах экспериментального и теоретического изучения параметров эквивалентных схем замещения реальных конструкций электродинамических систем генераторов и усилителей;
- на совместном рассмотрении характеристик диода и СВЧ-системы с целью определения всей совокупности характеристик стационарного режима устройства, таких как энергетические и диапазонные характеристики, меры устойчивости параметров выходного сигнала к различным внешним воздействиям.

В качестве метода определения характеристик стационарного режима применен метод изображающих функций [1, 2]. В соответствии с примененным методом изображающих функций активные полупроводниковые элементы описываются амплитудно-частотными зависимостями их импедансов. Параметры эквивалентных схем замещения реальных СВЧ-цепей описываются частотными зависимостями импедансов всех элементов эквивалентных схем и, в конечном итоге, импедансом, приведенным к клеммам нелинейного элемента.

Численному определению импедансных характеристик ЛПД и диодов Ганна методами математического моделирования на ЭВМ посвящено значительное число исследований (см. главу 1). Частотные зависимости импедансов элементов и узлов СВЧ-цепей генераторов и усилителей определены на основе электродинамических расчетов, на основе измерений параметров многополюсников методами, развитыми в этой книге.

2.1.1 Характеристики стационарного режима автогенераторов и их устойчивость

Примененный в этой главе метод изображающих функций (метод эквивалентной линеаризации) нашел широкое распространение при анализе нелинейных автоколебательных систем СВЧ. По своим возможностям этот метод эквивалентен квазилинейному методу, методу медленно меняющихся амплитуд, первому приближению метода малого параметра. Широкое использование метода изображающих функций для анализа нелинейных автоколебательных, усилительных систем СВЧ связано с тем, что в большинстве случаев такие системы близки к консервативным, в которых возникающие колебания приближаются к периодическим с частотами гармонических компонент, близкими к собственным частотам колебательной системы. Метод эквивалентной линеаризации в этом случае позволяет обобщить понятия передаточной функции, импеданса на нелинейные узлы и элементы, содержащиеся в анализируемой системе. Целесообразность введения импедансных представлений при расчете и проектировании устройств СВЧ определяется возможностью контроля и измерений этих величин в широком диапазоне частот, включая миллиметровый диапазон. Такие величины как токи и напряжения, обычные при анализе низкочастотных устройств, в диапазоне СВЧ не контролируются. В соответствии с методом изображающих функций нелинейные элементы колебательной системы (полупроводниковые двухэлектродные структуры) характеризуются матрицей импедансов или проводимостей:

$$Z = \begin{vmatrix} Z_1 \\ Z_2 \\ \dots \\ Z_n \end{vmatrix}, \text{ } i\text{-й член, которой } Z_i = \bar{U}_{mi} / \bar{I}_{mi}, \text{ где } \bar{U}_{mi}, \bar{I}_{mi} \text{ – комплексные амплитуды } i\text{-й гар-}$$

моники напряжения и тока в полупроводниковой структуре. При воздействии на нелинейный элемент периодического напряжения

$$U(t) = U_{m1} \cos(\omega t) + U_{m2} \cos(2\omega t - \gamma_2) + \dots + U_{mn} \cos(n\omega t - \gamma_n)$$

в цепи этого элемента возникает ток

$$i(t) = I_{m1} \cos(\omega t - \varphi_1) + I_{m2} \cos(2\omega t - \varphi_2) + \dots + I_{mn} \cos(n\omega t - \varphi_n).$$

Представляя комплексные амплитуды напряжения и тока для i -й компоненты как $\bar{U}_{mi} = U_{mi} \exp(-j\gamma_i)$, $\bar{I}_{mi} = I_{mi} \exp(-j\varphi_i)$, соответственно, можно записать:

$$\begin{aligned} \bar{U}_{m1} &= Z_1(\omega, I_{m1}, I_{m2}, \dots, I_{mn}, \varphi_1, \gamma_2 - \varphi_2, \dots, \gamma_n - \varphi_n) \times I_{m1}, \\ \bar{U}_{mn} &= Z_n(\omega, I_{m1}, I_{m2}, \dots, I_{mn}, \varphi_1, \gamma_2 - \varphi_2, \dots, \gamma_n - \varphi_n) \times I_{mn}. \end{aligned} \quad (1)$$

Таким образом, в соответствии с (1), в рамках метода эквивалентной линеаризации, вводятся комплексные импедансы нелинейного элемента Z_1, Z_2, \dots, Z_n для каждой из гармонических составляющих периодического сигнала на клеммах нелинейного элемента. Величины этих импедансов зависят от амплитуд гармонических составляющих $I_{m1}, I_{m2}, \dots, I_{mn}$ и фазовых соотношений между всеми гармоническими составляющими тока и напряжения периодиче-

ского сигнала. Исследованию бигармонических режимов генераторов на ЛПД и диодах Ганна было посвящено много работ [3, 4, 5]. В этих работах показана возможность увеличения энергетических параметров генератора в сантиметровом диапазоне волн при введении сигнала на частоте второй гармоники, с определенными фазой и амплитудой. В миллиметровом диапазоне, однако, этот метод неэффективен из-за возрастания потерь в цепях СВЧ, необходимости применения частотно зависимых трансформаторов импеданса полупроводниковой структуры при включении ее в высокочастотную цепь. В связи с этим в настоящее время бигармонический режим для улучшения характеристик генератора на основной частоте в миллиметровом диапазоне волн не применяется. Известна теоретическая оценка, определяющая возможность увеличения энергетических характеристик генератора на ЛПД при введении сигнала на субгармонике рабочей частоты [6]. Последующий теоретический анализ относится к моногармоническому сигналу. Работа на гармониках рассматривается в последующих разделах.

Обобщенная схема анализируемого генератора изображена на рис. 1. Элементы этой схемы имеют следующий смысл:

- $Z_L(\omega) = R_L(\omega) + jX_L(\omega)$ – импеданс высокочастотной нагрузки, приведенный к клеммам полупроводниковой структуры, зависящий только от частоты ω для заданной эквивалентной схемы замещения высокочастотной цепи,
- $Z_d(\omega, i_m, I_0, \theta) = R_d(\omega, i_m, I_0, \theta) + jX_d(\omega, i_m, I_0, \theta)$ – импеданс полупроводниковой структуры, рассматриваемый как функция амплитуды переменного тока i_m , частоты ω , тока питания I_0 , температуры θ полупроводниковой структуры;
- $e(t)$ – высокочастотное напряжение в СВЧ-цепи генератора;
- L, C – реактивные элементы, обеспечивающие необходимую развязку цепи питания диода и СВЧ-цепи;
- I_0, U_0 – ток и напряжение источника электрического питания.

В соответствии с методом эквивалентной линеаризации вводится изображающая функция:

$$H(\omega, i_m, I_0, \theta) = U + jV, \quad (2)$$

где

$$U = R_L(\omega) + R_d(\omega, i_m, I_0, \theta), \quad V = X_L(\omega) + X_d(\omega, i_m, I_0, \theta) \quad (3)$$

При отсутствии возмущающего высокочастотного напряжения $e(t) \equiv 0$ амплитуда сигнала i_{m0} и частота стационарных колебаний ω_0 определяются из соотношения:

$$H(\omega_0, i_{m0}, I_0, \theta_0) = 0. \quad (4)$$

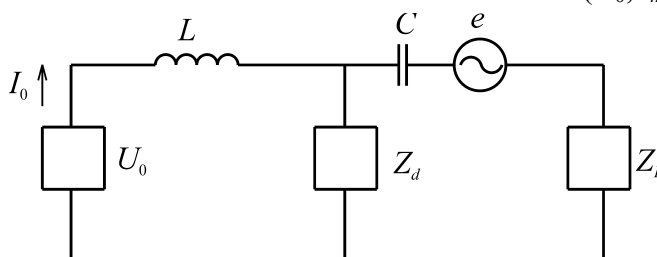


Рис. 1

Обобщенная схема диодного генератора

Уравнение (4) непосредственно следует из рассмотрения рис. 1 и фактически является записью уравнения Киргофа для приведенной на этом рисунке СВЧ-цепи при $i_m \neq 0$. Удовлетворение уравнения (4) при параметрах i_{m0} и ω_0 не означает, что найденный режим может существовать. Необходимо еще удовлетворение условий устойчивости стационарного режима. Это означает, что любые

возмущения параметров стационарного режима, т.е. амплитуды тока i_{m0} на Δi и частоты ω_0 на $\Delta \omega$, должны затухать во времени и невозмущенные параметры i_{m0} и ω_0 восстанавливаться. Из этих соображений выведем условие устойчивости стационарного режима автоколебаний. Предположим, что в СВЧ-цепи в результате возмущений стационарного режима возник ток $i(t) = i_m(t) \exp[\omega_0 t + \Delta \varphi(t)]$; $i_m(t)$ и $\Delta \varphi(t)$ – медленно меняющиеся функции времени. В первом приближении, при выполнении условий:

$$\frac{d}{dt} \Delta\varphi(t) \ll \omega_0, \quad \frac{1}{i_m} \frac{di_m(t)}{dt} \ll \omega_0 \quad (5)$$

производные от $i(t)$ по времени можно представить как

$$\frac{d^n}{dt^n} i(t) = \left[j \left(\omega_0 + \frac{d\Delta\varphi(t)}{dt} \right) - j \frac{1}{i_m} \frac{di_m(t)}{dt} \right]^n i_m(t) \exp[\omega_0 t + \Delta\varphi(t)], \quad n=1, 2, 3, \dots$$

При выполнении условий малости (5), можно представить ток с медленно меняющимися амплитудой и фазой, как колебания с комплексной частотой.

$$\varpi = \left(\omega_0 + \frac{d\Delta\varphi(t)}{dt} \right) - j \frac{1}{i_m} \frac{di_m(t)}{dt}. \quad (6)$$

Полагая, что $i_m(t) = i_{m0} + \delta i(t)$, $\delta\omega = \frac{d\Delta\varphi(t)}{dt}$, $\delta i \ll i_{m0}$, и $\delta\omega \ll \omega_0$, записывая изображающую функцию для "возмущенного" режима $H[(i_{m0} + \delta i), (\omega_0 + \delta\omega)] = 0$, раскладывая эту функцию в ряд Тейлора и ограничиваясь членами первого порядка малости, получим условия, при которых возмущения тока $\delta i(t) = \delta i_m \exp(-st)$ и частоты $\delta\omega(t) = \delta\omega_m \exp(-st)$ затухают, т.е. $s > 0$:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial \omega} \right)_0 \left(\frac{\partial V}{\partial i_m} \right)_0 - \left(\frac{\partial V}{\partial \omega} \right)_0 \left(\frac{\partial U}{\partial i_m} \right)_0 > 0. \quad (7)$$

Нулевые индексы в (7) означают, что производные берутся в точке стационарного режима $\omega_0, i_{m0}, I_0, \theta_0$. Аналогичные соотношения могут быть получены и в терминах проводимостей активного элемента и нагрузки. В этом случае:

$$U = G_L(\omega) + G_d(\omega, U_m, I_0, \theta), \quad V = B_L(\omega) + B_d(\omega, U_m, I_0, \theta), \quad (8)$$

где U_m – амплитуда напряжения сигнала на полупроводниковой структуре.

Условие устойчивости (7) стационарного режима автоколебаний можно представить в виде:

$$[\mathbf{\Omega} \times \mathbf{A}] > 0, \quad (9)$$

где $\mathbf{\Omega}$ – вектор с компонентами $\left(\frac{\partial U}{\partial i_m} \right)_0, \left(\frac{\partial V}{\partial i_m} \right)_0$, \mathbf{A} – вектор с компонентами $\left(\frac{\partial U}{\partial \omega} \right)_0, \left(\frac{\partial V}{\partial \omega} \right)_0$.

Соотношения (2)–(9) позволяют анализировать характеристики стационарного режима автоколебаний и устойчивость этого режима при определении изображающей функции и ее производных по амплитуде колебаний и по частоте. При этом изображающая функция может быть приведена к любому сечению изучаемой схемы генератора. В случае применения пассивных, линейных СВЧ-цепей пересчет импедансов к различным сечениям высокочастотных цепей генератора производится с использованием дробно-линейного преобразования:

$$Z_{de}^{ab} = \frac{az_d + b}{cz_d + d}, \quad (10)$$

устанавливающего взаимно однозначное соответствие между импедансом полупроводниковой структуры $z_d(\omega, i_m, I_0, \theta)$ и импедансом Z_{de}^{ab} "эквивалентного диода", приведенным к некоторому сечению $a-b$ высокочастотной схемы. Данное преобразование конформно всюду, исключая точку $z_d = -d/c$, которой соответствует $Z_{de} \rightarrow \infty$. Конформность преобразования (10) означает, что угол между двумя кривыми, проходящими через точку z_d на комплексной плоскости импедансов переходит в равный по величине и по направлению отсчета угол между соответствующими кривыми на плоскости Z_{de}^{ab} . Таким образом, анализ устойчивости стационарного режима автогенератора может быть произведен с учетом эквивалентной схемы СВЧ-цепи, показанной рис. 2, позволяющей определить эквивалентные импедансы Z_{de}^{ab}, Z_L^{ab} , соответствующие пересчитанным импедансам диода и нагрузки к сечению $a-b$; производные изображающей функции на клеммах $a-b$ определяются по току или напряжению в полупроводниковой структуре. На рис. 2 пунктиром обозначены линейные, пассивные четырехполюсники I, II, включающие двухполюсники Z_1, Z_2, \dots, Z_6 ,

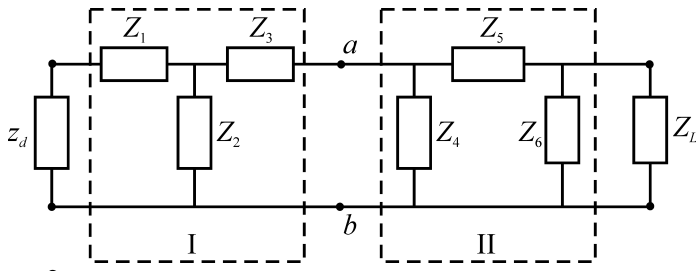


Рис. 2

Обобщенная эквивалентная схема СВЧ-цепи генератора

и частоты автоколебаний к малым гармоническим возмущениям тока питания диода $I=I_0+\delta I_0 e^{j\Omega t}$, к малому изменению температуры полупроводниковой структуры $\theta=\theta_0+\Delta\theta$. В приведенном ниже анализе принято: $\delta I_0 \ll I_0$, $\Omega \ll \omega_0$, $\Delta\theta \ll \theta_0$.

Отклонения амплитуды и частоты стационарных колебаний могут быть найдены из решения уравнения:

$$H(\omega, i_m, I_0, \theta)=0. \quad (11)$$

Решение (11) ищется в виде:

$$i(t)=[i_{m0}+\delta i_m(t)]\exp[j(\omega_0+\Omega)t+\varphi(t)], \text{ где } \frac{d}{dt}(\delta i_m) \ll i_{m0}, \frac{d\varphi}{dt}=\delta\omega(t) \ll \omega_0. \quad (12)$$

При выполнении условия устойчивости (7, 9), уравнение (11) при $\Delta\theta=0$ имеет периодические решения:

$$\delta i=\delta i_m \sin(\Omega t+\alpha_1), \delta\omega=\delta\omega_m \sin(\Omega t+\alpha_2).$$

Введем обозначения:

$$i_{m0} \left(\frac{\partial \bar{H}}{\partial i_m} \right)_0 = T_1 e^{j\psi_1}, \left(\frac{\partial \bar{H}}{\partial \omega} \right)_0 = T_2 e^{j\psi_2}, \left(\frac{\partial \bar{H}}{\partial I_0} \right)_0 = T_3 e^{j\psi_3}, \left(\frac{\partial \bar{H}}{\partial \theta} \right)_0 = T_4 e^{j\psi_4}. \quad (13)$$

Нулевые индексы означают, что производные берутся в точке стационарного режима $i_{m0}, I_0, \omega_0, \theta_0$.

Определим устойчивость стационарного режима автоколебаний для ряда частных случаев воздействий на автоколебательную систему.

а) Режим токовой модуляции автогенератора. $\Delta\theta=0$; $I=I_0+\delta I_0 \sin\Omega t$

Учитывая (2), (6), (12), представляя $\bar{H}(\omega, i_m, I, \theta)$ в виде разложения в ряд по малым параметрам δi , $\delta\omega$, принимая во внимание малость возмущающего воздействия δI_0 , можно записать в первом приближении:

$$T_1 e^{j\psi_1} \frac{\delta i_m}{i_{m0}} + T_2 e^{j\psi_2} \left[\delta\omega_m + \frac{\Omega}{i_{m0}} \delta i_m \right] + T_3 e^{j\psi_3} \delta I_0 = 0 \quad (14)$$

Вводя обозначения:

$$k_{\Omega} = \left[1 + \left(\frac{\Omega T_2}{T_1} \right)^2 + 2 \frac{\Omega T_2}{T_1} \cos(\psi_2 - \psi_1) \right]^{\frac{1}{2}}, \chi = \arctg \frac{\frac{\Omega T_2}{T_1} \sin(\psi_2 - \psi_1)}{1 + \frac{\Omega T_2}{T_1} \cos(\psi_2 - \psi_1)}, \quad (15)$$

в результате несложных преобразований получим:

$$\delta\omega_m(\Omega) = \delta I_0 \frac{T_3}{T_2} \frac{|\sin(\psi_3 - \psi_1 - \chi)|}{|\sin[\psi_2 - \psi_1 - \chi]|}, \frac{\delta i_m(\Omega)}{i_{m0}} = \delta I_0 \frac{T_3}{k_{\Omega} T_1} \frac{|\sin(\psi_2 - \psi_3)|}{|\sin(\psi_2 - \psi_1 - \chi)|}. \quad (16)$$

Представляет интерес графическая интерпретация полученных соотношений. На комплексной плоскости импедансов условие стационарного режима определяет точку пересечения кривых $Z_L^{ab}(\omega)$ и $[-Z_{de}^{ab}(\omega_0, i_m, I_0, \theta_0)]$. На рис. 3 представлены зависимость импеданса на-

преобразующие импеданс полупроводниковой структуры z_d и импеданс нагрузки Z_L в импедансы, приведенные к клеммам $a-b$. Такой подход к анализу устойчивости стационарного режима генераторов широко используется в последующих разделах книги.

Для определения стабильности параметров стационарного режима рассмотрим устойчивость амплитуды

грузки от частоты $Z_L^{ab}(\omega)$ и зависимость импеданса диода (взятая с обратным знаком) от амплитуды СВЧ-тока $-Z_{de}^{ab}(i_m)$, определенная для фиксированной частоты ω_0 , фиксированного тока питания диода I_0 и температуры полупроводниковой структуры θ_0 . Зависимости $-Z_{de}^{ab}(i_m)$ для других фиксированных частот на рис. 3 не приведены. Изображающая точка O пересечения этих кривых определяет стационарный режим генератора с частотой ω_0 и амплитудой тока через диод i_{m0} . Вектора $\bar{T}_1 = T_1 e^{j\psi_1}$ и $\bar{T}_2 = T_2 e^{j\psi_2}$ в соответствии с (13) расположены по касательным к зависимостям импедансов $Z_L^{ab}(\omega)$ и $Z_{de}^{ab}(i_m)$ в точке O . Приведенное на рис. 3 расположение векторов \bar{T}_1, \bar{T}_2 , характеризует устойчивый режим автоколебаний, поскольку в этой точке удовлетворяется условие устойчивости (9).

При $\Omega \rightarrow 0$ максимальная мера устойчивости частоты и амплитуды СВЧ-тока достигается при $\psi_2 - \psi_1 = \pi/2$. Стабильность частоты автоколебаний при вариациях тока питания возрастает с увеличением параметра фиксирующей способности генератора по частоте:

$$K_\omega = T_2 \sin(\psi_2 - \psi_1) \quad (17a)$$

Стабильность амплитуды автоколебаний при вариациях тока питания возрастает при увеличении фиксирующей способности генератора по току:

$$K_i = T_1 \sin(\psi_2 - \psi_1). \quad (17б)$$

При модуляции тока питания с частотой Ω в общем случае при $\alpha_1 \neq \alpha_2$ изображающая точка на комплексной плоскости импедансов движется во времени по замкнутой кривой, совершая полный оборот за период модуляции тока питания $T = 2\pi/\Omega$ (кривая L на рис. 3). С увеличением амплитуды модуляции тока питания δI_0 и фиксированной частоте модуляции Ω размеры замкнутой кривой движения изображающей точки возрастают в соответствии с выражениями (16), определяющими максимальные величины $\delta\omega_m, \delta i_m$. При определении мер устойчивости стационарного режима необходимо учитывать частотные зависимости параметров $k(\Omega)$ и $\chi(\Omega)$ (см. (15)). Так, при настройке генератора в статическом режиме ($\Omega = 0$) на максимальную частотную стабильность ($\psi_2 - \psi_1 = \pi/2$) можно получить низкую устойчивость частоты по току питания при увеличении частоты модуляции Ω , т.е. девиация частоты при модуляции тока питания с частотой Ω возрастает при увеличении Ω . Можно видеть, что этот эффект возрастает при увеличении параметра T_2 , т.е. при увеличении добротности СВЧ-нагрузки, пропорциональной T_2 . Здесь проявляется инерционность колебательной системы, возрастающая при увеличении ее добротности.

б) Изменение температуры полупроводниковой структуры. $\Delta I_0 = 0, \Delta \theta \neq 0$

Применяя обозначения (13), определим отклонения частоты $\delta\omega_{m\theta}$ и амплитуды СВЧ-сигнала $\delta i_{m\theta}$ от стационарных значений ω_0 и i_{m0} :

$$\delta\omega_{m\theta} = \frac{-T_4 \sin(\psi_1 - \psi_4)}{T_2 \sin(\psi_2 - \psi_1)} \delta\theta, \quad \frac{\delta i_{m\theta}}{i_{m0}} = \frac{T_4 \sin(\psi_2 - \psi_4)}{T_1 \sin(\psi_2 - \psi_1)} \delta\theta. \quad (18)$$

Как и при модуляции тока питания, стабильность частоты генератора возрастает при увеличении фиксирующей способности генератора по частоте K_ω , а стабильность амплитуды тока возрастает при увеличении фиксирующей способности по току K_i (17).

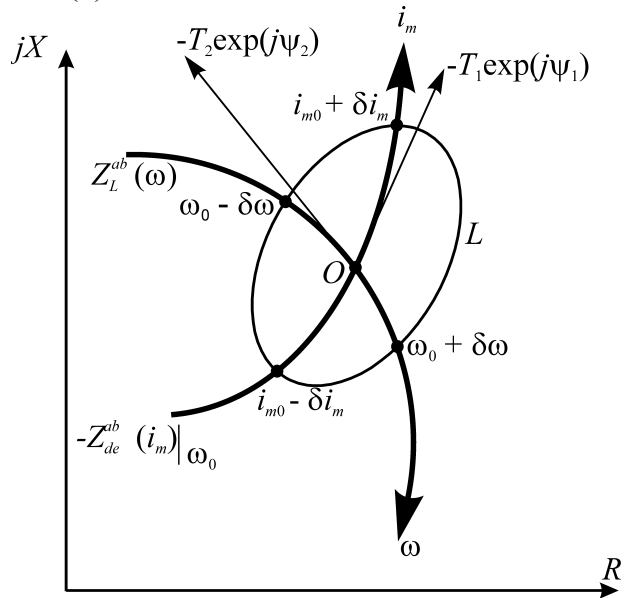


Рис. 3 Определение параметров стационарного режима автогенератора в точке O пересечения зависимостей $Z_L^{ab}(\omega)$ и $-Z_{de}^{ab}(i_m)$ при $\Omega = 0$ и на замкнутой кривой L при $\Omega \neq 0$.

в) Изменение одновременно тока питания диода на δI_0 и температуры полупроводниковой структуры на $\delta\theta$. $\delta I_0 \neq 0$, $\delta\theta \neq 0$, $\Omega=0$

$$\delta\omega_{mI\theta} = \frac{\delta I_0 T_3 \sin(\psi_3 - \psi_1) - \delta\theta T_4 \sin(\psi_1 - \psi_4)}{T_2 \sin(\psi_2 - \psi_1)}, \quad \frac{\delta i_{mI\theta}}{i_{m0}} = \frac{\delta\theta T_4 \sin(\psi_2 - \psi_4) + \delta I_0 T_3 \sin(\psi_2 - \psi_3)}{T_1 \sin(\psi_2 - \psi_1)}. \quad (19)$$

Из (19) следует, что изменение температуры полупроводника может быть скомпенсировано соответствующим изменением тока питания диода, в результате чего будет достигнута высокая стабильность частоты. Такой режим, так называемой токовой компенсации, широко используется при создании высокостабильных импульсных полупроводниковых генераторов на ЛПД в автономном и синхронном режимах. Возможности токовой компенсации температурных нестабильностей параметров выходного сигнала генераторов на ЛПД детально рассматриваются в последующих разделах.

2.1.2 Согласование импедансов СВЧ-нагрузки и диода в различных СВЧ-цепях. Принципы корпусирования полупроводниковых диодов

а) Лавинно-пролетные диоды

Анализ импедансных амплитудно-частотных характеристик реализуемых ЛПД миллиметрового диапазона волн с профилем легирования $p^+ - n - n^+$, $p^+ - p - n - n^+$ и др. [7, 8] показывает, что при величинах амплитуд сигнала, соответствующих максимальной электронной мощности, оптимальном диаметре $p - n$ -перехода и оптимальном профиле легирования модули отрицательных сопротивлений полупроводниковой структуры $|-r_d|$ не превышают 2–3 Ома (см. главу 1). В связи с этим при непосредственном включении ЛПД в высокочастотную цепь с нагрузкой равной волновому сопротивлению линии передачи W_0 , коэффициент трансформации активной составляющей импеданса нагрузки должен составлять $W_0 / |-r_d| > 20 - 150$ при использовании волноводов стандартного сечения, коаксиальных линий и полосковых волноводов. Очевидно, что полные потери в трансформаторах импедансов должны быть минимальными, удовлетворяющими условию $r_L \ll |r_d^{\Sigma}|$, где r_L – полное сопротивление потерь СВЧ-цепи, приведенное к клеммам полупроводниковой структуры, $r_d^{\Sigma} = -r_d + r_s + r_m$ – вещественная часть импеданса полупроводниковой структуры с учетом сопротивлений потерь, r_s – сопротивление растекания полупроводниковой структуры, характеризующее омические потери в подложке, r_m – омическое сопротивление контактных элементов, включающих полупроводниковую структуру в СВЧ-цепь и сопротивление элементов корпуса диода. В обеспечении высоких коэффициентов трансформации импедансов диодов при включении их в цепи СВЧ, особенно в миллиметровом диапазоне волн, и состоит основная особенность и трудность построения высокочастотных систем эффективных генераторно-усилительных устройств на ЛПД с минимальными энергетическими потерями.

Анализ путей создания трансформаторов импедансов в реальных СВЧ-цепях усилителей и генераторов на ЛПД в миллиметровом диапазоне волн (с учетом потерь) определяет наиболее целесообразный метод трансформации – построение трансформатора импедансов в непосредственной близости к полупроводниковой структуре. При выполнении такого трансформатора с минимальными собственными потерями и коэффициентом трансформации импедансов (k), в высокочастотную цепь устройства включается трансформированное отрицательное сопротивление диода, модуль которого $|R_{del}| = |kr_d^{\Sigma}|$ значительно превышает сопротивление потерь в волноводно-коаксиальных цепях. При использовании для герметизации полупроводниковой структуры металлокерамического корпуса целесообразно требуемую трансформацию осуществить при помощи монтажных элементов корпуса диода – его диэлектрической втулки 1 и металлической контактной полоски 2, соединяющей торец кристалла 3 с торцом диэлектрической втулки – см. рис. 4. На этом рисунке корпусированный диод смонтирован на теплоотводящем основании 5 и установлен в волноводной секции 6. Герметизация корпуса диода обеспечивается применением крышки 4, герметично закрывающей торец втулки. Эквивалентная схема замещения диода в металлокерамическом корпусе может быть представлена рис. 5. На этом рисунке приняты обозначения:

$z_d = r_d^\Sigma + jx_d$ – комплексный импеданс полупроводниковой структуры;
 r_s – сопротивление растекания полупроводниковой структуры;
 L_p – индуктивность контактной полоски (2);
 $l_r = 0,5(d-d_0)$ – толщина стенки керамической втулки (1), определяющая длину эквивалентной радиальной линии;
 C_1 – краевая емкость скачка высоты радиальных линий Δh ;
 Z_{wr} – волноводная нагрузка радиальной линии;
 r_c – сопротивление потерь в контактах монтажных элементов корпуса;
 r_p – сопротивление потерь в диэлектрической втулке; $r_m = r_c + r_p$.

В соответствии с выполненными расчетами в широком диапазоне частот, при реальных размерах диэлектрических втулок металлокерамического корпуса, отрезок радиальной линии l_r можно представить соединением реактивных двухполюсников L_r, C_p – см. рис. 6. Величина C_p равна емкости диэлектрической втулки; эквивалентная индуктивность радиальной линии L_r определяется уравнениями распространения волн в радиальных линиях с учетом геометрии и диэлектрической проницаемости втулки корпуса. Результаты численных расчетов L_r в зависимости от наружного и внутреннего радиусов диэлектрической втулки r, r_0 , полученные для фиксированных частот $f=35$ ГГц, 57 ГГц, 95 ГГц, для двух значений диэлектрической проницаемости материала втулки $\epsilon=3,8$ и $\epsilon=10$, что соответствует выполнению втулки из кварца и алюминооксидной керамики, приведены на рис. 7а, 7б, 7в.

Индуктивность одиночной контактной полоски L_p , расположенной наклонно к торцу полупроводниковой структуры, так, что один ее конец касается торца, определяется из соотношения [9]:

$$L_p = 0,1s \left\{ \ln \left[1 + \left(\frac{2H}{W} \right)^2 \right] + 2 \left(\frac{2H}{W} - \frac{W}{6H} \right) \arctg \frac{W}{2H} - \frac{1}{3} \left(2 - \pi \frac{W}{2H} \right) - \frac{1}{3} \left(\frac{2H}{W} \right)^2 \ln \left[1 + \left(\frac{W}{2H} \right)^2 \right] \right\} \text{нГ} . \quad (20)$$

При расположении полоски параллельно плоскости:

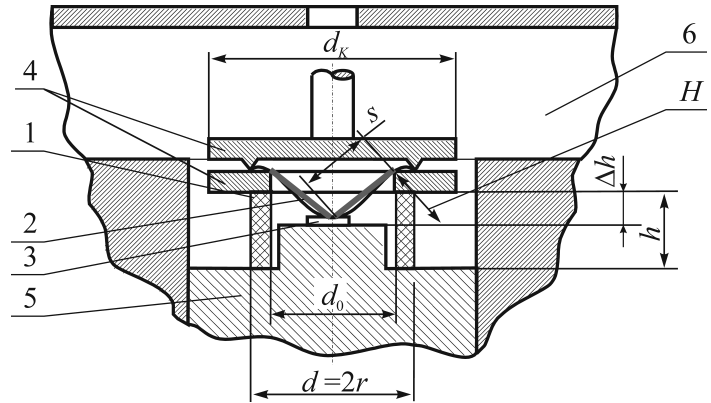


Рис. 4
 Конструкция полупроводникового диода в металлокерамическом корпусе.

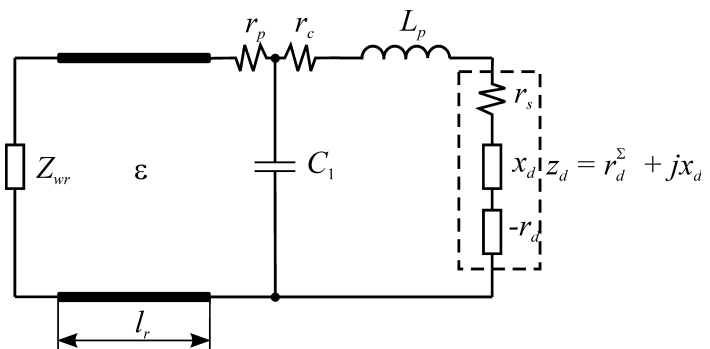


Рис. 5
 Эквивалентная схема замещения корпусированного диода.

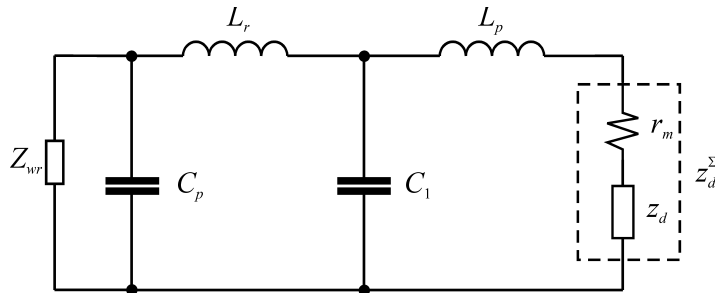


Рис. 6
 Эквивалентная схема замещения корпусированного диода.

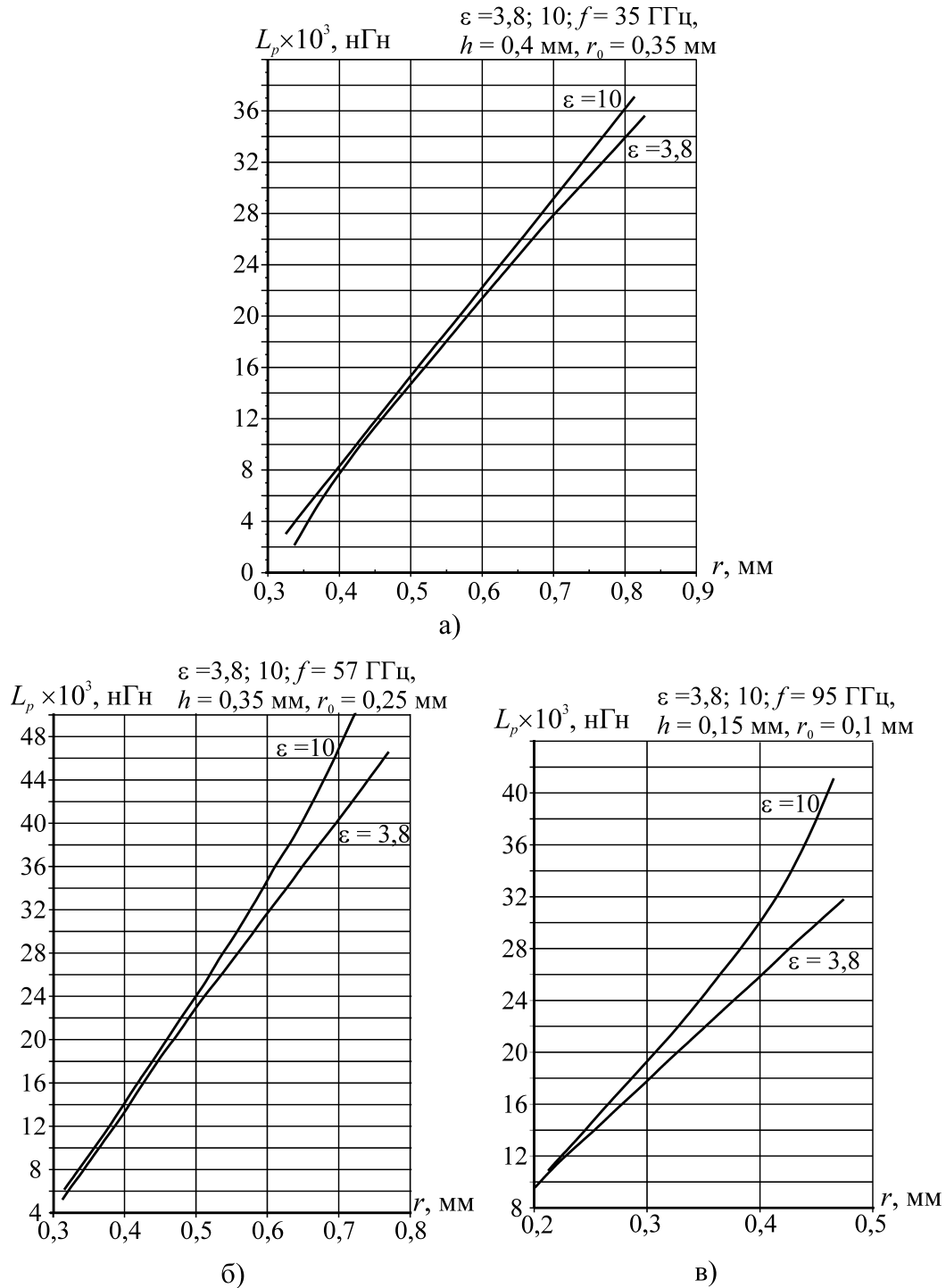


Рис. 7

Зависимость эквивалентной индуктивности керамической втулки корпуса диода от наружного радиуса r втулки, при фиксированных значениях частоты f , внутреннего радиуса r_0 , высоты h , диэлектрических проницаемостей материала втулки.

$$L_p = 0,1s \left\{ 8 \frac{H}{W} \operatorname{arctg} \frac{W}{2H} + \ln \left[1 + \left(\frac{H}{W} \right)^2 \right] - \left(\frac{2H}{W} \right)^2 \ln \left[1 + \left(\frac{W}{2H} \right)^2 \right] \right\} \text{ нГн} \quad (21)$$

Здесь s – длина контактной полоски, W – ширина полоски, H – длина перпендикуляра от края полоски до металлической плоскости. При определении полной индуктивности проводника ввода L_p питания в корпусе диода следует учитывать, что ввод питания может осуществляться в виде одной или нескольких полосок или секторов произвольных размеров, в

виде сплошной конической поверхности или диска. Соотношения (20), (21) можно применить для расчета индуктивности таких вводов питания. В соответствии с рис. 8 можно видеть, что корпусированный диод представляется двухсвязной системой, характеризующейся в общем случае двумя резонансными частотами [10]. В большинстве практически реализуемых конструкций можно не учитывать параметр C_1 и в этом случае эквивалентная схема корпусированного диода может быть представлена рис. 8.

Здесь C_{de} – эквивалентная емкость полупроводниковой структуры ЛПД, введение которой допустимо вдали от частоты лавинного резонанса. Можно видеть, что корпусированный диод представляется резонансным контуром второго вида с резонансной частотой

$$\omega_0(i_m, I_0, \theta) = \left[\frac{(L_r + L_p)C_{de} \times C_p}{C_{de} + C_p} \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (22)$$

Резонансная трансформация импеданса полупроводниковой структуры ЛПД с импедансом $z_d(\omega, i_m, I_0, \theta)$ приводит в результате трансформации к возникновению на клеммах корпуса диода эквивалентного импеданса:

$$Z_{de}(\omega, i_m, I_0, \theta) = \frac{R_{0de}(i_m, I_0, \theta)}{1 + jQ_{0de} \xi}, \quad (23)$$

где: $\xi = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}$ – частотная расстройка резонансного контура,

$$Q_{ode}(i_m, I_0, \theta) = \frac{\omega_0(i_m, I_0, \theta) \times (L_p + L_r)}{r_d^\Sigma(i_m, I_0, \theta)} \quad (24)$$

эквивалентная добротность корпусированного "эквивалентного диода",

$$R_{0de}(\omega_0, i_m, I_0, \theta) = \frac{1}{[\omega_0(i_m, I_0, \theta)C_p]^2 \times (r_d^\Sigma(i_m, I_0, \theta))} \quad (25)$$

резонансное сопротивление "эквивалентного диода".

Таким образом, корпусированный лавинно-пролетный диод может рассматриваться, как полупроводниковый прибор с амплитудно-частотными зависимостями импеданса, энергетическими и диапазонными характеристиками, определяемыми соотношениями (23–25). В качестве иллюстрации на рис. 9 представлены амплитудно-частотные характеристики ЛПД в металлокерамическом корпусе, монтажные элементы которого L_p , L_r , C_p обеспечивают резонансную трансформацию импеданса полупроводниковой структур в заданном диапазоне частот [11]. Расчеты выполнены для кремниевой однопролетной структуры с профилем легирования $p^+ - n - n^+$, с площадью p - n -перехода $S_{pn} = 2,82 \times 10^{-5} \text{ см}^2$, углом пролета $\theta_d = 0,86\pi$, суммарным сопротивлением потерь $r_s + r_m = 1 \text{ Ом}$; плотность тока питания $J_0 = 5,8 \times 10^3 \text{ А/см}^2$. Расчеты выполнены для следующих параметров схемы включения диода: $L_p + L_r = 0,15 \text{ нГ}$, $C_p = 0,2 \text{ пФ}$. Параметры монтажных элементов корпуса диода L_p , L_r , C_p определены из условий обеспечения требуемого для согласования импедансов резонансного сопротивления корпусированного диода и его резонансной частоты в режиме максимальной мощности. Частотные зависимости импеданса корпусированного диода $Z_{de}(\omega) | i_{mi}$, рассчитанные при фиксированных амплитудах тока i_{mi} через полупроводниковую структуру, представлены на рис. 9 кривыми, близкими к окружностям. Цифры на этих окружностях определяют величины КПД корпусированного диода. Максимальное значение модуля отрицательного сопротивления $|R_{de}|$ определяет вели-

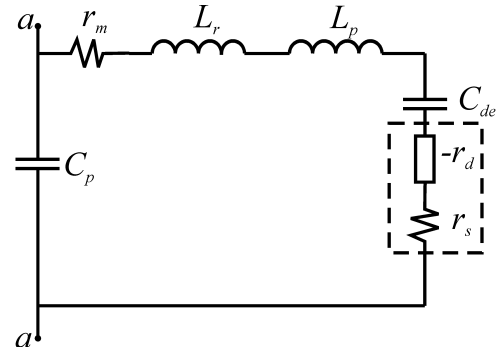


Рис. 8
Упрощенная эквивалентная схема замещения корпусированного диода.

чину резонансного сопротивления корпусированного ЛПД. Нулевой амплитуде тока соответствует окружность с минимальным диаметром, ограничивающая заштрихованную область; пунктирные кривые на рис. 9 представляют зависимости $Z_{de}(i_m)|_{f_i}$ при фиксированных значениях частот f_i .

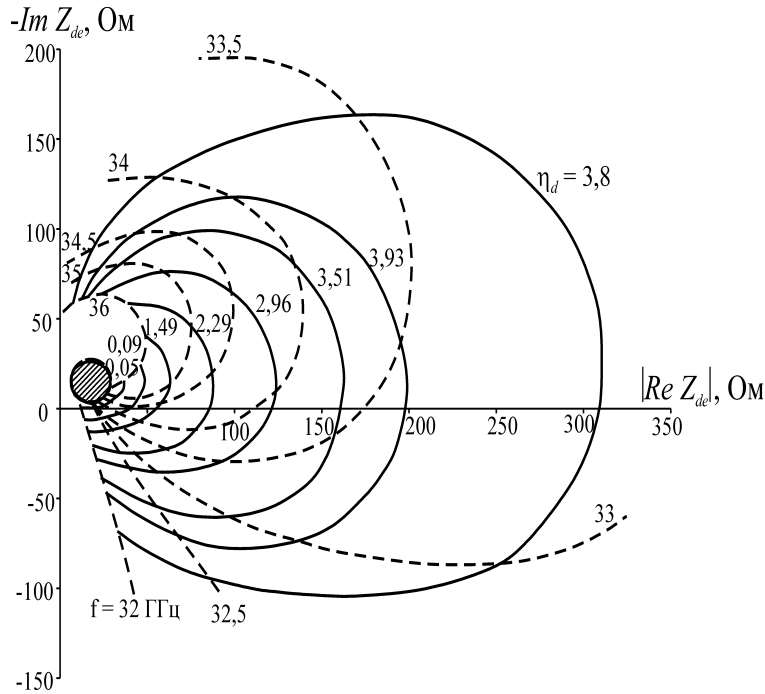


Рис. 9

Амплитудно-частотные характеристики импеданса кремниевого лавинно-пролетного диода со структурой $p^+ - n - p^+$ 8-миллиметрового диапазона волн при выполнении условия резонансной трансформации импеданса.

Приведенные амплитудно-частотные характеристики ЛПД $Z_{de}(i_m, \omega)$, являются основой для конструирования СВЧ-устройств различного функционального назначения, использующих в качестве активных полупроводниковых приборов корпусированные ЛПД, реализующие резонансную трансформацию импедансов [11, 12, 13]. Так, для создания устойчивых усилителей необходимо выполнить СВЧ-цепь такой, чтобы импеданс нагрузки на клеммах а-а находился внутри заштрихованной окружности на рис. 9, соответствующей $i_m=0$. Для создания генераторов с максимальным уровнем мощности в нагрузке и максимальным диапазоном перестройки частоты необходимо синтезировать СВЧ-систему так, чтобы частотная зависимость импеданса нагрузки располагалась на окружности $Z_{de}(\omega)|_{i_m \text{ опт.}}$, соответствующей оптимальному значению тока $i_m \text{ опт.}$ через полупроводниковую структуру, при котором электронная мощность диода $P_d = 0,5 i_m^2 (|-r_d + r_s + r_m|)$ максимальна.

В широкодиапазонных СВЧ-устройствах (автогенераторах с перестройкой частоты, синхронизированных генераторах, сумматорах мощностей диодов и т.п.) добротность корпусированного "резонансного" диода следует по возможности уменьшать, однако, выполняя требование, чтобы величина модуля отрицательного резонансного сопротивления значительно превосходила суммарную величину сопротивления потерь в СВЧ-цепи, приведенного к клеммам корпуса а-а – рис. 8. Как следует из приведенных соотношений (20)–(25) возможно изменять в широких пределах характеристики корпусированного "резонансного диода" при изменении геометрических размеров диэлектрической втулки 1 и крышки корпуса 4 (см. рис. 4). Перемещение корпусированного диода совместно с его теплоотводящим основанием 5, вдоль оси диода и перпендикулярно к направлению распространения волны в линии передачи, позволяет изменять основные параметры "резонансного диода" в процессе настройки СВЧ-устройства, т.е. производить одновременно настройку диода и всего устройства. Такая комплексная настройка выполнима в конструкциях с различными линиями переда-

чи: полыми волноводами, диэлектрическими волноводами, микрополосковыми линиями и т.п. Реализуемый диапазон перестройки резонансной частоты корпусированного диода составляет $\Delta f/f \approx 20\%$.

Принципы включения корпусированного "резонансного ЛПД" в СВЧ-устройства, выполненные на различных типах линий передачи, иллюстрируются на рис. 10 а, б, в, г, соответствующих применению полого волновода (а), волноводно-коаксиальной системы (б), диэлектрического волновода (в), микрополосковой линии (г). Во всех этих устройствах применена одна и та же конструкция корпусированного "резонансного ЛПД". Применение "резонансного диода" устраняет необходимость создания специальных диодов для использования в различных линиях передачи. На рис. 10 корпусированный диод 1 установлен в теплоотводящем основании 2; электрическое питание ЛПД производится при помощи индуктивного штыря 3 в волноводной конструкции 5 – рис. 10а, при помощи центрального проводника коаксиальной линии, проходящего через коаксиальный цилиндрический поглотитель 4 в волноводно-коаксиальной системе 5 – рис. 10б, при помощи поперечного токопроводящего проводника 3, проходящего через оксидированные дюралюминиевые втулки 4 в экране 6 перпендикулярно к линии передачи в конструкции с диэлектрическим волноводом 5 – рис. 10в, при помощи трапециевидной пластинки 3 и микрополоскового фильтра питания 4 в конструкции с микрополосковым волноводом – рис. 10г.

Создание корпусированных ЛПД в диапазоне 30-140 ГГц может быть обеспечено применением диэлектрических втулок корпусов на основе алюминооксидной керамики с размерами, приведенными в табл. 1.

Таблица 1

Частотный диапазон, ГГц	Внешний диаметр, мм	Внутренний диаметр, мм	Высота, max, мм
30–40	1,2	0,75	0,35
50–60	0,9	0,5	0,3
70–100	0,5	0,2	0,15
100–140	0,4	0,2	0,15

Геометрия контактных пластинок варьируется в широких пределах от одиночной пластинки до 4–7 лучевой системы пластинок в зависимости от рабочего диапазона частот и требований к добротности и к резонансному сопротивлению корпусированного ЛПД.

В области частот 140–300 ГГц также применяются принципы резонансной трансформации импеданса ЛПД, однако, конструктивное выполнение корпусов требует применения специальных решений, обеспечивающих достижение резонансных частот в указанном диапазоне. Оказывается необходимым применение кварцевых втулок и контактных сеток или диафрагм в качестве вводов питания [14]; во многих случаях вместо диэлектрических втулок применяются кварцевые опоры с минимальной емкостью; находят применение (особенно для построения умножителей частоты) корпуса с увеличенным диаметром радиальной линии, благодаря чему включается параллельное индуктивное сопротивление, увеличивающее собственную частоту корпуса.

На основании приведенного рассмотрения принципов корпусирования ЛПД можно сделать следующие выводы:

- Методы построения корпусированных ЛПД на основе резонансной трансформации импеданса полупроводниковой структуры при использовании монтажных элементов металло-керамического корпуса решают задачу согласования импедансов диода и нагрузки в широком частотном диапазоне при минимальных энергетических потерях. Выбор геометрических параметров полупроводниковой структуры, корпуса ЛПД и его монтажных элементов является первым шагом при разработке СВЧ-устройства.

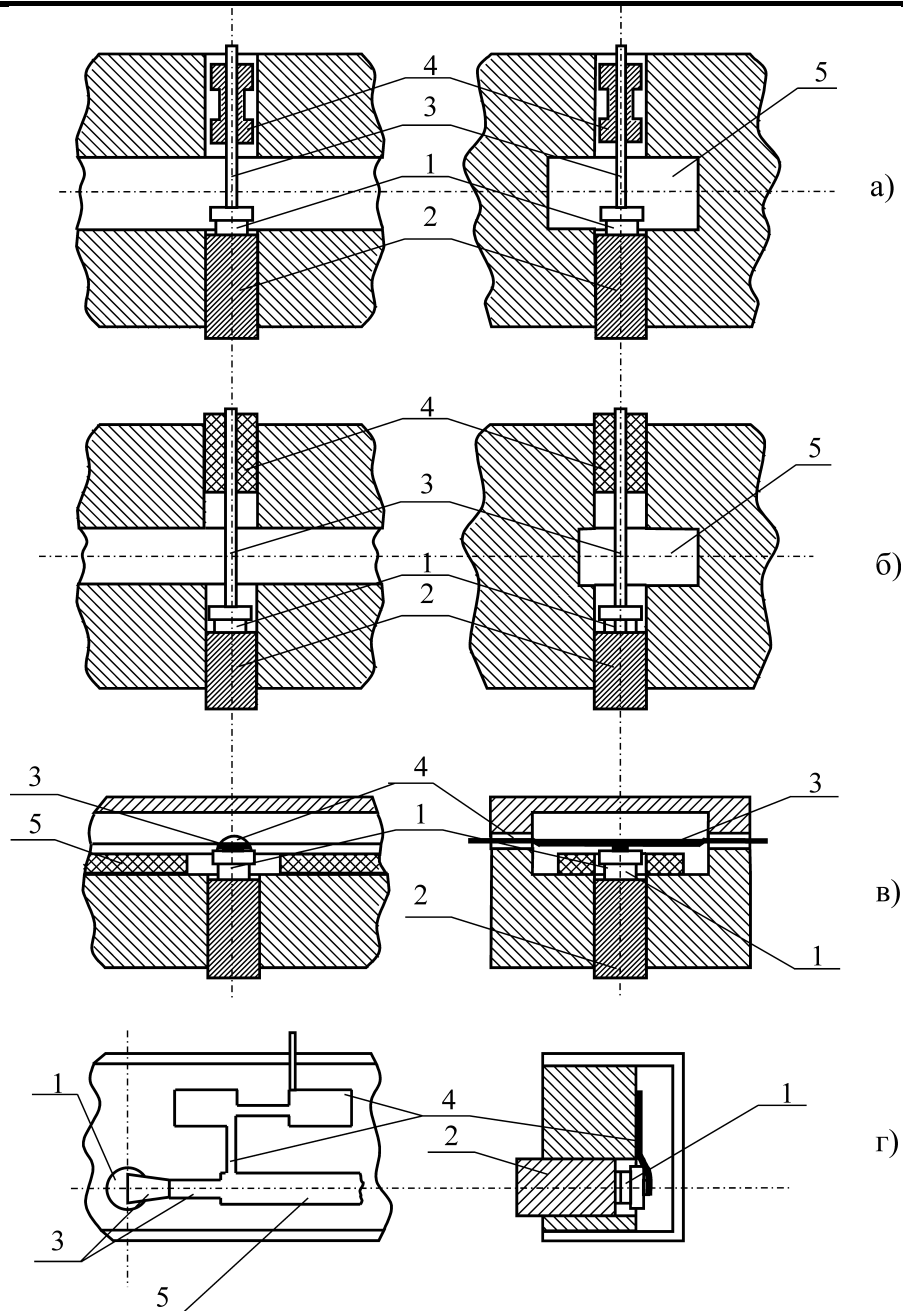


Рис. 10

Принципы включения корпусированного диода в различные линии передачи: волноводные (рис. 10а), волноводно-коаксиальные (рис. 10б), диэлектрические (рис. 10в), микрополосковые (рис. 10г).

- Рассмотренные методы построения корпусированных лавинно-пролетных диодов являются универсальными для создания СВЧ-устройств различного функционального назначения – автогенераторов, усилителей, умножителей частоты, сумматоров мощностей N диодов и т.п.
- Применение резонансной трансформации импеданса полупроводниковой структуры целесообразно при построении генераторно-усилительных устройств, применяющих активные элементы любых типов, у которых максимальная мощность достигается при модуле отрицательного сопротивления, соизмеримом с сопротивлением потерь внешней СВЧ-цепи.
- Принцип резонансной трансформации импеданса полупроводниковой структуры при использовании монтажных элементов металлокерамического корпуса представляет значительный интерес не только при разработке активных генераторно-усилительных уст-

ройств, но также при разработке управляющих и коммутирующих устройств: при включении варакторных диодов в системах перестройки частоты для уменьшения потерь в варакторах, при включении $p-i-n$ -диодов в амплитудных модуляторах и переключателях для уменьшения потерь в режиме пропуска и увеличения развязки в режиме запирающего и т. д.

б) Диоды Ганна

Выбор параметров монтажных элементов металлокерамического корпуса диода Ганна (ДГ) не получил необходимого освещения в литературе. В то же время неправильный выбор этих параметров может привести к значительному ухудшению спектральных и диапазонных характеристик СВЧ-устройств, использующих ДГ в качестве активных элементов. Приведенный здесь анализ базируется на результатах численных расчетов импедансных характеристик полупроводниковых структур ДГ, полученных на основе двухтемпературной модели в широком интервале частот, амплитуд сигнала и постоянного смещения при различных температурах решетки (см. раздел 1.1) [15]. Используемые в данной работе характеристики соответствуют ДГ, работающим в миллиметровом диапазоне до частот $f \approx 50$ ГГц с оптимальной структурой контакта при $n_0 l = 2 \dots 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, при напряжениях смещения $2V_t \leq U_0 \leq 4,5V_t$ (V_t – пороговое напряжение ДГ), амплитудах переменного сигнала в интервале $0,2U_0 \leq U_m \leq 0,9 U_m$, при температуре решетки до $T_p \leq 450$ К. Приведенные ниже результаты численных расчетов относятся к диодам с сопротивлением в слабом поле, равным 1 Ом при $T_p = 375$ К, $U_0 = 3,3V_t$ в восьмимиллиметровом диапазоне волн. Амплитудно-частотные характеристики $z_d(\omega, i_m)$, представлены на рис. 11а,б. На этих рисунках сплошные кривые определяют эквивалентные амплитудные зависимости импеданса $z_d(i_m) \Big|_{\omega_i}$, построенные для фиксированных частот ω_i на комплексной плоскости $-r_d$, $-jx_d$; пунктирные кривые на рис. 11а соответствуют частотным зависимостям импеданса $z_d(\omega) \Big|_{i_{mi}}$, построенным при постоянных значениях амплитуд переменного тока i_{mi} через полупроводниковую структуру; на рис. 11б пунктирные кривые представляют частотные зависимости импеданса полупроводниковой структуры ДГ $z_d(\omega) \Big|_{P_e}$ при постоянных уровнях электронной мощности P_e . Цифры на пунктирных кривых определяют отношения $i_m' = i_m/i_{m0}$, $P_e' = P_e/P_{e0}$, где i_{m0} – значение амплитуды переменного тока на средней частоте рабочего диапазона $f=f_0$ в точке максимальной электронной мощности P_{e0} .

Из приведенных на рис. 11 зависимостей следует, что основные отличия импедансных характеристик диодов Ганна в пролетном режиме и лавинно-пролетных диодов состоят в следующем:

- модуль отрицательного сопротивления полупроводниковой структуры диода Ганна мало изменяется при увеличении амплитуды переменного тока в недонапряженном режиме, при $i_m < i_{m0}$; модуль отрицательного сопротивления структуры ЛПД монотонно уменьшается при увеличении амплитуды переменного тока;
- величина модуля отрицательного сопротивления полупроводниковой структуры диода Ганна в точке максимальной электронной СВЧ-мощности составляет $-r_{d0} \approx 9-11$ Ом, что заметно превышает величины сопротивлений потерь в СВЧ-цепях миллиметрового диапазона волн; величина модуля отрицательного сопротивления структуры ЛПД в точке максимальной мощности близка к 1,5–2 Ом, что соизмеримо с величинами потерь в СВЧ-цепях; в перенапряженном режиме (при $i_m > i_{m0}$) величина модуля отрицательного сопротивления полупроводниковой структуры диода Ганна резко уменьшается при увеличении амплитуды переменного тока;
- в широкой области частот меньших ω_0 при амплитудах тока через полупроводниковую структуру $i_m > i_{m\text{opt}}$ величина производной $\frac{\partial z_d}{\partial i_m}$ существенно возрастает, т.е. увеличивается

фиксирующая способность по току, и снижаются неустойчивости амплитуды выходного сигнала генератора (см. 16).

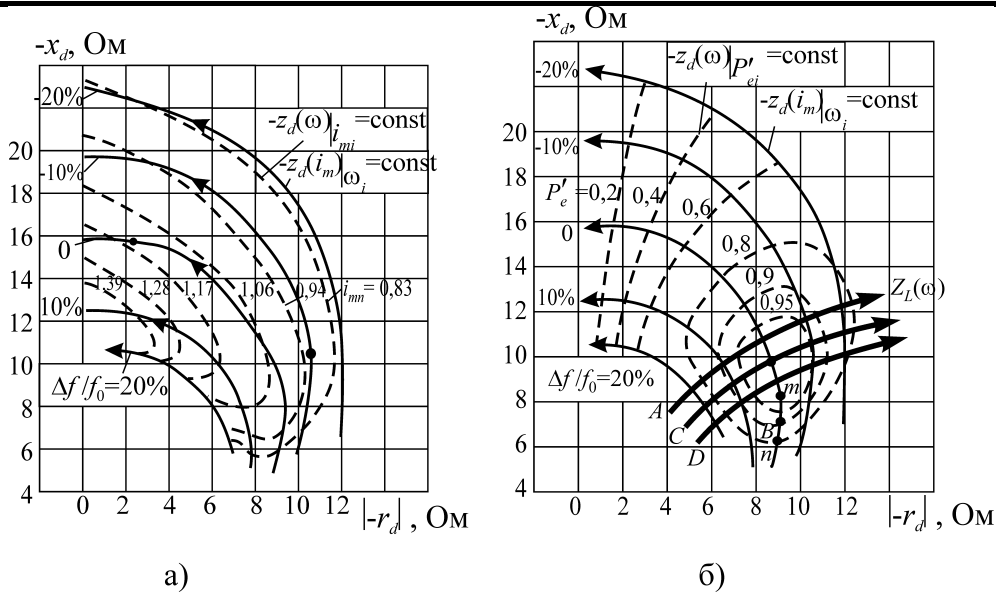


Рис. 11
 Амплитудно-частотные характеристики полупроводниковой структуры диода Ганна в пролетном режиме.

Анализ импедансных характеристик ДГ определяет следующие основные пути построения корпусов диодов.

Первый вариант предполагает применение корпуса с минимальными реактивными параметрами, при которых резонансная частота корпуса $\omega_{рез}$ значительно больше рабочей частоты $\omega_{раб}$. В этом случае корпус не трансформирует импедансные характеристики диода, и СВЧ-цепь генератора необходимо синтезировать применительно к ДГ с характеристиками $z_d(\omega, I_m, I_0)$, представленными на рис. 11. Реализация устойчивого режима автоколебаний с максимальной мощностью и перестройкой в широком диапазоне частот требует в этом случае создания СВЧ-цепи, входной импеданс которой на клеммах диода имеет частотную зависимость импеданса $Z_L(\omega)$, лежащую в полосе ACD на рис. 11 б с направлением частотных изменений в соответствии со стрелками. Система перестройки частоты обеспечивает при этом перемещение точки стационарного режима вдоль указанной полосы на импедансной плоскости. Недостатком этого метода является сложность создания металлокерамического корпуса диода в миллиметровом диапазоне волн с резонансной частотой существенно превышающей рабочую частоту.

Второй вариант построения корпуса ДГ предполагает такой выбор его параметров, при котором импедансные характеристики малосигнальной области полупроводниковой структуры разворачиваются в сторону больших значений модуля отрицательного сопротивления, а величина $|r_{dB}|$, незначительно, в 1,5–2 раза, возрастает [16]. Такая трансформация облегчает синтез СВЧ-цепи, обеспечивающей устойчивый режим автоколебаний в режиме максимальной мощности, а также мягкий режим самовозбуждения автогенератора в широком интервале рабочих температур. Реализация этого варианта корпуса диода достигается выбором монтажных элементов металлокерамического корпуса диода L_p (индуктивность монтажной пластинки) и C_p (емкость диэлектрической втулки корпуса), удовлетворяющих следующим условиям на средней частоте ω_{cp} рабочего диапазона:

$$\omega_{cp} L_p + x_{dB} = -r_{dB}, \tag{26}$$

$$\omega_{cp} C_p + \frac{-(x_{dB} + \omega_{cp} L_p)}{(r_{dB})^2 + (x_{dB} + \omega_{cp} L_p)^2} = 0. \tag{27}$$

Здесь r_{dB} , x_{dB} – составляющие импеданса полупроводниковой структуры диода в точке В (рис. 11 б). С учетом соотношений (26, 27) могут быть определены импедансные характеристики корпусированного диода Ганна при выборе средней частоты $f_{cp} = f_0$ (точка В на рисунке 11 б). Трансформированные импедансные характеристики корпусированного диода представлены на рис. 12. Сплошными кривыми представлены эквивалентные амплитудные зависимости импеданса корпусированного диода Ганна $Z_{de}(i_m)|_{\omega_i}$; пунктирные кривые определяют частотные зависимости импеданса корпусированного диода Ганна $Z_{de}(\omega)|_{P'_e}$ при постоянных уровнях электронной мощности P'_e в диапазоне частот. Диоды Ганна с импедансными характеристиками, приведенными на рис. 12, применимы в волноводных, волноводно-коаксиальных и микрополосковых СВЧ-системах для создания эффективных широкополосных, и частотно стабилизированных автогенераторов миллиметрового диапазона волн.

Возможен выбор монтажных элементов корпуса ДГ на основе тех же принципов резонансной трансформации импеданса полупроводниковой структуры, которые были применены при построении корпусов ЛПД. При этом, однако, заметно ухудшаются диапазонные и спектральные характеристики автогенераторов [16].

в) Экспериментальное определение импедансных характеристик корпусированных полупроводниковых диодов

Описанные выше методы построения СВЧ-диодов в металлокерамических корпусах легли в основу создания различных типов полупроводниковых устройств миллиметрового диапазона волн. В основе этих методов лежит знание амплитудно-частотных импедансных характеристик полупроводниковых структур и оптимизация путей трансформации импедансов для достижения высоких энергетических и диапазонных характеристик устройств. В то же время разработчик радиоустройств очень часто вынужден применять диоды СВЧ, не зная их амплитудно-частотных характеристик. В этом случае сознательное проектирование практически исключается и построение радиотехнического устройства основано на интуиции и экспериментальном блуждании. В связи с этим важно иметь метод быстрой оценки импедансных характеристик диода, предназначенного для построения устройства. Таким эффективным и простым методом экспериментального определения импедансных характеристик $Z_{de}(\omega, i_m)$ диодов является "метод автогенератора", построенного с использованием секции волновода прямоугольного сечения ($a \times b$) со сменными скользящими поршнями, имеющими фиксированные в диапазоне частот коэффициенты отражения $|\Gamma_i|$ [17].

Измеряемый диод устанавливается в волноводной секции на теплоотводящем основании и к диоду подводится электрическое питание при помощи индуктивного штыря, проходящего через изолирующую втулку (фильтр) в широкой стенке волновода. С одного торца волноводная секция подключена к согласованному сопротивлению, а с другого торца в секции устанавливаются сменные скользящие поршни с различными значениями коэффициента отражения Γ_i . Измерения проводятся в режиме автоколебаний при установке различных скользящих поршней с коэффициентами отражения Γ_i . В процессе измерений определяются частота и мощность автоколебаний при изменении положения в волноводной секции каждого из сменных поршней. В связи с тем, что эквивалент-

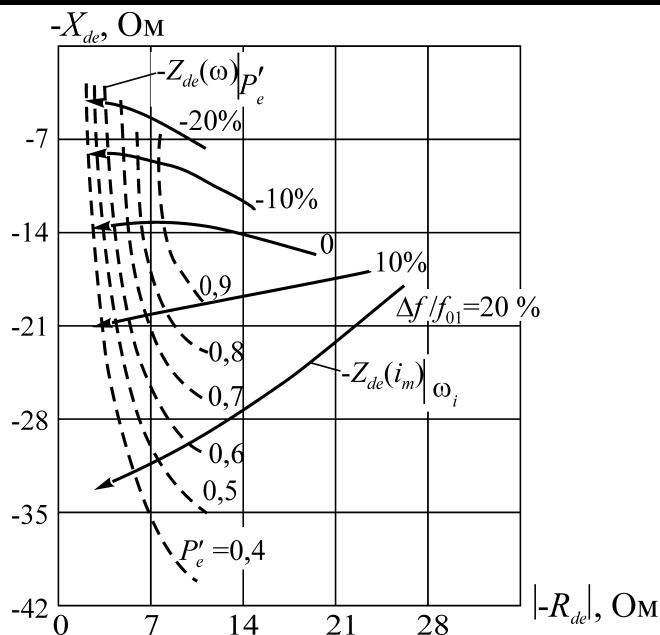


Рис. 12 Амплитудно-частотные характеристики диода Ганна в корпусе.

ная схема замещения волноводной секции со скользящими поршнями, имеющими различные коэффициенты отражения Γ_i известна, каждому положению i -го поршня в волноводе соответствует определенная точка на комплексной плоскости импедансов. При фиксированном модуле коэффициента отражения $|\Gamma_i|$ поршня и его перемещении относительно диода в достаточно широком диапазоне частот ($\Delta f/f \approx 10-15\%$) на комплексной плоскости описываются концентрические окружности, центр которых приближенно расположен в точке $(W_0/2, j0)$ (см. п. 2.1.3): $Z_{Li} = W_0/2[1 + \bar{\Gamma}_i \exp(-j2\varphi_i)]$, $\bar{\Gamma}_i = \Gamma_i \exp(j\gamma_i)$. В приведенном выражении Γ_i – модуль коэффициента отражения от i -го поршня, φ_i – фазовое расстояние от i -го поршня до оси диода, γ_i – фаза коэффициента отражения от i -го поршня. Таким образом, при изменении Γ_i в широких пределах оказывается возможным зондировать импеданс диода в пределах круга с диаметром W_0 ; (здесь $W_0 = \frac{\pi b}{2a} \frac{120\pi}{[1 - (\lambda/2a)^2]^{1/2}}$ волновое сопротивление вол-

новода, определенное, как отношение эквивалентных напряжения и тока в волноводе на волне типа TE_{10}). Процедура измерения $Z_{de}(\omega, i_m)$ сводится к следующему. При различных поршнях, отличающихся значениями $|\Gamma_i|$, измеряют зависимости мощности P_i и частоты автоколебаний f_i от положения поршня φ_i . На комплексной плоскости импедансов наносятся значения Z_{Li} , рассчитанные в соответствии с известной схемой замещения данной измерительной волноводной секции для всех значений φ_i и $|\Gamma_i|$. Точки равных частот соединяются и находятся зависимости $[-Z_{de}(f_i, P_a)] = Z_{Li}(|\Gamma_i|, \varphi_i)$ для всех фиксированных частот f_i диапазона измерений. Для определения величины электронного КПД η_{ed} , соответствующего данной точке Z_{Li} на импедансной плоскости, производится учет КПД СВЧ-цепи: $\eta_L = \frac{1}{W_0} \frac{X_L^2 + R_L^2}{R_L}$. При этом $\eta_{ed} = P_L/\eta_L P_0 = P_{ed}/P_0$, где P_0 – мощность

питания ЛПД; P_{ed} – электронная мощность на клеммах диодной структуры; P_L – мощность в полезной нагрузке. На рис. 13 приведена иллюстрация описанного метода измерений амплитудно-частотной зависимости импеданса диода. На этом рисунке концентрические окружности соответствуют фиксированным значениям модулей коэффициента отражения Γ_i при изменении фазового расстояния φ_i в широких пределах. Пунктирные окружности определяют постоянные значения КПД нагрузки η_L . С использованием измеренных величин мощности в нагрузке, импеданса нагрузки, приведенного к диоду, определяется электронная мощность корпусированного диода.

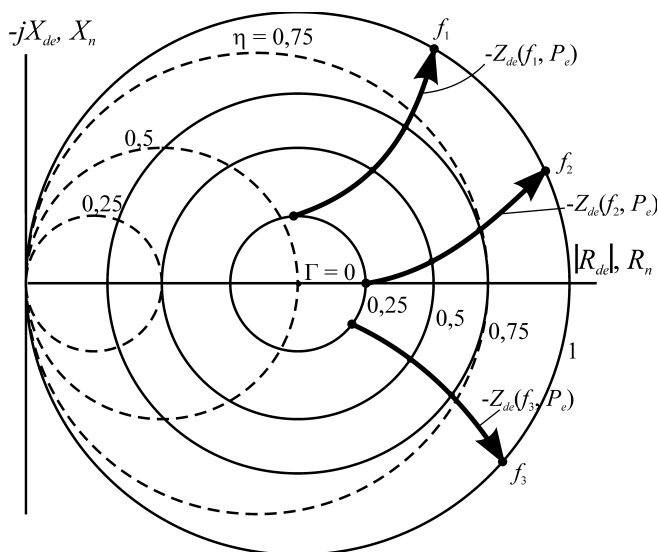


Рис. 13

Иллюстрация “метода автогенератора” для измерения импедансных характеристик $Z_{de}(f, i_m)$ (или $Z_{de}(f, P_e)$) корпусированного диода

Указанный метод измерений не может претендовать на высокую точность определения импедансов диодов, однако, он позволяет определить характер поведения импедансных характеристик, найти область импедансов нагрузки, обеспечивающих наибольшую эффективность генератора, определить ход частотной зависимости импеданса нагрузки для достижения наибольшей устойчивости параметров стационарного режима.

В конечном итоге, оцененные при использовании рассмотренного метода, особенности поведения амплитудно-частотных характеристик импедансов рассмотренных полупроводниковых диодов определяют оптимальные схемы СВЧ-цепей твердотельных устройств различного назначения.

2.1.3 Нагрузочные характеристики диодных генераторов

Степень согласования полезной нагрузки с выходным волноводом твердотельного генератора существенно влияет на параметры его стационарного режима. В данном разделе нагрузочные характеристики рассматриваются на основе изучения полупроводниковых диодных генераторов с высокочастотной системой типа волноводной секции со скользящим поршнем и с индуктивным штырем ввода питания диода – рис. 14а. [18]. Эквивалентная схема высокочастотной цепи представлена на рис. 14б.

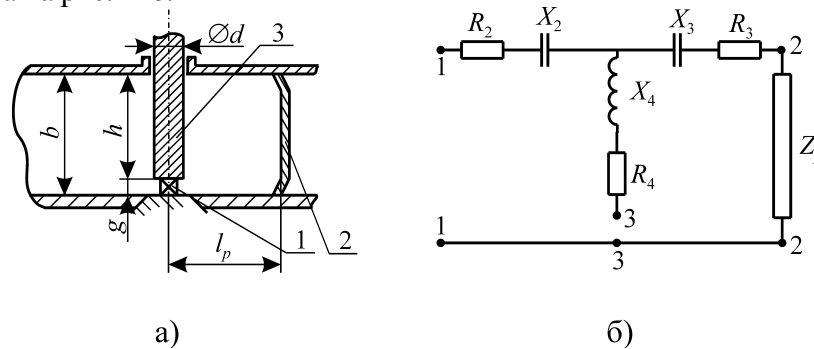


Рис. 14

а) конструктивная схема генератора с диодом 1, СВЧ-системой типа волноводной секции со скользящим поршнем 2 и с индуктивным штырем 3 ввода питания;
б) эквивалентная схема замещения СВЧ-системы диодного генератора.

На этой схеме реактивные параметры X_2 , X_3 , X_4 определяются геометрией волновода и индуктивного штыря; к клеммам 2-2 подключен входной импеданс Z_p волноводного отрезка длиной l_p , в котором установлен скользящий поршень 2; к клеммам 3-3 подключен полупроводниковый диод с эквивалентным импедансом $Z_{de}=R_{de}+jX_{de}$; к клеммам 1-1 подключен импеданс нагрузки $Z_L=R_L+jX_L$, соответствующий введению в выходной волновод с волновым сопротивлением W_0 , на расстоянии от оси диода l_L , рассогласования с коэффициентом отражения $\Gamma = \Gamma \exp(j[\gamma - 2\varphi_L])$, где $\varphi_L = \frac{2\pi}{\Lambda} l_L$, Λ – длина волны в волноводе, γ , Γ – фаза и модуль коэффициента отражения соответственно:

$$Z_L = \frac{1 + \bar{\Gamma}}{1 - \bar{\Gamma}} W_0 = \frac{1 - \Gamma^2 + j2\Gamma \sin \varphi_L}{1 + \Gamma^2 - j2\Gamma \cos \varphi_L} W_0.$$

Практический интерес представляет случай малого рассогласования, когда $\Gamma \ll 1$. При этом условии импеданс нагрузки на клеммах диода 3-3 определится выражением:

$$Z'_{33} = \frac{Z_{33}}{W_0} = R'_{33} + jX'_{33} = \frac{1 - e^{-j2\varphi_p}}{2} + 2\Gamma e^{j(\gamma - 2\varphi_L + 2\alpha)} \sin^2 \varphi_p + jX'_4. \quad (28)$$

Здесь $\varphi_p = \frac{2\pi}{\Lambda} l_p$, $\alpha \approx \arctg(1/\tg \varphi_p)$. Параметры со штрихами в (28) – величины, приведенные к волновому сопротивлению волновода W_0 . В (28) не учитывается X_2' по сравнению с единицей, что допустимо в практически реализуемых системах; не учтены также потери в волноводной секции (R_2' , R_4'). При $\Gamma=0$ выражение (28) описывает импедансную окружность на клеммах диода $Z_{33}(l_p)$ при изменении положения l_p скользящего поршня. Если не учитывать изменение волнового сопротивления с частотой, то примерно по этой же окружности перемещается изображающая точка в интервале частот. При $\Gamma \neq 0$ на эту окружность накладываются вариации с амплитудой $2\Gamma \sin^2 \varphi_p$. Импедансы нагрузки Z_{33} на клеммах диода 3-3 при изменении φ_p , φ_L , т.е. при изменении положения поршня l_p и положения l_L отражающей неоднородности в волноводе вывода мощности, изменении частоты ω , лежат в кольцевой области, радиальный размер которой равен $4\Gamma \sin^2 \varphi_p$ (рис. 15). При этом годографом частотной зависимости $Z_{33}(f)$ является волнообразная кривая, с существенно изменяющимися величинами

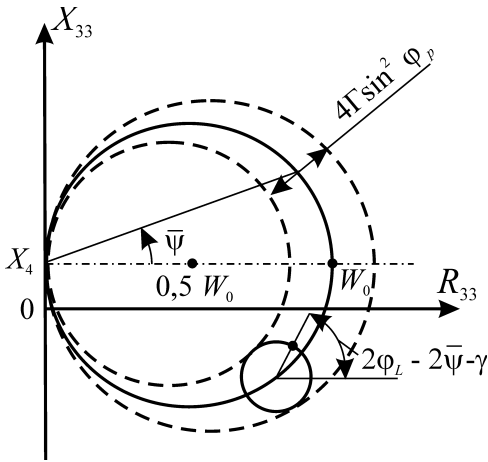


Рис. 15

Характеристики импеданса нагрузки $Z_L = R_{33} + jX_{33}$ на клеммах 3-3 диода при изменении фазового расстояния до поршня φ_p и фазового расстояния до неоднородности в выходном волноводе φ_L .

В качестве иллюстрации на рисунках 16а,б приведены зависимости $Z_{33}(\omega)$, рассчитанные для различных значений Γ и различных φ_L . В расчетах приняты следующие размеры СВЧ-цепи: сечение волновода $7,2 \times 3,4$ мм, диаметр индуктивного штыря ввода питания $d=1,0$ мм, средняя рабочая частота 35 ГГц. На рис. 16а представлены зависимости $Z_{33}(\omega)$, рассчитанные для $\Gamma=0,023$, $\Gamma=0,042$, $\Gamma=0,083$, $l_L=10,44$ см; на рис. 16б аналогичные зависимости приведены для фиксированного значения $\Gamma=0,083$ и $l_L=1$ см, $l_L=10$ см, $l_L=10,44$ см. Можно видеть, что при каждом значении φ_p увеличение l_L на $\Lambda/4$ приводит к максимальным вариациям производной $dZ_{33}/d\omega$. Угол ψ_2 касательной к зависимости $Z_{33}(\omega)$ на комплексной плоскости импедансов изменяется в пределах $d\psi_2 < \pi$ при $\Delta \leq 1$ и $d\psi_2 = 2\pi$ при $\Delta \geq 1$. Таким образом, малые рассогласования приводят к вариациям импеданса нагрузки Z_{33} на клеммах диода того же порядка малости, в то время как изменения величины $dZ_{33}/d\omega$ могут оказаться существенными вследствие эффекта длинной линии. Изменение фазы коэффициента отражения в пределах 2π приводит к изменению частоты автоколебаний в пределах полосы затягивания, величина которой определяется выражением:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{4\Gamma \sin^2 \varphi_p}{T_{20}' \omega_0 \sin(\psi_{20} - \psi_{10}) \sqrt{1 - [\Gamma l_L / (\Gamma l_L)_{кр}]^2}}, \quad (29)$$

$$(\Gamma l_L)_{кр} = \Lambda q (4\pi\chi)^{-1} \quad (30)$$

– критическое значение произведения (Γl_L) , при котором возникают скачки частоты в полосе затягивания при изменении фазы коэффициента отражения; $\chi = v_\phi / v_{гр}$ – параметр дисперсии волновода, v_ϕ , $v_{гр}$ – фазовая и групповая скорости волны в волноводе соответственно; $T_{20}' \sin(\psi_{20} - \psi_{10}) = K_\omega$ – приведенное значение коэффициента фиксирующей способности генератора по частоте в точке стационарного режима при $\Gamma=0$ (см. п. 2.1.1);

$$q = \frac{T_{20}' \omega_0 \sin(\psi_{20} - \psi_{10})}{2\Gamma \sin^2 \varphi_p} \quad (31)$$

– внешняя добротность генератора. Вместо (29) можно записать:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = 2\Gamma \left\{ q \sqrt{1 - [\Gamma l_L / (\Gamma l_L)_{кр}]^2} \right\}^{-1}. \quad (32)$$

производной $dZ_{33}/d\omega$ по модулю и по фазе. Амплитуда вариаций модуля частотной производной импеданса нагрузки и угла касательной к зависимости $Z_{33}(\omega)$ на комплексной плоскости R_{33} , X_{33} определяется величиной $\Delta = 4\Gamma \frac{l_L}{l_p} \sin^2 \varphi_p$. При $\Delta \geq 1$ в импе-

дансных характеристиках $Z_{33}(\omega)$ возникают петли, приводящие к многочастотности и скачкам частоты в стационарном режиме. Величина Γ , соответствующая $\Delta=1$, уменьшается при удалении места рассогласования от активного элемента, т.е. при увеличении φ_L (эффект длинной линии). Следует отметить, что степень удаления рассогласования определяется, согласно приведенному определению Δ , множителем l_L/l_p . Физический смысл этого состоит в том, что при уменьшении l_p и неизменном l_L снижается фиксирующая способность колебательной цепи генератора, и воздействие внешних рассогласований возрастает.

Из приведенных выражений (29-32), определяющих затягивание частоты автогенератора, следует, что вариации частоты зависят от произведения Γl . Это обстоятельство должно приниматься во внимание при проектировании системы подключения нагрузки к генератору.

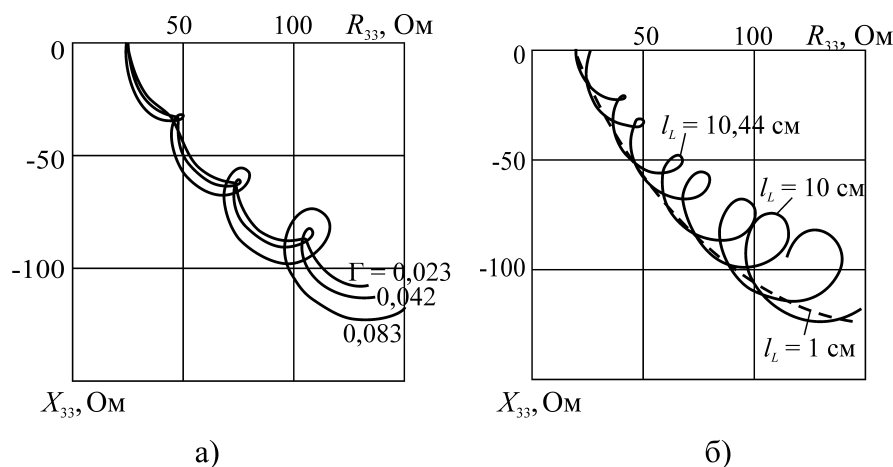


Рис. 16

Зависимости импеданса нагрузки на клеммах диода на частоте 35 ГГц:

а) при фиксированном расстоянии от места рассогласования до оси диода $l_L = 10,44$ см и значениях коэффициента отражения $\Gamma = 0,023$; $0,042$; $0,083$;

б) при фиксированном модуле коэффициента отражения $\Gamma = 0,083$ и различных значениях $l_L = 1$ см; 10 см; $10,44$ см.

Следует отметить, что приведенные выражения позволяют определять внешнюю добротность и фиксирующую способность генератора по измеренной величине относительной полосы затягивания частоты. Эти выражения справедливы при различных схемах построения генератора.

2.1.4 Диапазонные характеристики диодных генераторов

Генераторы, рассматриваемые в этом разделе, могут быть выполнены на различных типах СВЧ-цепей, использующих волноводные (полые и диэлектрические), коаксиальные, микрополосковые, щелевые и другие типы линий передачи [7, 36]. Высокочастотные системы этих устройств, действующих в моногармоническом режиме на основной частоте, обычно характеризуются низкой добротностью, поскольку они не содержат специальных стабилизирующих устройств, в частности, стабилизирующих резонаторов. В связи с этим стабилизационные и спектральные характеристики этих генераторов низки и они, как правило, не находят применение в качестве задающих генераторов, гетеродинов приемников и т.п. В то же время, как будет показано в последующих разделах, низкая добротность является важным фактором при построении широкодиапазонных генераторов в режиме внешней синхронизации. В связи с этим нестабилизированные генераторы рассматриваемого класса представляют несомненный практический интерес.

Определенные в 2.1.2 принципы корпусирования полупроводниковых диодов позволяют рассмотреть пути оптимизации высокочастотной цепи генератора для достижения наилучших энергетических, диапазонных и спектральных характеристик. Задача сводится в конечном итоге к определению такой геометрии СВЧ-системы и методам установки в ней корпусированного диода, при которых достигается максимальный диапазон перестройки частоты при минимальных вариациях мощности и мер устойчивости характеристик стационарного режима. В связи с тем, что амплитудно-частотные характеристики ЛПД и ДГ существенно различаются (см. 2.1.2), указанная задача решается для этих типов диодов отдельно.

а) Генераторы на ЛПД

Схематическое изображение волноводного генератора на ЛПД и соответствующая эквивалентная схема представлены на рис. 17. Диод 1 установлен в волновод 2 с использованием поперечной неоднородности 3, выполненной в виде штыря либо пластины, обеспечивающей подведение к диоду электрического питания. Регулировка частоты производится скользящим поршнем 4, согласование импедансов полупроводниковой структуры и высокочастотной нагрузки осуществляется методом резонансной трансформации (2.1.2). Эквивалентные параметры включения диода представлены реактивностями X_2, X_3, X_4 и определяются размерами неоднородности 3 и размерами волновода [19, 20]. Реактивности X_1 и X_5 характеризуют параметры монтажных элементов в корпусе диода.

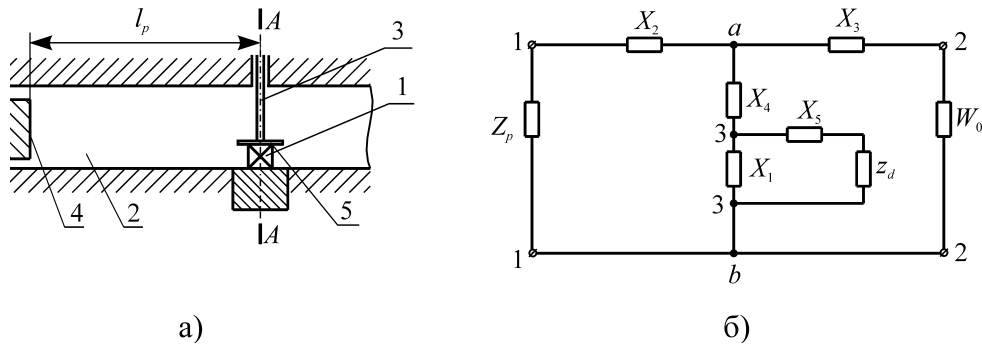


Рис. 17

Генератор на волноводной системе: а) конструктивная схема; б) эквивалентная схема.

В последующем анализе предполагается $X_3 \ll W_0$, что справедливо при малых по сравнению с длиной волны продольных размерах неоднородности 3. Расчеты показывают, что такие системы наиболее целесообразны при построении широкодиапазонных генераторов. Введем обозначения: $z_d(\omega, i_m, I_0)$ – комплексный импеданс полупроводниковой структуры, зависящий от частоты ω , амплитуды высокочастотного тока i_m в цепи диода, тока питания I_0 (см. 2.1); $Z_p(\omega, l_p)$ – импеданс скользящего поршня, приведенный к сечению AA (рис.17а), в котором расположена ось диода; далее принято $X_5 = \omega L_p$, $X_1 = 1/\omega C_p$, где L_p – индуктивность монтажной пластинки в корпусе, C_p – суммарная эквивалентная емкость корпуса диода, установленного в волновод. При реализуемом на практике предположении о малости потерь в высокочастотной цепи и представлении этих потерь в виде сосредоточенных сопротивлений в скользящем поршне (r_p) и в схеме включения диода (r_2, r_4) приведенный импеданс нагрузки на клеммах 3-3 эквивалентного диода (рис. 17б) определяется выражением:

$$Z_{33}' = Z_{33} / W_0 = \left\{ jX_4' + \left[\cos \bar{\psi} e^{-j\bar{\psi}} + r_p' + r_2' + r_4' \right] \right\} \quad (33)$$

где

$$W_0 = \frac{\pi b}{2a} \frac{120\pi}{\left[1 - (\lambda/2a)^2 \right]^{0.5}}; \bar{\psi} = -\arctg \left(\frac{1}{X_2' + X_p'} \right); X_p' = \operatorname{tg} \varphi_p; \varphi_p = 2\pi l_p / \Lambda \quad (34)$$

$Z_{33}', r_1', r_2', r_4', r_p'$ – величины приведенные к волновому сопротивлению волновода W_0 , Λ – длина волны в волноводе, l_p – расстояние от поршня до оси диода. КПД высокочастотной цепи при $r_4=0$ определяется как $\eta_L = \frac{|Z_L^{ab}|^2}{R_L^{ab}}$, где $Z_L^{ab} = R_L^{ab} + jX_L^{ab}$ – приведенное значение импеданса нагрузки на клеммах a-b схемы рис. 17б.

В рамках допустимости предположения об отсутствии частотной дисперсии параметров $L_4 = X_4/\omega$, и W_0 импеданс нагрузки на клеммах 3-3 корпусированного диода $Z_{L33}(l_p, \omega)$ в зависимости от положения поршня l_p и частоты ω на комплексной плоскости импедансов R, jX представляется окружностью, центр которой расположен на линии $X=X_4$ в точке $R \approx W_0/2 + r_1 + r_2 + r_4$ (окружность Z_{33L} на рис. 18). Пунктирными окружностями на рис. 18 представлены кривые равных значений η_L . При расчете импеданса эквивалентного диода на клеммах 3-3 предполагается, что полупроводниковая структура в сравнительно узком диапазоне перестройки частоты характеризуется параметрами r_d, c_d , зависящими только от токов i_{m1}, I_0 в соответствии с расчетом импедансных характеристик диода в широком интервале амплитуд сигнала (раздел 1.2). Частотные зависимости импеданса эквивалентного диода для фиксированных значений амплитуд высокочастотного тока i_{mi} , взятые с обратным знаком $-Z_{de}(\omega)|_{i_{mi}}$, определяются окружностями на рис. 18. Эквичастотные зависимости $-Z_{de}(i_{mi})|_{\omega_i}$ представлены штриховыми кривыми. Стационарный режим автоколебаний определяется в зависимости от положения скользящего поршня l_{pi} в различных точках пересечения окружности $Z_{33L}(l_{pi}, \omega_i)$, с эквичастотными зависимостями импеданса эквивалентного диода $-Z_{de}(i_{mi})|_{\omega_i}$, определенными для $\omega_i = \text{const}$. В точках стационарного режима должно выполняться условие устойчивости: $\sin(\psi_2 - \psi_1) > 0$, где

$$\psi_2 = \arg \left[\frac{\partial}{\partial \omega} (Z_L + Z_{de}) \right], \text{ при } i_{mi} = \text{const}, \psi_1 = \arg \left[\frac{\partial}{\partial i_m} Z_{de} \right], \omega = \text{const} \text{ (см. 2.1.1)}.$$

Из рис. 18 можно видеть, что при $X_4 \neq 0$ значения i_{mi} в диапазоне механической перестройки частоты изменяются в широких пределах, что означает значительное изменение выходной мощности генератора. В то же время, как следует из рис. 18, при $X_4 = 0$ и отсутствии потерь в высокочастотной системе, т.е. при $\eta_L = 1$, вариации мощности в полосе перестройки отсутствуют. В этом случае ширина диапазона перестройки частоты определяется добротностью резонансного контура эквивалентного диода, приведенного к клеммам 3-3. Учет потерь высокочастотной системы при $X_4 = 0$ приводит к появлению зависимости КПД высокочастотной нагрузки и диода от положения рабочей точки стационарного режима и к соответствующим вариациям выходной мощности в полосе перестройки частоты. Однако, уменьшение КПД нагрузки существенно лишь вблизи последовательного резонанса на клеммах 3-3 при

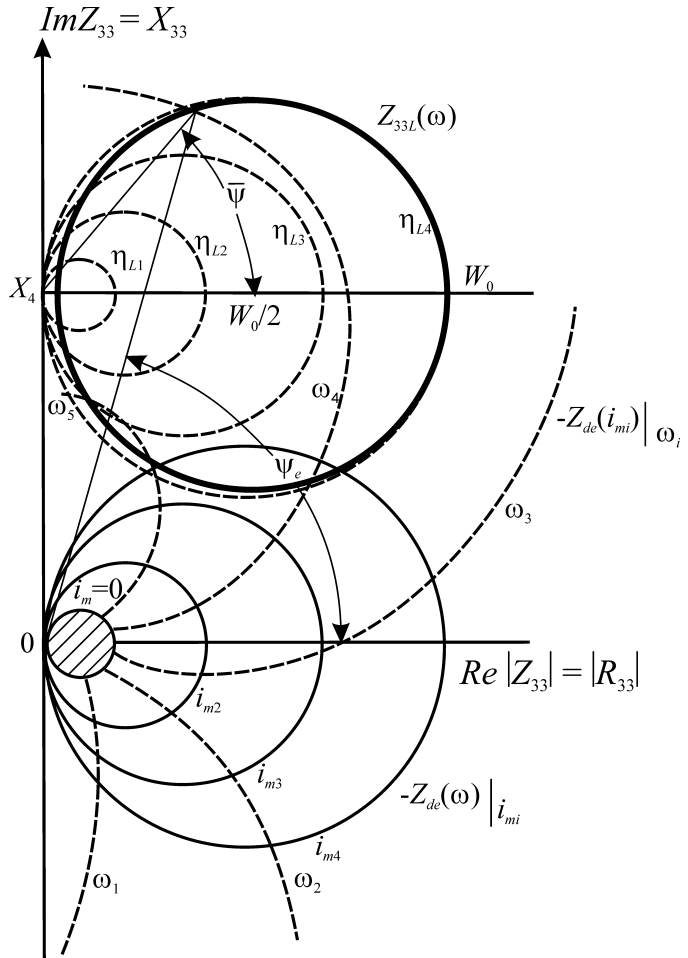


Рис. 18 Частотная зависимость импеданса нагрузки $Z_{33L}(\omega)$ – жирная окружность; кривые равных КПД нагрузки η_L – пунктирные окружности; частотные зависимости импеданса ЛПД в корпусе (с обратным знаком) $-Z_{de}(\omega)|_{i_{mi}}$ при фиксированных значениях амплитуды тока i_{mi} – тонкие сплошные окружности; зависимости импеданса ЛПД в корпусе (с обратным знаком) $-Z_{de}(i_{mi})|_{\omega_i}$ при фиксированных значениях частот ω_i – тонкие пунктирные кривые.

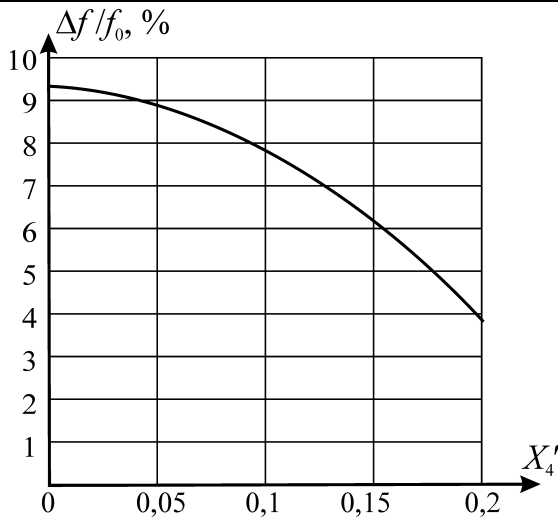


Рис. 19

Зависимость относительной полосы механической перестройки частоты генератора волноводного типа $\Delta f/f_0, \%$ от величины, реактивного приведенного сопротивления X'_4 индуктивного ввода питания.

При этом одновременно с расширением полосы перестройки возрастает величина $\sin(\psi_2 - \psi_1)$, в результате чего увеличивается фиксирующая способность и снижаются шумы в полосе перестройки.

Из сказанного следует, что эффективными являются следующие пути увеличения широкополосности ГЛПД:

- уменьшение реактивного сопротивления X_4 , включенного последовательно с диодом;
- уменьшение добротности контура эквивалентного корпусированного диода.

Возможны различные методы реализации указанных решений. Так, например, для уменьшения X'_4 включение диода в волновод целесообразно производить при помощи диафрагм с малым продольным размером, что позволяет уменьшить X_4 и одновременно сохранить малыми величины X_2, X_3 . Уменьшение добротности резонансного контура корпусированного диода может быть достигнуто уменьшением индуктивности L_p и увеличением C_p для сохранения резонанса, при увеличении модуля отрицательного сопротивления полупроводниковой структуры за счет оптимизации профиля легирования или работы в недонапряженном режиме.

б) Генераторы на диодах Ганна

Как показано в 2.1.2, возможны различные подходы к построению корпусов диодов Ганна. В соответствии с этими решениями должны определяться оптимальные схемы СВЧ-цепей, обеспечивающих максимальные энергетические и диапазонные характеристики генераторов, действующих на основной частоте.

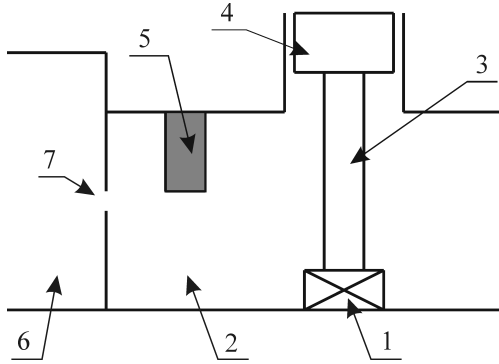
Анализ показывает, что при резонансной трансформации импеданса полупроводниковой структуры диода Ганна с использованием монтажных элементов металло-керамического корпуса, применяемой обычно для ЛПД, оптимальное решение обеспечивается применением СВЧ-системы волноводного типа со скользящим короткозамыкающим поршнем и с индуктивным штырем ввода питания диода. Блок-схема СВЧ-цепи и ее эквивалентная схема замещения приведены на рис. 17а, б. Принципы расширения диапазонных характеристик те же, что и при построении ГЛПД. При выборе параметров корпуса, при которых резонансная частота диода равна средней частоте диапазона перестройки, достижима ширина диапазона механической перестройки частоты генератора до 20% при вариациях мощности 1 дБ [16]. Можно видеть, что диапазонность генераторов на диодах Ганна значительно превышает достижимую на основе ЛПД. Это связано с тем, что модули отрицательного сопротивления полупроводниковой структуры диода Ганна в области максимальной мощ-

$|\bar{\psi}| \geq (70-75)^\circ$ и поэтому максимальная широкополосность при малых значениях X_4 оказывается близкой к достижимой при отсутствии потерь. В качестве иллюстрации к сказанному на рис. 19 приведена расчетная зависимость ширины полосы перестройки $\Delta f/f_0$ от величины X_4 для генератора 8-мм диапазона волн с кремниевым однопролетным диодом с площадью p - n -перехода $S_{pn} = 2,82 \times 10^{-5} \text{ см}^2$, плотностью тока питания $J_0 = 5 \text{ кА/см}^2$, параметрами монтажных элементов корпуса $C_p = 0,25 \text{ пФ}$, $L_p = 0,15 \text{ нГ}$, сопротивлением потерь высокочастотной цепи $r' = 0,01$, сопротивлением растекания диода $r_s = 1 \text{ Ом}$, волновым сопротивлением волновода $W_0 = 360 \text{ Ом}$ [21]. Ширина полосы перестройки определена при максимальных вариациях выходной мощности 1 дБ. Можно видеть, что уменьшение X_4 позволяет значительно расширить полосу перестройки частоты генератора.

ности значительно большие, чем у ЛПД. В результате значительно снижается добротность эквивалентного резонансного контура корпусированного диода, что определяет широкополосность перестройки частоты генератора.

При трансформации импеданса полупроводниковой структуры диода Ганна в соответствии с (26), (27), необходимо синтезировать высокочастотную систему генератора так, чтобы в широкой полосе частот обеспечивались условия устойчивого стационарного режима генератора (7), (9) при максимальной мощности диода. С учетом импедансных характеристик корпусированного диода Ганна, приведенных на рис. 12, необходимо на клеммах диода формировать частотную зависимость импеданса нагрузки, близкую к области последовательного резонанса. Реализация этого режима выполняема при использовании волноводно-коаксиальной системы, конструкция и эквивалентная схема замещения которой приведены на рис. 26, 27. Детальный анализ этой системы проведен в разделе (2.1.6). Важной особенностью волноводно-коаксиальной системы является возможность регулировки коэффициента трансформации n при изменении смещения оси коаксиальной линии по отношению к оси волновода на Δ ($0 \leq \Delta \leq a/2$). Так, для волновода стандартного сечения ($3,4 \times 7,2$ мм в 8-мм диапазоне) и коаксиальной линии с волновым сопротивлением $W_{0k}=50$ Ом $n=1$ при коаксиальной линии, проходящей через центр широкой стенки волновода ($\Delta=0$), перпендикулярно к ней и $n=5-7$, когда ось коаксиала проходит в плоскости боковой стенки волновода ($\Delta=a/2$) [23, 24]. Частотные характеристики импеданса нагрузки на клеммах диода существенно изменяются в зависимости от положения скользящих поршней в волноводе (l_{pw}) и в коаксиальной линии (l_{pk}), от положения диода l_d в коаксиальной линии. Величины l_d , l_{pk} отсчитываются от плоскости проходящей через середину узкой стенки волновода, перпендикулярно к оси коаксиала; величина l_{pw} отсчитывается от плоскости, проходящей через ось коаксиала, перпендикулярно к оси волновода. Волноводно-коаксиальная система оказывается исключительно гибкой для достижения требуемого годографа $Z_L(\omega)$. Для реализации режима максимальной мощности ($|R_d|=12-15$ Ом – смотри рис. 12) при последовательном резонансе импеданса нагрузки на клеммах диода в рабочей полосе частот при использовании волновода стандартного сечения с волновым сопротивлением $W_0 > 300$ Ом и коаксиальной линии с волновым сопротивлением $W_{0k}=50$ Ом, необходимо выбрать следующие параметры схемы: $l_d \approx \lambda/4$, $l_{pk} \approx \lambda/2$, $l_{pw} \approx \lambda/4$, $n \approx 1-1,3$ ($\Delta \approx 0 \dots a/4$). Достижимая полоса перестройки частоты в таких системах превышает 25% при уровне выходной мощности $(P_L/P_{\max}) > 0,7$. Несомненным достоинством данной схемы построения генератора является применение диода с малым коэффициентом трансформации сопротивления полупроводниковой структуры. В таких системах реализуются наибольшие устойчивости частоты к изменениям параметров питания диода (см. 2.1.2, 2.2.1).

Значительный интерес представляет возможность построения генераторов Ганна с широким диапазоном механической перестройки частоты при установке диода в резонаторе, связанном щелевой связью с волноводной нагрузкой. Конструкция такого генератора с перестройкой частоты во всем Ка-диапазоне (23,25–38,5 ГГц) приведена на рис. 20 [29]. На этом рисунке: 1 – диод Ганна; 2 – волновод прямоугольного сечения уменьшенной высоты; 3 – индуктивный штырь; 4 – фильтр в цепи питания диода; 5 – диэлектрический стержень перестройки частоты; 6 – волновод прямоугольного стандартного сечения; 7 – индуктивная диафрагма. Резонатор выполнен на основе полуволнового отрезка волновода прямоугольного сечения уменьшенной высоты, связанного с полезной нагрузкой при помощи индуктивной диафрагмы. Перестройка частоты осуществляется погружением диэлектрического стержня в полость резонатора при фиксированных размерах резонатора. Такая конструкция, при обеспечении нерезонансного включения полупроводниковой структуры диода в СВЧ-цепь, реализует согласование импедансов диода и нагрузки практически во всем рабочем диапазоне стандартного волновода WR28.

**Рис. 20**

Конструктивная схема широкодиапазонного генератора Ганна с механической перестройкой частоты диэлектрическим стержнем в резонаторе волноводного типа.

ческого корпуса диода с малым коэффициентом трансформации согласно (26, 27).

Общие принципы согласования импедансов полупроводникового диода и СВЧ-нагрузки, изложенные выше, при учете амплитудно-частотных характеристик корпусированных диодов позволяют решить задачу построения генераторов на основе различных типов линий передачи – диэлектрических волноводов, микрополосковых и щелевых линий и т.п. При построении таких генераторов не требуется создание специальных конструкций диодов – могут применяться унифицированные конструкции, описанные выше. При этом необходимо учесть принципы включения диодов в линии передачи, изложенные в 2.1.2, а также общеизвестные методы трансформации импедансов в различных линиях передачи.

2.1.5 Установление стационарного режима колебаний автогенераторов

Одна из задач, требующих решения при разработке диодных автогенераторов, заключается в необходимости обеспечения плавного нарастания амплитуды выходного СВЧ-сигнала при включении тока питания диода. Такой пусковой режим генератора (мягкий режим самовозбуждения) должен выполняться при всех эксплуатационных воздействиях на генератор, в том числе в широком интервале температур окружающей среды. Реализация мягкого пускового режима колебаний требует достижения определенного взаимного расположения на комплексной плоскости импедансов R, jX амплитудно-частотных характеристик импеданса диода и частотных характеристик импеданса СВЧ-цепи во всем диапазоне рабочих частот и температур. В данном разделе вопросы обеспечения мягкого режима самовозбуждения решаются для нестабилизированных автогенераторов на ЛПД и диодах Ганна. Задача обеспечения мягкого режима самовозбуждения требуемой моды колебаний особенно остро возникает в многосвязных системах, в частности, в частотно стабилизированных автогенераторах, в которых стабилизация частоты достигается применением дополнительного стабилизирующего резонатора. Эта задача рассматривается в следующем разделе, относящемся к частотно стабилизированным генераторам. Обеспечение мягкого режима самовозбуждения достигается, как правило, методом экспериментальных проб, не дающих оптимальных решений и усложняющих процесс настройки. В данном разделе развит метод анализа, позволяющий совершенно сознательно проектировать автогенераторы с требуемым мягким режимом установления колебаний.

Анализируемая здесь схема генератора волноводного типа приведена на рис. 21. Полупроводниковая структура диода установлена в корпусе, выполняющем функцию не только герметизирующего узла, но и трансформатора, обеспечивающего согласование импедансов диода и нагрузки с минимальными энергетическими потерями (см. 2.1.2). В приведенной схеме Z_p – импеданс волноводного скользящего поршня. Можно определить эквивалентный комплексный

Как указывалось в 2.1.2, в связи со значительной величиной модуля отрицательного сопротивления диода Ганна принципиально возможно построение генератора без дополнительной трансформации импеданса диода. Это соответствует применению корпуса диода с резонансной частотой ω_{0k} значительно превышающей рабочую частоту. В этом случае необходимо обеспечить согласование импеданса нагрузки с импедансом полупроводниковой структуры, представленной на рис. 11. Реализация генератора этого типа возможна при использовании волноводно-коаксиальной конструкции, рис. 26. Энергетические и диапазонные характеристики таких генераторов близки к достижимым при построении металлокерами-

импеданс нагрузки Z_L , приведенный к выводам $a-b$ корпусированного диода, а также импеданс диода Z_{de} на этих же выводах. Последующий анализ проводится на основе метода эквивалентной линеаризации, в рамках которого СВЧ-сигнал в нестационарном режиме определяется выражением $i(t) = i_m(t) \exp[j(\omega_s t + \varphi(t))]$, где $i_m(t)$, $\varphi(t)$ медленно изменяющиеся функции времени, для которых справедливы соотношения:

$$\frac{1}{i_m} \frac{di_m(t)}{dt} \ll \omega_s, \quad \frac{d\varphi}{dt} \ll \omega_s.$$

В каждый момент времени переходного режима при выполнении указанных соотношений удовлетворяется условие квазистационарности:

$$Z_{de}[\varpi, i_m(t)] + Z_L(\varpi) = 0,$$

где $\varpi_s = \omega_s + \frac{d\varphi}{dt} - j \frac{1}{i_m} \frac{di_m(t)}{dt}$ – комплексная частота,

$Z_{de}[\varpi, i_m(t)]$ – импеданс корпусированного диода,

$Z_L(\varpi)$ – импеданс нагрузки для частоты $\varpi(t)$, приведенные к выводам $a-b$.

В первом приближении, пренебрегая величинами высшего порядка малости, это условие можно записать следующим образом:

$$[Z_{de}(\omega, i_m) + Z_L(\omega)] + \frac{\partial}{\partial \omega} [Z_{de}(\omega, i_m) + Z_L(\omega)] (\Delta\omega - j\alpha) = 0, \quad (35)$$

где $\alpha = \frac{1}{i_m} \frac{di_m}{dt}$.

Вблизи стационарного режима колебаний с частотой ω_s и амплитудой i_{ms} , для которого выполняется условие $[Z_{de}(\omega_s, i_{ms}) + Z_L(\omega_s)] = 0$, точка, соответствующая переходному режиму с амплитудой $(i_{ms} - \Delta i_m)$ и частотой $(\omega_s + \Delta\omega)$ на комплексной плоскости импедансов смещается относительно точки стационарного режима на величину

$$\Delta Z = \left\{ \frac{\partial}{\partial \omega} [Z_{de}(\omega, i_m) + Z_L(\omega)] \right\}_{\omega_s, i_{ms}} (\Delta\omega - j\alpha). \quad (36)$$

На основании (35), (36) и результатов анализа импедансных характеристик диода $Z_{de}(\omega, i_m)$ и высокочастотной нагрузки $Z_L(\omega)$ можно определить области импедансов на комплексной плоскости R, jX , соответствующие нарастанию колебаний ($\alpha > 0$) и гашению колебаний ($\alpha < 0$). Годограф частотной зависимости импеданса эквивалентной нагрузки на выводах $a-b$ корпусированного диода приведен на рис. 22. При построении годографа не учитывалась частотная дисперсия параметров эквивалентной схемы (рис. 21). Указанные допущения не снижают применимость результатов анализа, но существенно упрощают геометрический образ зависимости $Z_L(\omega)$, что особенно важно при рассмотрении многосвязных высокочастотных систем, таких, какими являются системы со стабилизирующими резонаторами. Рассмотрим далее

случай, когда $\frac{dZ_L}{d\omega} \gg \frac{\partial Z_{de}}{\partial \omega}$, $\Delta Z \approx -j\alpha \frac{dZ_L}{d\omega}$. Эти условия наиболее полно удовлетворяются в

частотно стабилизированных системах, содержащих высокодобротные резонаторы. Из (36) следует, что на комплексной плоскости импедансов области положительных и отрицательных значений α разделены окружностью $Z_L(\omega)$. Во внутренней области A окружности $\alpha > 0$, а во внешней области B $\alpha < 0$. Это означает, что при расположении исходной точки A_1 (при $I_m = 0$) внутри окруж-

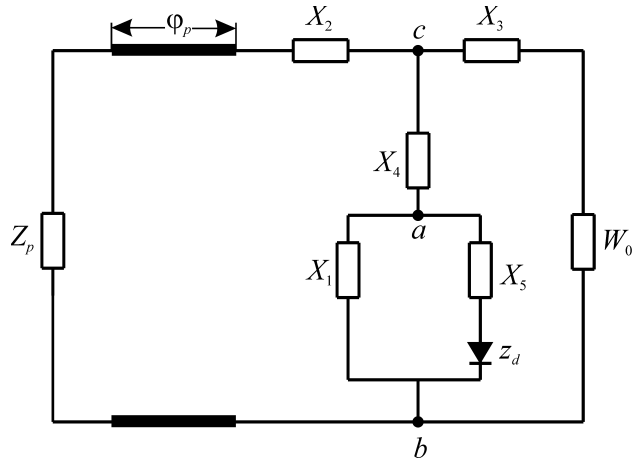


Рис. 21 Эквивалентная схема СВЧ-цепи генератора на волноводной системе с порином.

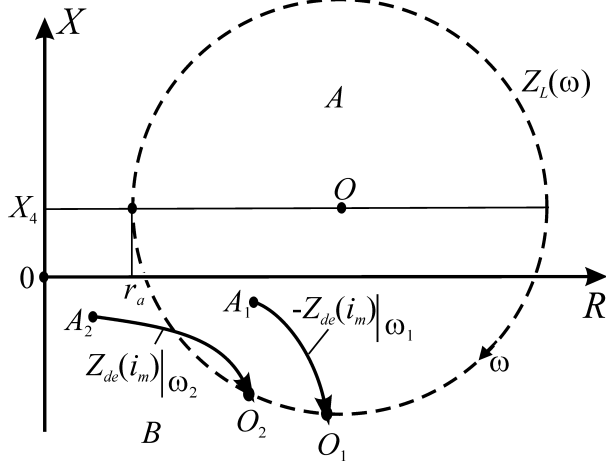


Рис. 22

Зависимость импеданса эквивалентной нагрузки на клеммах $a-b$ (рис. 21) $Z_L(\omega)$ от частоты (пунктир). Зависимость эквивалентного импеданса диода на клеммах $a-b$ от амплитуды СВЧ-тока $-Z_{de}(i_m)|_{\omega_i}$ для фиксированных частот ω_1, ω_2 (сплошные кривые).

структуры $|r_d|$ уменьшается, и максимальная мощность достигается при величинах $|r_d|$, соизмеримых с сопротивлениями потерь. В связи с этим применяется резонансная трансформация импеданса полупроводниковой структуры (2.1.2а). В диодах Ганна, модуль отрицательного сопротивления в режиме максимальной мощности значительно превышает сопротивления потерь (см. 2.1.2б). При этом резонансная трансформация импеданса полупроводниковой структуры не требуется и практически целесообразный корпус диода выполняет лишь некоторую коррекцию амплитудно-частотных характеристик диода в области малых амплитуд. Для каждого из этих типов полупроводниковых диодов, с учетом трансформирующих характеристик их металлокерамических корпусов, должны быть определены частотные зависимости импедансов $Z_{de}(\omega)|_{i_m=0}$ в пусковом режиме. Положение годографов этих зависимостей по отношению к годографу импеданса нагрузки $Z_L(\omega)$, с учетом приведенного правила определяет режим установления колебаний в полупроводниковых генераторах.

Найденные выше условия мягкого режима самовозбуждения диодных автогенераторов носят универсальный характер и могут быть применены к различным схемам построения генераторов, в том числе и схемам частотно стабилизированных генераторов. В связи с этим сформулируем правило, выполнение которого необходимо для обеспечения мягкого режима самовозбуждения:

Для обеспечения мягкого режима установления автоколебаний диодного генератора в широком интервале рабочих температур режим питания диода, схема его включения в высокочастотную цепь и параметры высокочастотной цепи должны быть выбраны так, чтобы годограф частотной зависимости импеданса полупроводникового диода при нулевом СВЧ-токе через диод был расположен внутри годографа той частотной зависимости импеданса нагрузки, определенного на клеммах диода, на которой располагается точка стационарного режима. Данное правило будет применено ко всем рассматриваемым схемам построения диодных автогенераторов.

2.1.6 Режим внешней синхронизации генераторов; характеристики стационарного режима и их устойчивость

Применение режима внешней синхронизации полупроводниковых генераторов решает задачу построения выходных каскадов передатчиков с высоким коэффициентом усиления, низким

ности $Z_L(\omega)$ имеет место мягкий режим самовозбуждения и точка стационарного режима располагается на указанной окружности в точке O_1 . При расположении исходной точки A_2 в области B , мягкий режим установления колебаний не реализуется. Однако, может быть реализован жесткий режим самовозбуждения при внешнем толчке тока диода и при этом стационарный режим установится в точке O_2 . Таким образом, знание "пусковых" импедансных характеристик при амплитуде СВЧ-сигнала $i_m=0$, в рабочем диапазоне частот оказывается необходимым для сознательного построения генератора.

Имеются определенные особенности при использовании ЛПД и диодов Ганна в генераторах. В ЛПД при увеличении амплитуды сигнала СВЧ-модуль отрицательного сопротивления полупроводниковой

уровнем частотного шума и уровнем выходной мощности, соответствующем максимальному энергетическому режиму. Уровень частотного шума и стабильность частоты выходного сигнала соответствуют параметрам синхронизирующего сигнала. Это обстоятельство позволяет создавать высокостабильные источники с минимальными фазовыми шумами в миллиметровом диапазоне волн, в том числе и в коротковолновой его части, где построение высокодобротных резонаторов весьма затруднено. Режим синхронизации во многих случаях предпочтительнее режима пассивного усиления, в котором максимальная выходная мощность достигается при малом усилении, не превышающем обычно 4-5 дБ.

Рассмотрим, прежде всего, феноменологическую модель синхронизированного генератора (рис. 23), в которой к клеммам $a-b$ подключены эквивалентная проводимость диода $Y_{de}(\omega, U_m, I_0, \theta)$ и проводимость нагрузки $Y_L(\omega)$, где ω – частота сигнала, U_m – амплитуда сигнала на клеммах $a-b$, I_0 – ток питания диода, θ – температура полупроводниковой структуры. На рассматриваемую систему воздействует ток синхронизирующего сигнала с амплитудой i_s , определяемой величиной синхронизирующей мощности P_s : $i_s = [8P_s G_0]^{0,5}$, G_0 – волновая проводимость линии, подключенной к клеммам $a-b$. Схема, представленная на рис. 23, является достаточно общей и к ней могут быть приведены различные реальные схемы построения синхронизированных генераторов. В рамках квазилинейной теории условие стационарного синхронного режима записывается как

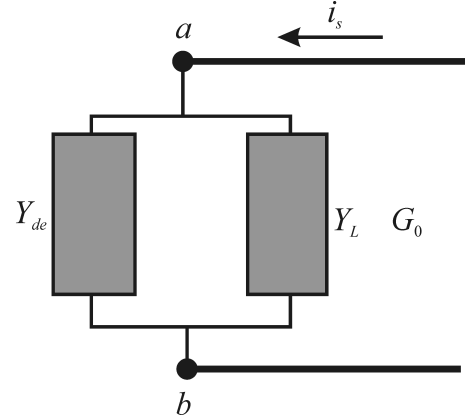


Рис. 23 Схема феноменологической модели диодного генератора в режиме внешней синхронизации.

$$\bar{H}_1(\omega, U_m, I_0, \theta) = \bar{H}(\omega, U_m, I_0, \theta) U_m = i_s \exp(j\chi), \quad (37)$$

а критерии устойчивости стационарного синхронного режима принимают вид [1]:

$$\frac{\partial}{\partial U_m} |\bar{H}_1(\omega, U_m)|_0 > 0, \quad \frac{\partial}{\partial U_m} \bar{H}_2(\omega, U_m)|_0 \times \frac{\partial}{\partial \omega} \bar{H}_2(\omega, U_m)|_0 > 0, \quad (38)$$

где $\bar{H}(\omega, U_m) = H \exp(j\chi) = [Y_{de}(\omega, U_m, I_0, \theta) + Y_L(\omega)]$ – изображающая функция, $\bar{H}_1 = U_m \bar{H}$, $\bar{H}_2 = U_m^2 \bar{H}$; индексы 0 у производных в (38) означают, что они берутся в точке стационарного синхронного режима при частоте синхронизирующего сигнала ω_s и амплитуде напряжения U_{ms} на клеммах $a-b$. При известной величине вектора изображающей функции $\bar{H}(\omega_s, U_{ms})$ в точке стационарного режима может быть определен коэффициент отражения на клеммах $a-b$ синхронизированного генератора:

$$\bar{\Gamma}(\omega_s, U_{ms}) = |\Gamma| e^{j\gamma} = \frac{2G_0 - \bar{H}(\omega_s, U_{ms})}{\bar{H}(\omega_s, U_{ms})} \text{ и выходная мощность } P_{out} = |\Gamma|^2 P_s \quad (39)$$

Графическое представление условия стационарного режима приведено на рис. 24. На этом рисунке проведена окружность $i_s \exp(j\chi)$ с радиусом равным постоянной амплитуде синхронизирующего тока i_s и с фазой $\chi = \arg \bar{H}$. Кривые I, II определяют зависимости $\bar{H}_1(U_m)$ на двух фиксированных частотах ω_1 и ω_2 при неизменном токе питания I_0 и температуре θ_0 . Зависимости $\bar{H}_1(U_m)$ пересекают окружность $i_s \exp(j\chi)$ в точках m, n . Переход от точки m к точке n определяется изменением частоты синхронизирующего сигнала на $d\omega$ и изменением амплитуды напряжения выходного сигнала на $\Delta U_m = U_{m2} - U_{m1}$, где U_{m1} и U_{m2} – амплитуды напряжений стационарного режима на частотах f_1 и f_2 соответственно. При постоянной величине синхронизирующей мощности P_s в полосе синхронизации величины ΔU_m и $d\omega$ связаны соотношением:

$$\frac{\Delta U_m}{U_m} = -\delta\omega \frac{T_2 \cos(\psi_2 - \chi_0)}{T_1 \cos(\psi_1 - \chi_0) + H_0}. \quad (40)$$

Здесь приняты обозначения:

$$T_1 \exp(j\psi_1) = \left[U_m \frac{\partial \bar{H}(\omega, U_m, I_0)}{\partial U_m} \right]_{|0}, \quad T_2 \exp(j\psi_2) = \frac{\partial \bar{H}(\omega, U_m, I_0)}{\partial \omega} \Big|_0; \quad H_0 - \text{соответствует мо-}$$

дулю изображающей функции в точке стационарного режима. В первом приближении при переходе от точки m к точке n (отрезок mn на рис. 24)

$$L_{mn} = [\Delta H_1] \Big|_m^n = [\Delta H U] \Big|_m^n = dU_m [T_1 \exp(j\psi_1) + H_0 \exp(j\chi_0)] + d\omega U_m T_2 \exp(j\psi_2).$$

С учетом (40) $|L_{mn}| = d\omega T_2 U_m [\sin(\psi_2 - \chi) - (T_1/2q) \sin(\psi_1 - \chi) \cos(\psi_2 - \chi)]$,

где $q = T_1 \cos(\psi_1 - \chi) + H_0$ и полоса синхронизации может быть определена как

$$\Delta\omega_s = \int_{\chi_1}^{\chi_2} \frac{i_s d\chi}{T_2 U_m [\sin(\psi_2 - \chi) - (T_1/2q) \sin(\psi_1 - \chi) \cos(\psi_2 - \chi)]} \quad (41)$$

Здесь χ_1 и χ_2 – фазовые углы на плоскости \bar{H}_1 , определяющие границы устойчивого синхронного режима. Из приведенного вывода следует, что справедливость соотношения (41) не ограничена требованием малости синхронизирующего сигнала и какими-либо требованиями к виду амплитудно-частотных характеристик активного элемента. При выполнении условия $\psi_1 - \chi = 0$ и при малом синхронизирующем сигнале, когда можно считать амплитуду напряжения на диоде в полосе синхронизации неизменной, равной напряжению в режиме автоколебаний и $\psi_2 - \chi \approx \text{const}$, $\Delta\omega_s \approx \omega_0 \frac{(P_s/P_a)^{0.5}}{Q \sin(\psi_2 - \psi_1)}$; $Q = \omega_0 \frac{\partial H}{\partial \omega} \frac{1}{G_0}$ – обобщенная добротность

СВЧ-цепи (совместно с диодом), P_a – мощность автоколебаний. Эта формула совпадает с приведенной в [22] и при $\psi_2 - \psi_1 = 0,5\pi$ она принимает вид известной формулы Адлера. Анализ (41) определяет следующие пути расширения полосы синхронизации:

- уменьшение обобщенной добротности системы;
- расширение пределов угла χ на комплексной плоскости изображающей функции \bar{H}_1 , в которых удовлетворяются условия устойчивого стационарного режима;
- создание СВЧ-цепи синхронизированного генератора, обеспечивающей уменьшение модуля $|S(\psi_1, \psi_2, \chi)| = |\sin(\psi_2 - \chi) - (T_1/2q) \sin(\psi_1 - \chi) \cos(\psi_2 - \chi)|$; при $\psi_1 = \chi$ это решение соответствует уменьшению угла $(\psi_2 - \psi_1)$, что эквивалентно построению автогенератора с низкой мерой устойчивости стационарного режима;
- увеличение амплитуды синхронизирующего сигнала, что эквивалентно при прочих равных условиях уменьшению синхронного усиления.

Выходная мощность генератора в полосе синхронной работы определяется выражением:

$$P_{\text{out}} = P_s - 0,5 G_{de} U_m^2. \quad (42)$$

Из приведенного выражения видно, что когда реализуется режим максимального усиления, т.е. $P_{\text{out}}/P_s \gg 1$, амплитуда напряжения на диоде близка к автоколебательному значению и выходная мощность $P_{\text{out}} \approx P_a$. Для достижения максимальной мощности синхронизированного генератора в этом случае настройку в режиме автоколебаний нужно производить на максимальную мощность P_a . В тех случаях, когда синхронный режим генератора применяется для суммирования мощностей синхронизирующего сигнала P_s и допол-

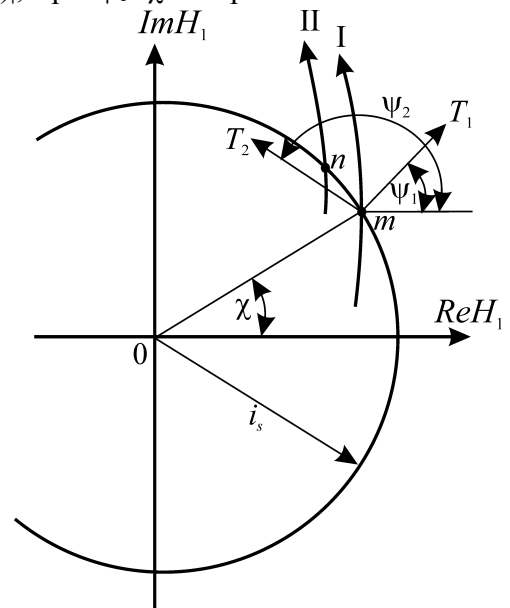


Рис. 24

Графическое представление условия стационарного синхронного режима диодного генератора.

нительной мощности P_{ad} , развиваемой диодом, настройку в режиме автоколебаний нужно производить на меньшую мощность, при которой суммарная величина напряжения на диоде будет близка к оптимальному значению. Этот вопрос детально обсуждается в последующих разделах. Важным для синтеза оптимальных СВЧ-цепей синхронного генератора является установление связи между векторами коэффициента отражения $\bar{\Gamma} = \Gamma e^{j\gamma}$ и изображающей функции $\bar{H} = H e^{j\chi}$. Эта связь может быть определена соотношениями:

$$H e^{j\chi} = -\frac{2G_0}{\Gamma^2 - 1} + \frac{2G_0}{\Gamma^2 - 1} \Gamma e^{j\gamma}, \quad \text{tg}\chi = -\frac{\Gamma \sin\gamma}{1 + \Gamma \cos\gamma}. \quad (43)$$

На комплексной плоскости изображающей функции \bar{H} рис. 25 построены окружности равных значений модуля коэффициента отражения Γ и постоянных значений фазы γ . Синтез генератора с минимальными вариациями выходной мощности в полосе синхронизации сводится, в конечном итоге, к определению таких параметров схемы генератора и режимов работы диода, при которых реализуется годограф изображающей функции \bar{H} , максимально приближающийся к окружности, описываемой выражениями (43) при $\Gamma = \text{const}$.

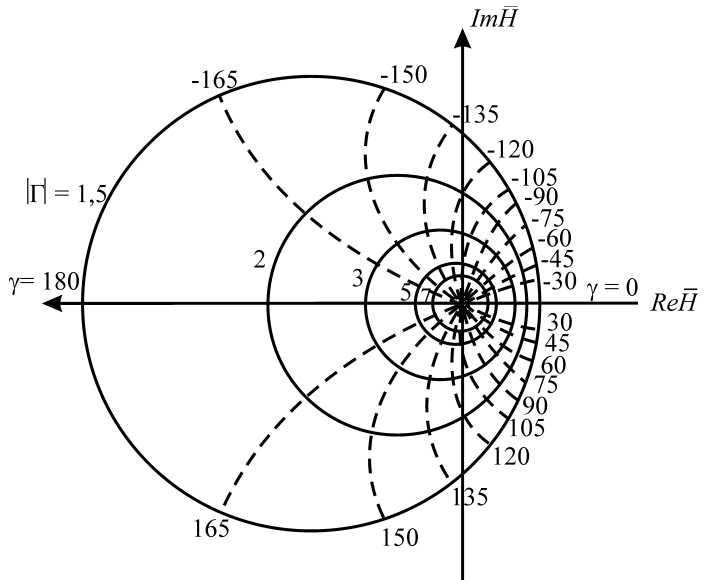


Рис. 25

Кривые равных значений модуля коэффициента отражения Γ (сплошные кривые) и фазы коэффициента отражения γ (пунктир) на выходе диодного генератора в режиме внешней синхронизации, на плоскости изображающей функции H .

Рассмотрим наиболее распространенную конструкцию генератора, основанную на применении волноводно-коаксиального Т-образного сочленения (рис. 26). Коаксиальная линия 1 с волновым сопротивлением $W_{ок}$ в общем случае смещена относительно оси волновода прямоугольного сечения на величину Δ . Волновое сопротивление волновода $W_{ов}$. В коаксиальной линии установлен корпусированный диод 3, закрепленный на теплоотводящем цилиндрическом основании 4, и антипаразитная нагрузка 5. Предусмотрена возможность независимого перемещения в процессе настройки диода на теплоотводящем основании и антипаразитной нагрузки вдоль оси коаксиальной линии. Монтажные элементы металлокерамического корпуса диода выполнены таким образом, что в области рабочих частот генератора реализуется резонансная трансформация импеданса полупроводниковой структуры диода (см. 2.1.2а). В одном торце волноводной линии 2 установлен скользящий поршень 6, а другой торец сочленен при помощи ферритового циркулятора с нагрузкой и с источником синхронизирующего сигнала.

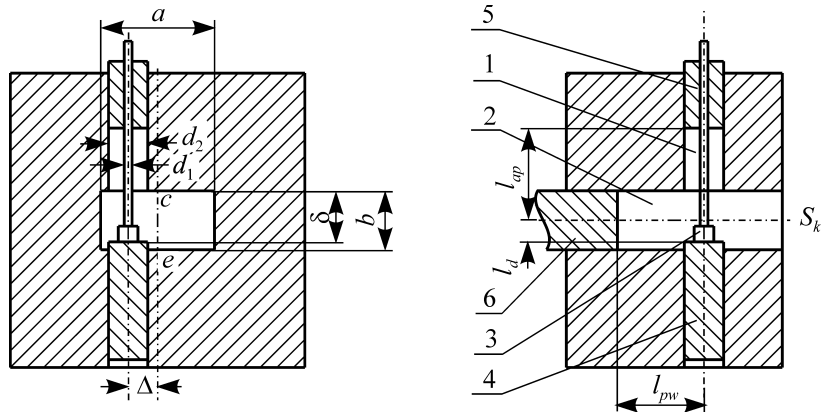


Рис. 26

Эскиз конструкции генератора на основе волноводно-коаксиального Т-образного сочленения.

Эквивалентная схема рассматриваемой конструкции представлена на рис. 27. Параметры приведенной схемы определены в результате экспериментального и теоретического исследования крестообразных волноводно-коаксиальных конструкций [23, 24]. В схеме рис. 27 двухполюсники X_1 , X_4 включены в сечения коаксиаль-

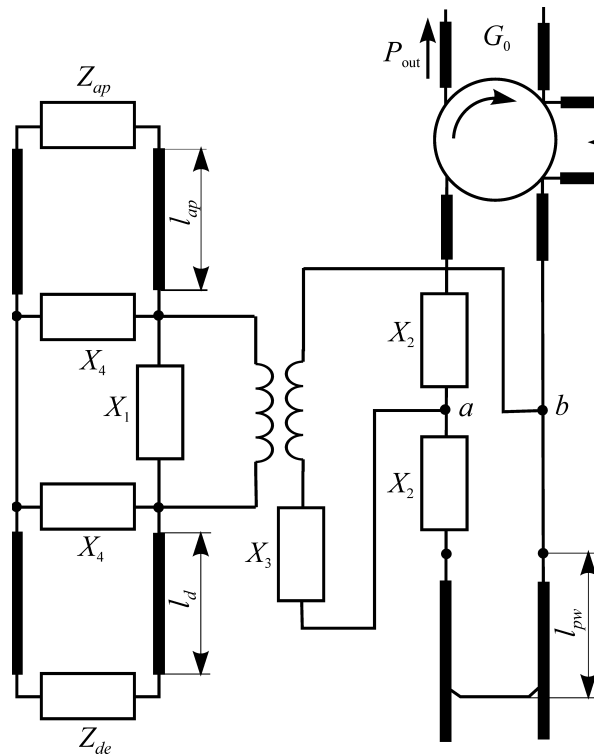


Рис. 27

Эквивалентная схема замещения высокочастотной цепи синхронизированного диодного генератора на основе волноводно-коаксиального T-образного сочленения.

является корпусированный диод с резонансной трансформацией импеданса полупроводниковой структуры. В связи с низкой добротностью резонансного контура диода обобщенная добротность СВЧ-цепи генератора принимает минимальные значения, уменьшающиеся при увеличении эквивалентной проводимости нагрузки $G_L = G_0/n^2$.

Приведенные в этом разделе положения позволяют сознательно подойти к конструированию СВЧ-цепей широкодиапазонного синхронного прибора и определить соответствующие схемы и параметры конструкции широкодиапазонного синхронизированного генератора. Конкретное применение результатов этого раздела приводится в 2.4 для проектирования мощного широкодиапазонного импульсного генератора на ЛПД.

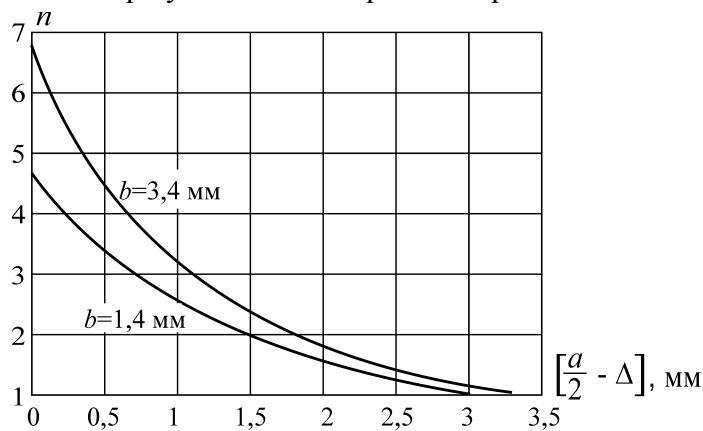


Рис. 28

Зависимости коэффициента трансформации n волноводно-коаксиального T-образного сочленения от смещения (Δ) оси коаксиала относительно оси волновода для высот волновода $b=3,4$ мм и $b=1,4$ мм при $a=7,2$ мм; частота $f=35$ ГГц.

ной линии S_k , совпадающем со средней плоскостью волноводной секции, параллельной широкой стенке волновода. Реактивные двухполосники X_2 , X_3 , а также вторичная обмотка трансформатора подключены к точкам $c-e$, расположенным на оси перпендикулярной к широкой стенке волновода и проходящей через ее центр. Важной особенностью рассматриваемой конструкции является возможность регулирования коэффициента трансформации n при изменении смещения Δ оси коаксиальной линии, при изменении высоты b волновода и при изменении размера d , определяющего положение диода совместно с теплоотводящим основанием внутри волноводного окна. Зависимости $n(\Delta)$ при $a=7,2$ мм, $b=3,4$ мм и $b=1,4$ мм, для частоты 35 ГГц представлены на рис. 28. Возможность изменения величины n в широких пределах позволяет обеспечить требуемое согласование импедансов диода и нагрузки без применения дополнительных реактивных неоднородностей в выходном сечении волноводной секции генератора. В результате, основным частотно-избирательным узлом СВЧ-цепи генератора

В качестве примера приведем результаты рассмотрения метода существенного расширения полосы синхронизации мощного импульсного синхронизированного генератора на ЛПД в диапазоне частот 33-40 ГГц [25]. ЛПД выполнен на кремниевой полупроводниковой структуре $p^+-p-n-n^+$ с диаметром $p-n$ -перехода $d_{pn}=160$ мкм и оптимальным профилем легирования для достижения максимальных энергетических параметров ($N_a=3 \times 10^{16}$, $l_p=0,8$ мкм, $N_d=3 \times 10^{16}$, $l_d=1,0$ мкм) [26]. Импедансные характеристики таких полупроводниковых структур в широком интервале амплитуд сигнала U_m , амплитуд плотностей тока питания J_0 , и температур полупроводника приведены

в 1.2. Применена резонансная трансформация импеданса полупроводниковой структуры при использовании монтажных элементов корпуса диода: $L_p=0,125$ нГ, $C_p=0,2$ пФ, $r_s=0,3$ Ом. В последующих расчетах плотность тока питания $J_0=16$ кА/см², $\theta=500$ К. Расстояние $l_d=0,5$ л, т.е. к плоскости коаксиальной линии S_k приводится эквивалентный импеданс диода в резонансном корпусе. Расчеты проведены для следующих размеров конструкции рис. 2б: $d_1=1,3$ мм, $d_2=3$ мм, $\Delta=a/4$, $a=7,2$ мм, $b=3,4$ мм. Параметры l_d , l_{ap} , l_p регулируются в процессе настройки генератора для достижения наилучших энергетических и диапазонных характеристик. Для указанных геометрических размеров $X_4/W_{0k}>8$, $X_2/W_{0b}<0,12$ и в расчетах не учитываются. Реактивные параметры X_1 и X_3 также не учитываются – эти параметры в значительной степени замещаются изменениями величин l_p и l_{ap} соответственно. Изменение положения отражающей антипаразитной нагрузки l_{ap} изменяет в широких пределах параметры двухполосника, включаемого последовательно с корпусированным диодом. Так, при $l_{ap}=n\lambda/2$ последовательно с эквивалентным импедансом Z_{de} диода подключается импеданс последовательного резонансного контура $Z_k(l_{ap}, C_{ap}, r_{ap})=r_{ap}+j\omega_{0k}l_{ap}(\omega/\omega_{0k}-\omega_{0k}/\omega)$, где ω_{0k} – резонансная частота последовательного контура, $l_{ap}=0,5n\pi W_{0k}/\omega_{0k}$, $n=0, 1, 2$. Антипаразитная нагрузка коаксиальной линии выполнена с коэффициентом отражения $\Gamma_{ap}\approx 0,8$. Известно, что в таких схемах обеспечивается компенсация реактивных сопротивлений, улучшающая диапазонные характеристики усилителей. Расчет СВЧ-характеристик рассматриваемого генератора показывает, что в рассматриваемой схеме достижима рабочая полоса частот $\Delta f/f_0\geq 13\%$ при коэффициенте усиления $\Gamma^2\geq 14$ дБ. Введение в схему последовательного резонансного контура в два раза увеличило диапазонные характеристики генератора. Это связано, прежде всего, с расширением пределов углов $\chi_1-\chi_2$, в которых реализуется устойчивый синхронный режим, а также с уменьшением обобщенной добротности.

2.1.7 Полупроводниковые диодные усилители

Полупроводниковые диодные генераторы в режиме внешней синхронизации могут рассматриваться как синхронные усилители отражательного типа. Их отличие от стабильных усилителей отражательного типа состоит в том, что при выключении входного сигнала ($P_s=0$) мощность выходного сигнала равна автоколебательной (P_a). В стабильном усилителе при $P_s=0$ $P_{out}=0$. Указанное обстоятельство и определяет области применения стабильных усилителей – это в основном каскады передающих и приемных устройств в тех случаях, когда время прихода усиливаемого сигнала не определено. Следует указать, однако, что достижимый уровень шума диодных усилителей больше, чем у малощумящих транзисторных усилителей. В связи с этим, как правило, в чувствительных приемных устройствах в настоящее время применяются МШУ на транзисторах.

В стационарном режиме в пределах определенной полосы частот Δf , меньшей полосы синхронизации Δf_s , стабильный усилитель и синхронизированный генератор неразличимы. Параметры стационарного режима стабильного усилителя определяются уравнением:

$$\bar{H}(\omega, U_m, I_0, \theta)U_m = H \exp(j\chi). U_m = [Re \bar{H} + j Im \bar{H}]U_m = i_s \exp(j\chi), \quad (44)$$

Коэффициент усиления по мощности усилителя отражательного типа

$$K = \left| \Gamma(\omega, U_m, I_0, \theta) \right|^2 = \left| \frac{2G_0 - \bar{H}(\omega, U_m, I_0, \theta)}{\bar{H}} \right|^2. \quad (45)$$

На рис. 29а, б на комплексной плоскости, изображающей функции $\bar{H}_i = H \exp(j\chi)U_m$ для синхронизированных генераторов и стабильных усилителей соответственно, построены типичные зависимости изображающей функции $H_1(U_m) \big|_{f_i}$, от амплитуды напряжения на диоде U_m при фиксированных частотах f_i – пунктирные кривые и зависимости $H_1(f_i) \big|_{U_m}$ от частоты при фиксированных напряжениях – сплошные кривые. Пунктирными окружностями на этих рисунках представлена комплексная амплитуда тока входного сигнала $i_s \exp(j\chi)$. При увеличении мощности входного сигнала $P_s = (1/8)[i_s^2 W_0]$ радиус пунктирной окружности возрастает пропорционально $P_s^{0,5}$. Стационарные параметры синхронного (в пределах выполнения ус-

ловий устойчивости (38)) и стабильного усилительного режимов определяются в точках пересечения окружностей входного сигнала i_s с зависимостями $H_1(U_m) |_{f_i}$. Уровень выходной мощности стабильного усилителя отражательного типа определяется тем же выражением (42), что и для синхронного усилителя; зависимость между векторами \bar{H} и $\bar{\Gamma}$ определяется из (43) – рис. 25; пути расширения диапазона усиливаемых частот стабильного усилителя те же, что и для синхронного усилителя (2.1.6). При одинаковых уровнях входного сигнала и прочих равных условиях достижимый уровень выходной мощности синхронного усилителя больше, чем в стабильном усилителе. Это особенно существенно в приборах с большим усилением, когда выходная мощность синхронного усилителя, при соответствующем выборе параметров СВЧ-цепи, может включать дополнительную мощность, близкую к максимальной автоколебательной $P_{a \max}$ при отсутствии входного сигнала – см. (42).

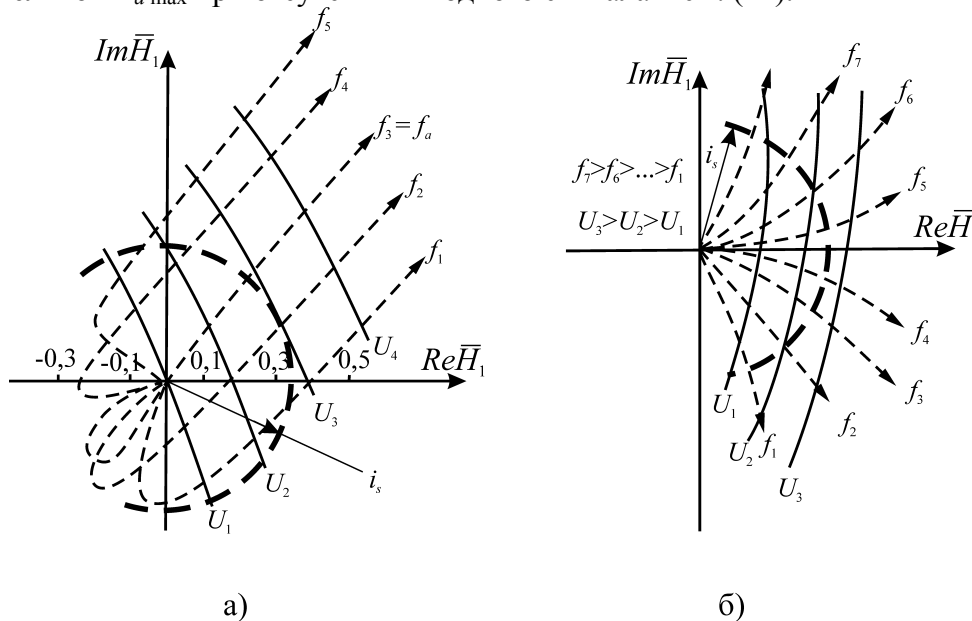


Рис. 29

а) графическое представление условия стационарного режима диодного генератора в режиме внешней синхронизации; б) диодного пассивного усилителя..

Разработка стабильного усилителя требует обеспечения устойчивости состояния покоя ($P_{out}=0$) при отсутствии внешнего возбуждения ($P_s=0$) и возможных, допустимых внешних воздействиях. В этом и состоит основная особенность проектирования и настройки усилителя. Критерий устойчивости состояния покоя может быть сформулирован с использованием амплитудно-частотных характеристик функции $H_1(\omega, U_m)=H \times U_m$, приведенных на рис. 29а, б, следующим образом: ни при каких допустимых внешних воздействиях изображающая функция первого порядка H_1 в широком интервале частот и амплитуд напряжений на диоде не проходит через ноль, за исключением режима, когда $U_m=0$. Стабильность усилителя означает, что в широком диапазоне частот, изменении рабочей температуры диода в заданных пределах, допустимых вариациях тока питания диода, реальных рассогласованиях нагрузки, допустимых воздействиях электромагнитного характера автоколебания не возникают, т.е. выполняется условие:

$$H(\omega, U_m, I_0, \theta) \neq 0. \quad (46)$$

Таким образом, проектирование стабильного усилителя требует, кроме удовлетворения требований к энергетическим и диапазонным параметрам, обеспечения устойчивости к климатическим, электрическим воздействиям. При использовании корпусированного ЛПД с резонансной трансформацией импеданса это означает, что годограф частотной зависимости импеданса нагрузки $Z_L(\omega)$, приведенный к клеммам корпусированного диода в широком диапазоне частот должен находиться внутри "пусковой" окружности $-Z_{de}(\omega) |_{i_m=0}$ – см. рис. 30. На этом рисунке приведены зависимости $-Z_{de}(\omega) |_{i_{mi}}$ импеданса ЛПД от частоты при фиксиро-

ванных амплитудах напряжения сигнала U_{mi} (сплошные кривые близкие к окружностям), зависимости $Z_{de}(U_m) |_{\omega_i}$ импеданса ЛПД от амплитуды напряжения U_m при фиксированных частотах ω_i (пунктирные кривые). Амплитудно-частотные характеристики импеданса корпусированного ЛПД, рис. 30, рассчитаны для следующих параметров: частота $f_{cp} \approx 35$ ГГц, температура полупроводниковой структуры $\theta_{pn} = 390^\circ\text{C}$, диаметр p - n -перехода $d_{pn} = 80$ мкм, плотность тока питания диода $J_0 = 6$ кА/см², профиль легирования полупроводниковой структуры диода $p^+ - p - n - n^+$, близок к оптимальному для достижения максимальных энергетических параметров (концентрация примесей в областях p и n $N_{p,n} = 3 \times 10^{16}$, протяженности областей p , n $l_{p,n} = 1$ мкм), емкость корпуса диода $C_p = 0,25$ пФ, индуктивность монтажной пластинки в корпусе $L_p = 0,16$ нГ, сопротивление потерь $r_s + r_m = 1$ Ом.

В данном примере температура полупроводниковой структуры $\theta_{pn} = 390^\circ\text{C}$ соответствует наиболее низкой рабочей температуре усилителя (с учетом собственного нагрева мощностью питания диода), а плотность тока питания 6 кА/см² – максимальное значение из условия допустимого нагрева полупроводника в непрерывном режиме. Частотная зависимость импеданса нагрузки стабильного усилителя $[Z_L(\omega)]^a$ должна находиться внутри "пусковой окружности" импеданса диода, соответствующей $U_m = 0$ и наиболее низкой рабочей температуре. При этом должны быть учтены допустимые рассогласования нагрузки, приводящие к вариациям импеданса на клеммах диода a - b на величину $\Delta Z_L = 2W_0^{ab} \Gamma \sin^2 \phi_p$, если применена волноводно-коаксиальная конструкция высокочастотной системы (см. 2.1.3, 2.1.6). Трансформированная

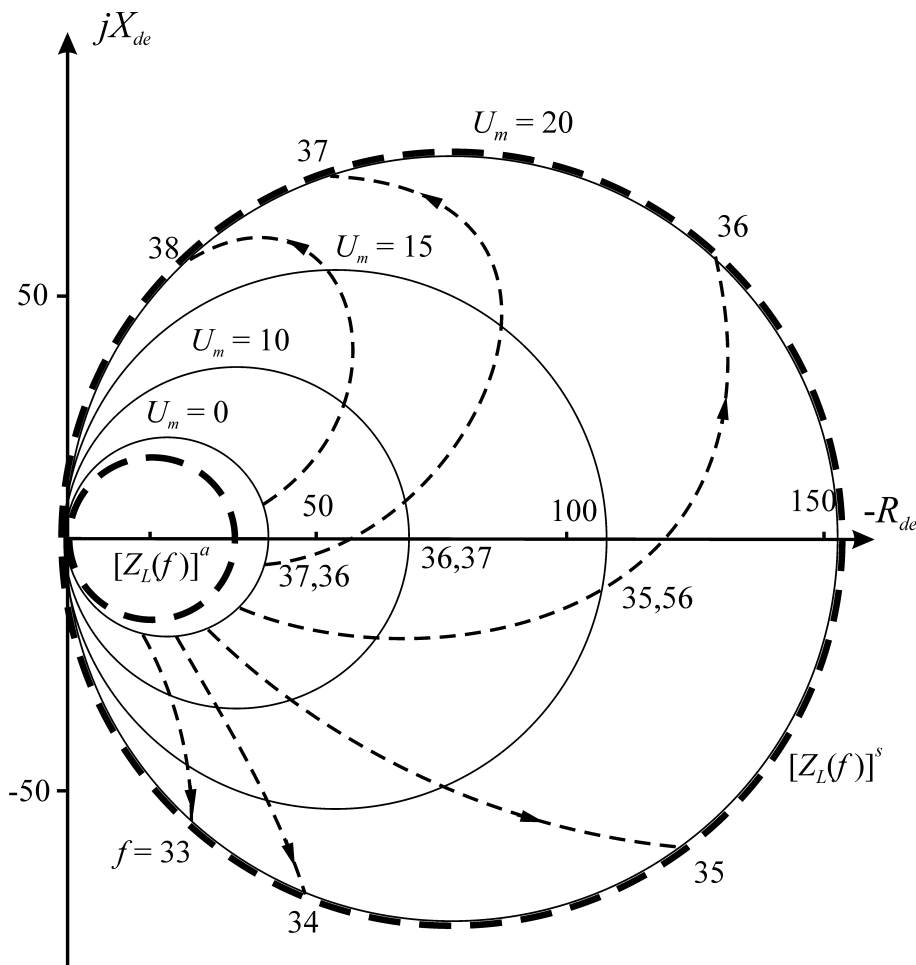


Рис. 30

Амплитудно-частотные характеристики импеданса корпусированного ЛПД $Z_{de}(i\omega_i) |_{\omega_i}$, $Z_{de}(\omega) |_{\omega_i}$ и частотные характеристики импеданса нагрузки $Z_L(\omega)$, приведенного к клеммам диода для пассивного усилителя $[Z_L(f)]^a$ и синхронного усилителя $[Z_L(f)]^s$.

величина волнового сопротивления волновода $W_0^{ab}=W_{0\theta}/n^2$ должна быть меньше модуля резонансного сопротивления корпусированного диода при $U_m=0$ на величину $\Delta Z_{Lmax}=2W_0^{ab}\Gamma_{max}$.

В рассмотренном на рис. 30 примере $R_{0d}|_{U_m=0}=40,4$ Ом; при КСВ-нагрузке, равном 1,2, устойчивость усилителя достигается при $W_0^{ab}\leq 33$ Ом. Частотная зависимость импеданса нагрузки для синхронного усилителя $[Z_L(\omega)]^s$ должна проходить снаружи "пусковой окружности" и, в частности, в усилителях с большим усилением проходить в области оптимальных величин тока сигнала через диод, при которых мощность автоколебаний максимальна. Соответствующие зависимости импедансов нагрузки для синхронного усилителя и для стабильного усилителя приведены на рис. 30 (жирные пунктирные окружности). При использовании в качестве высокочастотной цепи волноводно-коаксиальной системы рис. 26 переход из режима синхронного усиления в режим стабильного усиления достигается увеличением коэффициента трансформации (n) за счет смещения оси коаксиальной линии от оси волновода – увеличения параметра Δ при неизменной конструкции диода в синхронном и стабильном усилителях. На рис. 31 приведены зависимости параметров стабильного усилителя – выходной мощности P_{out} , коэффициента усиления G дБ, диапазона усиливаемых частот $\Delta f/f_0$ на уровне минус 1 дБ от уровня входной мощности P_{in} , рассчитанные для стабильного усилителя с приведенными выше параметрами диода и СВЧ-цепи. Представляет интерес сопоставление характеристик стабильного и синхронного усилителей, выполненных при использовании одного и того же ЛПД и высокочастотной цепи одного типа. Зависимость $P_{out}(P_{in})$ для синхронного усилителя приведена на рис. 31 в виде пунктирной кривой.

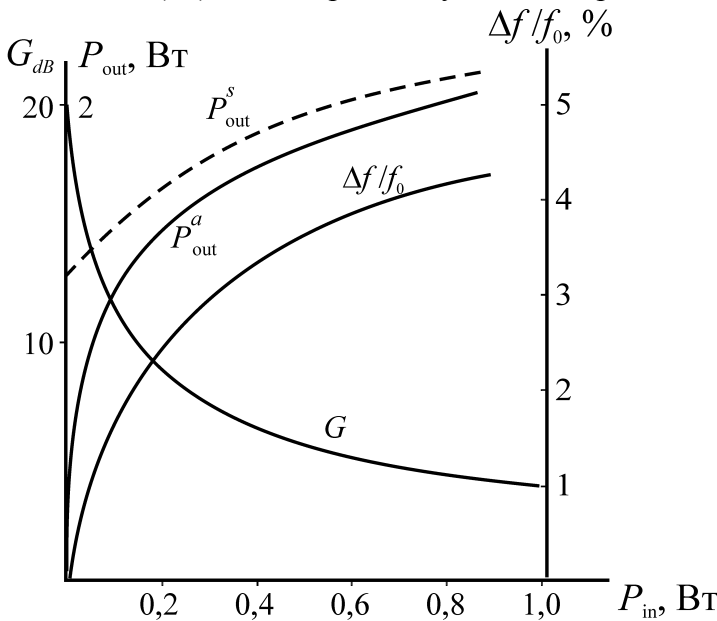


Рис. 31
Характеристики устойчивого усилителя на ЛПД: выходная мощность P_{out}^a , коэффициент усиления G , относительная полоса частот $\Delta f/f_0$, входная мощность P_{in} ; выходная мощность синхронного усилителя P_{out}^s от входной мощности P_{in} - пунктир.

Параметры СВЧ-цепи синхронного усилителя определяются так, что при изменении синхронизирующей мощности в широких пределах амплитуда напряжения на диоде остается равной 20 В, соответствующей добавочной мощности $P_d=0,5G_{de}U_m^2$, близкой к максимальной в режиме автоколебаний. Диапазонные характеристики усилителей остаются практически одинаковыми. Видно, что синхронные усилители обеспечивают выигрыш в уровне выходной мощности при прочих равных параметрах, что особенно существенно в режиме усиления малого сигнала. В связи с этим синхронным усилителям отдают, как правило, предпочтение при создании передающих устройств с высоким уровнем выходной мощности и значительным усилением.

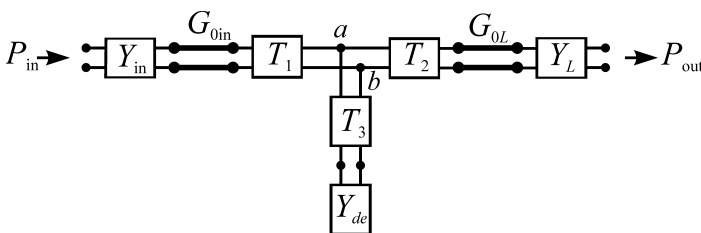


Рис. 32.
Схема проходного усилителя.

Наряду с полупроводниковыми диодными усилителями отражательного типа возможно построение проходных усилителей. В общем виде схема построения таких усилителей приведена на рис. 32. На этой схеме T_1, T_2, T_3 – линейные пассивные четырехполосники, связывающие полупроводниковый элемент с основной СВЧ-цепью усилителя T_3 , с источником входного сигнала T_1 , с нагрузкой T_2 . G_{0L}, G_{0in} – волновые проводимости линий связи усилителя с источником входного сиг-

нала и с нагрузкой соответственно. Четырехполосник T_3 трансформирует комплексную проводимость Y_d полупроводниковой структуры к величине Y_{de} на клеммах $a-b$.

При использовании ЛПД или диодов Ганна в качестве активных элементов должны быть применены принципы трансформации проводимостей, изложенные в 2.1.2. С этой целью в миллиметровом диапазоне волн целесообразно применить монтажные элементы корпуса диода и при этом параметры четырехполосника T_3 определяются параметрами этих элементов. В результате трансформации к клеммам $a-b$ подключается эквивалентная проводимость $Y_{de}(\omega, U_m, I_0, \theta)$.

Проходной усилитель характеризуется амплитудно-частотными зависимостями коэффициента усиления $K(\omega, P_{in})$, коэффициента отражения $\Gamma(\omega, P_{in})$:

$$K(\omega, P_{in}) = \left(1 - |\Gamma(\omega, P_{in})|^2\right) \frac{\operatorname{Re} Y_2(\omega)}{\operatorname{Re}[Y_2(\omega) - Y_{de}]}, \quad |\Gamma(\omega)|^2 = \left| \frac{Y_{de} - Y_1(\omega)}{Y_{de}(\omega, P_{in}) + Y_1(\omega)} \right|^2, \quad (47)$$

Здесь Y_1, Y_2 – входные (со стороны активного элемента) проводимости четырехполосников связи T_1, T_2 соответственно. Для обеспечения устойчивости усилителя при $P_{in}=0$ необходимо выполнение условия $Y_1(\omega) + Y_2(\omega) + Y_{de}(\omega, P_{in}) \neq 0$ при всех климатических и других внешних воздействиях, а также при рассогласованиях на входе и выходе усилителя. Известный в литературе анализ параметров проходных усилителей на туннельных диодах [27], на ЛПД [28] показал, что приборы этого класса не имеют каких-либо преимуществ по сравнению с отражательными усилителями. В то же время они характеризуются критичностью к параметрам режима питания и уровня возбуждения, к рабочей температуре и степени согласования импедансов на входе и выходе. В широкой полосе частот эти усилители не обеспечивают необходимого глубокого подавления отраженной волны и поэтому, особенно в многокаскадных системах, нуждаются в применении не-взаимных ферритовых развязок. По уровню шума эти усилители также уступают отражательным усилителям. В связи с этим в настоящее время проходные усилители в миллиметровом диапазоне волн не находят широкого применения.

2.1.8 Усиление фазоманипулированных сигналов приборами на лавинно-пролетных диодах

Задача увеличения дальности действия радиолокационных систем при обеспечении высокой разрешающей способности приводит к необходимости применения сигналов сложной формы, характеризующихся одновременно значительной энергией в импульсе и широким частотным спектром. При максимально достижимой импульсной мощности значительная энергия импульса достигается увеличением его длительности; расширение спектра сигнала достигается введением внутриимпульсной частотной или фазовой модуляции. Один из путей расширения спектра радиоимпульса основан на применении фазовой манипуляции, когда импульс длительностью t_n разбивается на n соприкасающихся друг с другом парциальных импульсов длительностью $t_0 = t_n/n$ и в каждый из этих импульсов вводится соответствующий фазовый сдвиг $\Delta\varphi = 2\pi/m$, где m – целое число. При $m=2$ возможны только два различающихся значения $\Delta\varphi$ (0 или π) и такая модуляция называется противофазной манипуляцией; при $m>2$ фазовая манипуляция многофазная. В приемном устройстве при использовании методов оптимальной фильтрации достигается сжатие принимаемого импульса с длительностью t_n в n раз (т.е. до длительности t_0) и увеличение уровня мощности в n раз [30].

При построении передающих устройств фазоманипулированных мощных сигналов с использованием пассивных или синхронизированных полупроводниковых усилителей возникает задача обеспечения скачков фазы на $\Delta\varphi$ с минимальным временем переходного режима установления фазы парциального импульса. Значительные времена установления фазы ограничивают возможность уменьшения t_0 для повышения разрешающей способности, а в режиме внешней синхронизации приводят к шумоподобным всплескам выходного сигнала на временных интервалах переходных процессов.

Ниже рассматриваются переходные процессы установления дискретных фаз при усилении фазоманипулированного сигнала приборами на лавинно-пролетных диодах. Стационарный режим усиления (пассивного и синхронного) в соответствии с (37) определяется уравнением:

$$\overline{H}(\omega_0, U_{m0}, I_0)U_{m0} = H_0 e^{j\chi_0} U_{m0} = i_s e^{j(\varphi_s^0 - \varphi_u^0)}. \quad (48)$$

Здесь приняты обозначения: ω_0, U_{m0} – соответственно частота и амплитуда напряжения на клеммах диода в стационарном режиме, φ_s^0, φ_u^0 – стационарные фазы тока синхронизирующего сигнала i_s и напряжения U_{m0} . $\overline{H}(\omega_0, U_{m0}, I_0) = \overline{Y}_d(\omega_0, U_{m0}, I_0) + \overline{Y}_L(\omega_0)$, где $\overline{Y}_d(\omega_0, U_{m0}, I_0)$ – комплексная проводимость полупроводникового диода, $\overline{Y}_L(\omega_0)$ – комплексная проводимость нагрузки, приведенная к клеммам диода.

Если фаза синхронизирующего сигнала в момент времени $t=0$ изменяется на $\Delta\varphi_s$, возникает переходной процесс $\Delta U_m(t)$, $\Delta\varphi_u(t)$ и уравнение, описывающее этот процесс записывается в виде:

$$[\overline{H}_0 + \Delta\overline{H}(\Delta U_m, \Delta\varphi_u)](U_{m0} + \Delta U_m) e^{j(\varphi_u^0 + \Delta\varphi_u)} = i_s e^{j(\varphi_s^0 + \Delta\varphi_s)} \quad (49)$$

В рамках метода эквивалентной линейризации, при выполнении условий $\Delta U_m \ll U_{m0}$, $\frac{d\Delta\varphi_u}{dt} \ll \omega_0$, $\frac{d\Delta\varphi_s}{dt} \ll \omega_0$, уравнение, описывающее переходной режим, запишется в виде:

$$\frac{H_0}{T_2} e^{j(\chi_0 - \psi_2)} \frac{\Delta U(t)}{U_{m0}} + \frac{T_1}{T_2} e^{j(\psi_1 - \psi_2)} \frac{\Delta U(t)}{U_{m0}} + \left[-\frac{d\Delta\chi(t)}{dt} - j \frac{1}{U_{m0}} \frac{d\Delta U(t)}{dt} \right] = \frac{j i_s \Delta\chi(t)}{T_2 U_{m0}} e^{j(\chi_0 - \psi_2)}. \quad (50)$$

В (50) введены обозначения: $T_1 e^{j\psi_1} = \frac{\partial \overline{H}}{\partial U_m} \Big|_0 U_{m0}$, $T_2 e^{j\psi_2} = \frac{\partial \overline{H}}{\partial \omega} \Big|_0$; нулевые индексы $|_0$ означают, что производные берутся в точке стационарного режима при $\Delta\varphi_s=0$; $\Delta\chi(t) = \Delta\varphi_s - \Delta\varphi_u(t)$.

В последующем анализе, в связи с малостью T_1 по сравнению с H_0 в широком интервале амплитуд сигнала и плотностей тока питания, реализуемых ЛПД, второй член уравнения (50), пропорциональный T_1 , не учитывается. Как следует из (50), изменение фазы синхронизирующего сигнала на $\Delta\varphi_s$ приводит к переходным режимам, в течение которых происходит установление измененных значений амплитуды и фазы напряжения на диоде.

Представляя (50) в виде системы двух уравнений для действительных и мнимых членов, в результате решения этой системы можно определить следующие характеристики переходного режима фазы $\Delta\chi(t)$ и амплитуды $\Delta U_m(t)/U_{m0}$ [31]:

$$\Delta\chi = \Delta\chi_0 e^{-\left(\frac{i_s (-\sin[\chi_0 - \psi_2])}{T_2 U_{m0}}\right)t} \cos\left(\frac{i_s \cos(\chi_0 - \psi_2)}{T_2 U_{m0}}\right)t, \quad (51)$$

$$\frac{\Delta U_m}{U_{m0}} = \Delta\chi_0 e^{-\left(\frac{i_s (-\sin[\chi_0 - \psi_2])}{T_2 U_{m0}}\right)t} \sin\left(\frac{i_s \cos(\chi_0 - \psi_2)}{T_2 U_{m0}}\right)t, \quad (52)$$

где $\Delta\chi_0 = \Delta\varphi_s - \varphi_u^0$.

В соответствии с расчетами генераторов на ЛПД в режиме внешней синхронизации и пассивного усиления, а также численными расчетами импедансных характеристик полупроводниковых структур ЛПД, в значительной части рабочей полосы частот угол $\chi_0 - \psi_2$ лежит в III и IV квадрантах, т.е. $\sin(\chi_0 - \psi_2) < 0$. При этом величина

$$\tau = \frac{T_2 U_{m0}}{i_s [-\sin(\chi_0 - \psi_2)]} \quad (53)$$

характеризует время релаксации переходного процесса установления фазы $\Delta\varphi_u(t)$ и амплитуды напряжения на диоде $U_0(t)$. Можно видеть, что время установления фазы напряжения на диоде зависит от избирательных свойств высокочастотной системы совместно с активным элементом, определяемых величиной T_2 , от уровня амплитуды напряжения на диоде U_{m0} , от уровня тока входного сигнала i_s . С увеличением добротности высокочастотной системы и увеличением усиления время релаксации возрастает. Ясно, что в течение времени установления дискретной фазы в общем случае возникает бигармонический режим в связи с зависимостью фазы выходного сигнала от времени. В таблице 2 приведены расчетные времена релаксации τ и установления фазы $t_{уст}=3\tau$ усилителей с различными величинами эквивалентных добротностей Q высокочастотных систем.

Таблица 2

Вариант исполнения	1	2	3	4	5	6
Q	10000	1000	100	10		
T_2	10^{-7}	10^{-8}	10^{-9}	10^{-10}	3×10^{-11}	$1,8 \times 10^{-11}$
τ , мкс	20	2	0,2	0,02	0,006	0,003
$t_{уст}$, мкс	60	6	0,6	0,06	0,018	0,009

Варианты исполнения высокочастотных систем 1, 2, 3 соответствуют применению волноводно-резонаторных конструкций со сравнительно высокими добротностями $Q > 100$; вариант 4 соответствует включению корпусированного ЛПД в волноводно-коаксиальную конструкцию (без резонатора), непосредственно сочлененную с полезной согласованной нагрузкой; вариант 5 характеризует включение корпусированного двухпролетного кремниевого ЛПД непосредственно в микрополосковую линию без дополнительных реактивных параметров; вариант 6 соответствует включению бескорпусного ЛПД в линию СВЧ. В этих расчетах принято, что $(\chi_0 - \psi_2) \approx -\pi/2$. В таком режиме время релаксации принимает наименьшее значение, а амплитудные изменения в переходном режиме минимальны.

Расчеты таблицы 2 проведены с учетом параметров ЛПД 8-миллиметрового диапазона волн с площадью p - n -перехода 2×10^{-4} см², плотностью тока $J_0 = 16$ кА/см² [32], параметров металлокерамического корпуса $L_{п} = 0,05$ нГ, $C_{к} = 0,48$ пФ. Напряжение на диоде выбрано максимальным $U_{m0} = 20$ В, ток синхронизации $i_s = 0,1$ А, сопротивление полезной нагрузки $R_{н} = 40$ Ом. Усилитель с приведенными параметрами характеризуется значительным усилением $G > 18$ дБ. Наилучшие результаты по времени установления дискретной фазы выходного сигнала достигаются при включении ЛПД в высокочастотную цепь без дополнительных реактивных элементов при минимальной запасенной энергии в системе. Даже применение металлокерамического корпуса диода (вариант 5) увеличивает время установления в два раза. Время релаксации можно уменьшить при уменьшении усиления, что, например, достигается уменьшением сопротивления нагрузки на клеммах диода при увеличении тока синхронизации.

Полученные решения (51, 52) позволяют рассмотреть процесс установления параметров выходного сигнала с учетом фронта нарастания дискретной фазы входного сигнала. Такое рассмотрение соответствует реализуемым системам, поскольку всегда скачок фазы входного сигнала происходит за конечный промежуток времени. Представим изменение фазы входного сигнала от φ_{s1} до φ_{s2} линейной функцией времени $\varphi_s = kt$. Полный интервал времени изменения фазы входного сигнала t_s разобьем на n интервалов и представим функцию $\varphi_s(t)$ в виде ступенчатой функции с величиной фазового скачка $\Delta\varphi_s = (\varphi_{s2} - \varphi_{s1})/N$ на каждом временном интервале t_s/N . При заданных значениях φ_{s2} , φ_{s1} величина N выбирается такой, чтобы выполнялись условия малости, удовлетворяющие принятому методу эквивалентной линеаризации.

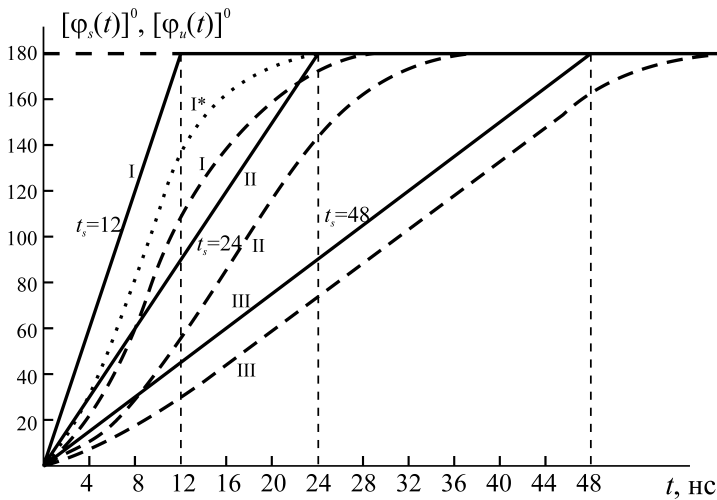


Рис. 33
 Временные зависимости установления фазы выходного сигнала усилителя при различных длительностях t_s линейного нарастания фазы входного фазоманипулированного сигнала от $\varphi_s=0$ до $\varphi_s=\pi$

Так, при включении корпусированного ЛПД в систему с добротностью $Q=100$ при $t_s=200$ нс фаза напряжения достигнет величины $\varphi_u=150^\circ$, т.е. ошибка установления фазы за время t_s превышает 15%.

Представляет практический интерес возможность уменьшения времени установления дискретной фазы выходного сигнала усилителя при помощи импульсного изменения тока питания ЛПД в интервалы времени t_s , в течение которых фаза синхронизирующего сигнала изменяется на $\Delta\varphi_s$. Физический смысл такой коррекции заключается в том, что изменение тока питания на определенную величину ΔI_0 изменяет фазу выходного сигнала пассивного усилителя или синхронизированного генератора так, что за время t_s возникает дополнительный фазовый сдвиг $\Delta\varphi_u$, равный фазовому сдвигу $\Delta\varphi_s$.

Для формирования фазового сдвига $\Delta\varphi_u$, компенсирующего $\Delta\varphi_s=kt$, в общем случае необходимо вводить на временных интервалах t_s дополнительные прямоугольные импульсы тока питания диода ΔI_0 . Амплитуда и полярность этих импульсов определяются при прочих равных условиях величиной и знаком $\Delta\varphi_s$.

При выполнении условий $\frac{d\Delta\varphi_s}{dt} \ll \omega_0$, $\Delta I_0 \ll I_0$, указанных выше условий малости и упрощающих предположений можно определить величины ΔI_0 в зависимости от параметров структуры диода, его корпуса и характеристик частотной избирательности СВЧ-цепи усилителя:

$$\Delta I_0 \approx \frac{d\Delta\varphi_s}{dt} \frac{T_2(\omega_0, U_{m0}, I_0)}{T_3(\omega_0, U_{m0}, I_0) \cos(\psi_3 - \psi_2)}. \tag{54}$$

Здесь $T_3 e^{j\psi_3} = \left. \frac{\partial \bar{H}(\omega_0, U_m, I_0)}{\partial I_0} \right|_0$.

Представляет интерес оценка величин компенсирующих импульсов тока питания ΔI_0 для диодного усилителя с различными характеристиками избирательности его высокочастотной системы. Рассмотрим случай, когда $\Delta\varphi_s=kt_s=\pi$, усилитель на ЛПД работает в синхронном режиме, применен двухпролетный кремниевый ЛПД 8-миллиметрового диапазона, с оптимальным профилем легирования, с площадью p - n -перехода $S_{pn}=2 \times 10^{-4}$ см². Параметры корпуса диода приняты теми же, что и при расчете таблицы 1. Величины T_2, T_3 в разных режимах работы ЛПД определяются с использованием результатов численного расчета характеристик ЛПД, выполненных в [32]. В широком интерва-

На рис. 33 приведены результаты расчетов $\varphi_u(t)$ при заданных $\varphi_s(t)$ для усилителя с параметрами, приведенными в столбцах 5 и 6 таблицы 1 при $\Delta\varphi_s=\pi$ и $t_s=12$ нс, 24 нс, 48 нс (кривые I, II, III соответственно). Приведенные результаты соответствуют включению диодов в высокочастотную цепь без дополнительных реактивных параметров; пунктирные кривые I, II, III соответствуют применению корпусированного ЛПД; точечная кривая I* – включению бескорпусного диода. Применение реактивных четырехполосников для включения активных элементов в СВЧ-цепь, и тем более резонансных элементов, существенно увеличивает время установления дискретных фаз при усилении фазоманипулированного сигнала.

ле плотностей тока питания $J_0=4-16 \text{ кА/см}^2$ при амплитудах напряжения на диоде $U_m=15-20 \text{ В}$ с достаточной точностью можно полагать $T_2=1,5 \times 10^{-11} [1/\text{Ом} \times \text{Гц}]$, $T_3=1,2 \times 10^{-5} [\text{см}^2/\text{В}]$, $\cos(\psi_3-\psi_2)=0,8-1,0$.

В таблице 3 приведены расчетные величины ΔI_0 , определенные для различных длительностей t_s нарастания фазы синхронизирующего сигнала до $\Delta\varphi_s=\pi$, при величинах добротности СВЧ-цепи, аналогичных приведенным в таблице 2.

С учетом условий применимости метода линеаризации в таблице приведены величины $\Delta I_0/I_0 < 20\%$ ($I_0=3,2 \text{ А}$). Включение корпусированного (вариант 5) или бескорпусного ЛПД (вариант 6) непосредственно в микрополосковую линию без элементов связи со значительными реактивными параметрами позволяет обеспечить время установления переключений фазы выходного сигнала на π , не превышающее 10–20 нс. При этом амплитуда модуляции тока питания диода не превышает 5%. При включении ЛПД в широко применяемую волноводную камеру со скользящим поршнем с эквивалентной добротностью $Q \geq 100$ оказывается необходимым вводить компенсирующие импульсы с амплитудами $\Delta I_0/I_0 \geq 20\%$ при длительности установления фазы $t_s > 80 \text{ нс}$.

Таблица 3

Вариант исполнения	2	3	4	5	6
Q	10^3	10^2	10	ЛПД в корпусе	Структура ЛПД
$T_2, 1/\text{Ом} \times \text{Гц}$	10^{-8}	10^{-9}	10^{-10}	3×10^{-11}	$1,5 \times 10^{-11}$
$\Delta I_0/I_0, \%$	При $t_s=10 \text{ нс}$			5	2,5
	При $t_s=20 \text{ нс}$		8,1	2,5	1,3
	При $t_s=80 \text{ нс}$		20,3	2	
	При $t_s=400 \text{ нс}$		4,1	0,4	
	При $t_s=1000 \text{ нс}$	16,3	1,63		

Примененный метод эквивалентной линеаризации не позволяет определить амплитуды ΔI_0 , обеспечивающие равенство времени установления фазы выходного сигнала и длительности нарастания фазы синхронизирующего сигнала в высокодобротных системах. Однако приведенный принцип уменьшения времени установления фазы выходного сигнала остается действующим и в таких системах.

2.2 Частотно стабилизированные диодные генераторы непрерывного действия с высокодобротными стабилизирующими резонаторами

Высокая стабильность частоты задающих генераторов передатчиков и гетеродинов приемников радиоаппаратуры различного назначения является одним из основных факторов, определяющих работоспособность этой аппаратуры. В связи с этим требования к стабильности частоты во многом определяют схему построения, режим работы, конструкцию диодного полупроводникового генератора.

В настоящее время разработаны различные методы построения высокостабильных полупроводниковых генераторов, основанные на применении высокодобротных стабилизирующих резонаторов, на умножении частоты высокостабильных низкочастотных генераторов, в том числе и с кварцевой стабилизацией, на использовании режима синхронизации высокостабильным сигналом внешнего источника, на применении систем автоподстройки частоты и фазы.

В данной главе рассматриваются диодные автогенераторы непрерывного действия с высокодобротными стабилизирующими резонаторами в их схемах. Это малогабаритные, надежные полупроводниковые приборы, удовлетворяющие требованиям высокой стабильности параметров выходного сигнала при жестких эксплуатационных воздействиях. Методы стабилизации при умножении частоты и в режиме внешней синхронизации рассмотрены в последующих разделах. Вопросы построения стабильных источников на основе фазовой и частотной автоподстройки и применении комплексированных схемных решений в данной книге не рассматриваются.

Различные схемы построения стабилизированных по частоте генераторов высокочастотными резонаторами анализируются на основе изучения эквивалентных схем замещения реальных электродинамических систем. Однопролетные и двухпролетные ЛПД, диоды Ганна, примененные в качестве активных элементов в рассматриваемых генераторах, характеризуются амплитудно-частотными зависимостями импеданса, определенными в широком интервале амплитуд сигнала, частот, параметров режима питания на основе методов математического моделирования и численных расчетов на ЭВМ (см. 1.1 и 1.2).

В данном разделе определены пути построения и оптимизации конструкций, частотно стабилизированных генераторов, рассмотрены решения, обеспечивающие мягкий режим самовозбуждения автогенераторов и одночастотность их колебаний. Определены достижимые характеристики стационарного режима автогенераторов, пути расширения диапазонных характеристик, улучшения энергетических параметров генераторов. Приведенные результаты относятся, прежде всего, к стабилизированным по частоте генераторам непрерывного действия, поскольку в этом режиме диоды работают в стационарном тепловом режиме с амплитудно-частотными характеристиками импедансов, соответствующими установившейся температуре полупроводника и стационарным параметрам СВЧ-сигнала и режима электрического питания. При введении токовой компенсации температурных изменений импедансных характеристик диодов выводы этого раздела могут быть распространены и на импульсные генераторы с такими режимами работы, при которых ширина спектра сигнала существенно меньше ширины полосы частот стабилизирующего резонатора. Вопросы частотной стабилизации приборов импульсного действия рассмотрены в разделе 2.4.

2.2.1 Высокочастотные цепи диодных генераторов, стабилизированных по частоте, при использовании высокочастотных резонаторов

В соответствии с выводами раздела 2.1 нестабильность частоты автоколебаний при малых возмущениях тока питания ΔI_0 , малых изменениях температуры диода на $\Delta \theta$, малых рассогласованиях в волноводе вывода мощности с комплексным коэффициентом отражения $\bar{\Gamma} = \Gamma e^{j\theta}$ обратно пропорциональна величине фиксирующей способности генератора по частоте $K_\omega = T_2 \sin(\psi_2 - \psi_1)$ (см. (17a)). В большинстве частотно стабилизированных генераторов $\frac{dZ_L}{d\omega} \gg \frac{dZ_{de}}{d\omega}$ и при этом

$T_2 \approx \frac{dZ_L}{d\omega}$; в этом случае T_2 – фиксирующая способность нагрузки по частоте. Введение параметра K_ω позволяет однозначно характеризовать различные высокочастотные системы генераторов по их способности увеличивать устойчивость частоты колебаний к внешним воздействиям. Увеличение частотной стабильности генератора требует увеличения его фиксирующей способности по частоте и, следовательно, введения в высокочастотную цепь нагрузки с высоким значением T_2 . В рассматриваемом здесь классе автогенераторов эта задача решается введением в СВЧ-цепь высокочастотного стабилизирующего резонатора с резонансной частотой, лежащей в области рабочих частот. Различные схемы построения таких автогенераторов отличаются, прежде всего, методом включения стабилизирующего резонатора. Выбор наиболее целесообразной схемы построения стабилизированного твердотельного генератора должен быть произведен на основе анализа всей совокупности энергетических, диапазонных и стабилизационных характеристик генератора.

В данном разделе рассматриваются схемы построения приборов, представляющие наибольший практический интерес для задачи стабилизации частоты генератора:

а) Схема генератора-стабилотрона* с отражающим стабилизирующим резонатором в реактивной цепи (рис. 34а), в которой генерация на частоте вне полосы стабилизирующего резонатора

* Термин "стабилотрон" впервые применен к платинотронам – электровакуумным автогенераторам со стабилизирующим контуром и с антипаразитной поглощающей нагрузкой. Здесь этот термин распространен на другие приборы, аналогичные по принципу действия.

подавляется введением антипаразитного сопротивления R_{ap} . В общем случае $R_{ap} \leq W_0$, где W_0 – волновое сопротивление линии, подключенной к клеммам 1-1'.

б) Схема генератора-стабилотрона с проходным резонатором в волноводе вывода мощности с волновым сопротивлением W_{01} (рис. 34б), в которой диод установлен в диодной линии с волновым сопротивлением W_{02} , связанной со стабилизирующим резонатором и с антипаразитной нагрузкой $R_{ap} \ll W_{02}$.

в) Схема со стабилизирующим резонатором, последовательно включенным в волновод вывода мощности (рис. 34в).

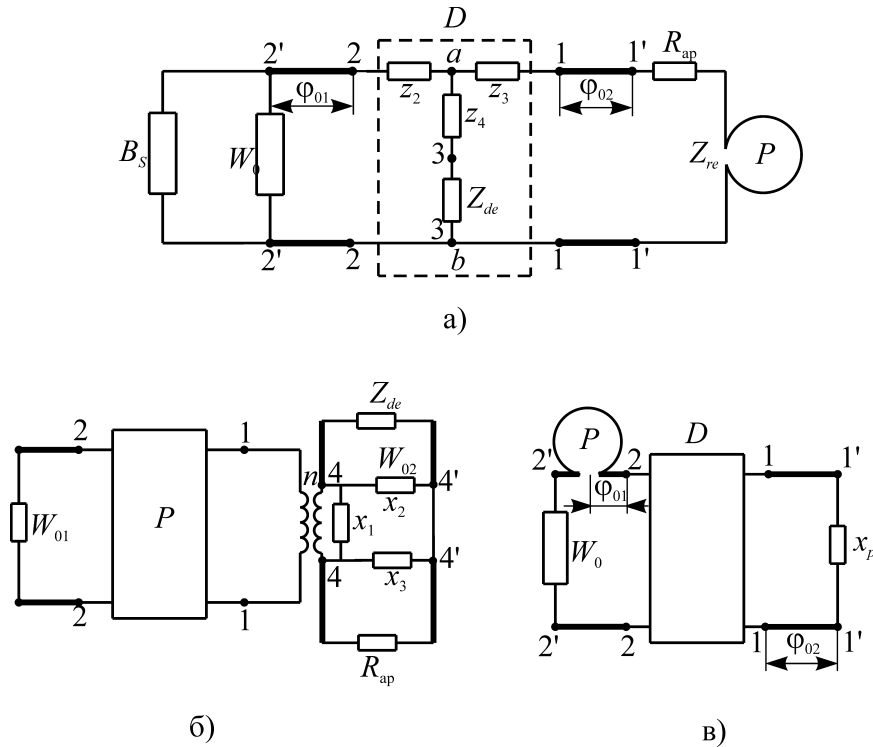


Рис. 34

Схемы построения частотно стабилизированных генераторов со стабилизирующими резонаторами P в их высокочастотных цепях.

Рассматриваемые схемы описываются следующими параметрами и характеристиками:

1. Активный элемент представляется двухполосником, характеризуемым импедансом $Z_{de}(\omega, i_m, I_0, \theta) = R_{de} + jX_{de}$ и электронным КПД $\eta_e(\omega, i_m, I_0, \theta)$, которые являются функциями частоты ω , амплитуды i_m высокочастотного тока через полупроводниковую структуру, тока питания I_0 и температуры полупроводниковой структуры θ . Параметры корпуса активного элемента выбираются в соответствии с 2.1.2.
2. Схема включения диода в волновод в общем случае является шестиполосником 1-1, 2-2, 3-3 (рис. 34а).
3. Стабилизирующий резонатор P описывается параллельным контуром с эквивалентным импедансом:

$$Z_{re} = \frac{R_{0r}}{1 + jQ_{0r}\xi_r} = R_{0r} \cos \psi_r e^{j\psi_r}, \quad (55)$$

где $\xi_r = \frac{\omega}{\omega_{0r}} - \frac{\omega_{0r}}{\omega}$, ω_{0r} – резонансная частота резонатора, Q_{0r} – собственная добротность ре-

зонатора, $\psi_r = -\arctg \left[Q_{0r} \left(\frac{\omega}{\omega_{0r}} - \frac{\omega_{0r}}{\omega} \right) \right]$, R_{0r} – эквивалентное сопротивление резонатора на резонансной частоте.

Экспериментальные исследования [33] показали, что при расчете характеристик стабилизированных генераторов существенным является учет зависимости величины собственной добротности стабилизирующего резонатора от степени связи его с волноводом. Для прямоугольных резонаторов, связанных с волноводом прямоугольного сечения индуктивным отверстием связи и возбуждаемых на волне типа TE_{10n} , а также для цилиндрических резонаторов, возбуждаемых на волнах типов TE_{013} , TE_{011} , TE_{111} и связанных с волноводом прямоугольного сечения отверстиями связи, имеет место уменьшение собственной добротности резонатора при увеличении его связи с волноводом. Типичные зависимости $Q_{or}=f(R_{or}/W_0)$ представлены на рис. 35 для цилиндрических резонаторов, возбуждаемых на волнах TE_{011} , TE_{013} двумя отверстиями связи и на волне TE_{111} – одним отверстием связи в узкой стенке волновода.

На кривых рис. 35 отмечены величины d/λ (d – диаметр отверстия связи, λ – длина волны в вакууме). Можно видеть, что функция $Q_{or}(R'_{or})/Q_{or}(0)$ имеет один и тот же характер для всех исследованных геометрий резонаторов и типов возбуждаемых в них колебаний. Указанное обстоятельство должно учитываться при анализе характеристик генераторов.

4. Частота ω_0 и амплитуда i_{m0} стационарных колебаний определяется решением уравнения (4) и условиями устойчивости (7, 9).
5. Коэффициент полезного действия генератора: $\eta=\eta_e(\omega, i_m, I_0, \theta)\times\eta_L(\omega)$, где η_e – электронный КПД активного элемента, η_L – КПД высокочастотной нагрузки на частоте генерации.
6. Девиация частоты генератора $\Delta\omega$ при малых возмущающих внешних воздействиях по току питания ΔI_0 , температуре полупроводника $\Delta\theta$, коэффициенту отражения в волноводе вывода мощности Γ определяется соотношениями, приведенными в разделе 2.1 (16, 18, 19, 29, 32).

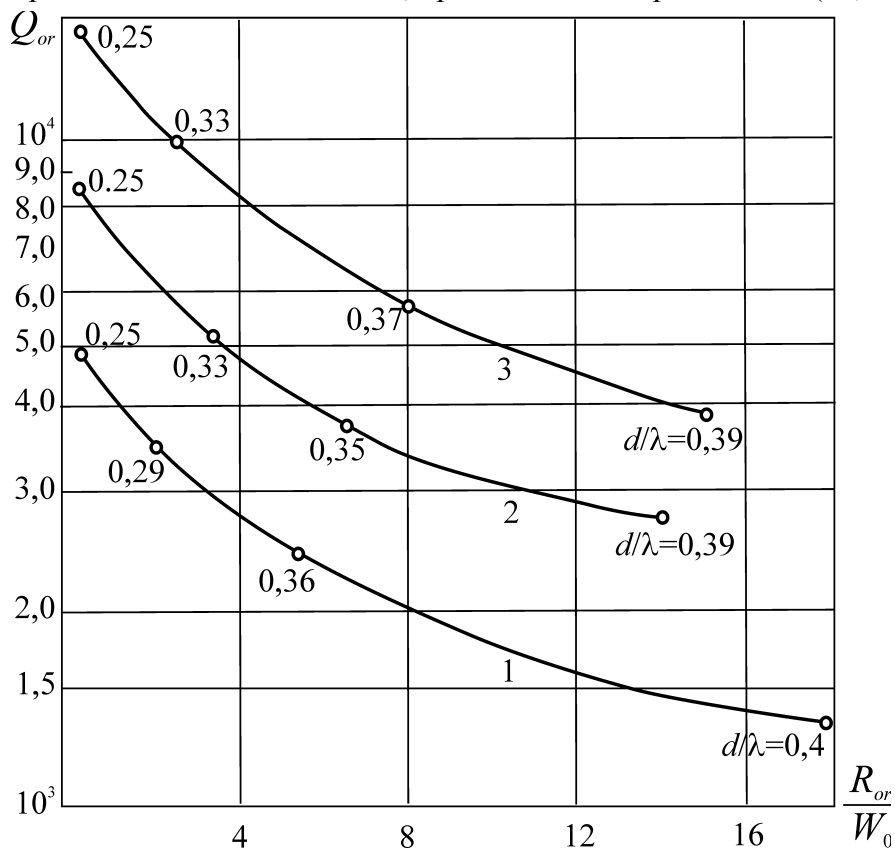


Рис. 35

Зависимости собственной добротности цилиндрических резонаторов Q_{or} от их связи с волноводом прямоугольного сечения $R'_{or}=R_{or}/W_0$ для типов волн в цилиндрическом резонаторе TE_{111} – кривая 1, TE_{011} – кривая 2, TE_{013} – кривая 3; цифрами на кривых обозначены отношения диаметра отверстия связи d к длине волны λ .

Как следует из результатов, изложенных в разделе 2.1, расчет характеристик стационарного режима частотно стабилизированных генераторов требует определения следующих параметров и характеристик высокочастотных систем:

- частотной зависимости импеданса нагрузки $Z_L(\omega)$, приведенного к клеммам эквивалентного диода; знание импедансных характеристик необходимо для решения задачи согласования импедансов диода и СВЧ-нагрузки с целью достижения максимальных стабилизационных, энергетических и диапазонных характеристик;
- зависимости частотной производной импеданса нагрузки $Z_L(\omega)$ в диапазоне частот, определяющей, как правило, в частотно стабилизированных генераторах величину фиксирующей способности генератора по частоте $K_\omega \approx \left| \frac{dZ_L(\omega)}{d\omega} \right| \sin(\psi_2 - \psi_1)$;
- частотной зависимости КПД η_L высокочастотной нагрузки, приведенной к клеммам диода.

В последующем рассмотрении топологических особенностей импедансных характеристик $Z_L(\omega)$ схем, приведенных на рис. 34, используется приближение малости изменения импедансов элементов высокочастотной системы в полосе частот резонатора по сравнению с частотной зависимостью импеданса резонатора Z_{re} . Данное приближение соответствует определяющему влиянию $Z_{re}(\omega)$ на стабильность частоты генерации в рассматриваемых генераторах. Ниже рассмотрены основные особенности импедансных характеристик для приведенных выше схем построения высокочастотной цепи генератора.

а) Стабилизированный генератор со стабилизирующим резонатором в реактивной цепи (рис. 34а)

Эквивалентная схема замещения высокочастотной цепи генератора приведена на рис. 34а. Полупроводниковая структура с импедансом $z_d(\omega, i_m, I_0) = r_d(\omega, i_m, I_0) + jx_d(\omega, i_m, I_0)$ на клеммах 3-3 включена в высокочастотную цепь при помощи шестиполюсника с параметрами Z_1, Z_5, Z_2, Z_3, Z_4 , определяемыми конструкцией элементов монтажа диода в корпусе и в волноводной системе (см. также рис. 21). В сечении 1'-1' включен стабилизирующий резонатор с импедансом Z_{re} и антипаразитное сопротивление R_{ap} ; в сечении 2'-2' волновода вывода мощности установлена отражающая неоднородность с реактивной проводимостью B_s ; выход генератора подключен к согласованной нагрузке с сопротивлением, равным волновому W_0 . Стабилизирующий резонатор и отражающая нагрузка установлены на фазовых расстояниях φ_{02} и φ_{01} , соответственно, от сечения $a-b$, в котором включен диод. Анализ схемы рис. 34а [11, 34] показывает, что импеданс нагрузки на клеммах $a-b$ эквивалентного диода определяется выражением:

$$Z_L' = \frac{Z_L}{W_0} = \left(\frac{\Gamma_r e^{-j2\varphi_{02}} + 1}{-\Gamma_r \Gamma_s e^{-j2(\varphi_{01} + \varphi_{02})} + 1} \right) \left(\frac{1 + \Gamma_s e^{-j2\varphi_{01}}}{2} \right), \quad (56)$$

где Γ_r – коэффициент отражения в реактивной цепи генератора:

$$\bar{\Gamma}_r = \frac{(Z_{re}' + R_{ap}') - 1}{(Z_{re}' + R_{ap}') + 1}, \quad (57)$$

$\bar{\Gamma}_s = \frac{Y_0 - Y_s}{Y_0 + Y_s}$ – коэффициент отражения в волноводе на клеммах 2'-2'; $Y_s = Y_0 + jB_s$ – сум-

марная проводимость на клеммах 2'-2' волновода вывода мощности, $Y_0 = \frac{1}{W_0}$ – волновая проводимость. При выводе выражения (56) принято, что $X_2 = X_3 \ll W_0$, что обычно выполняется на практике.

При отсутствии рассогласований в волноводе вывода мощности ($\Gamma_s = 0$) вместо (56) можно записать:

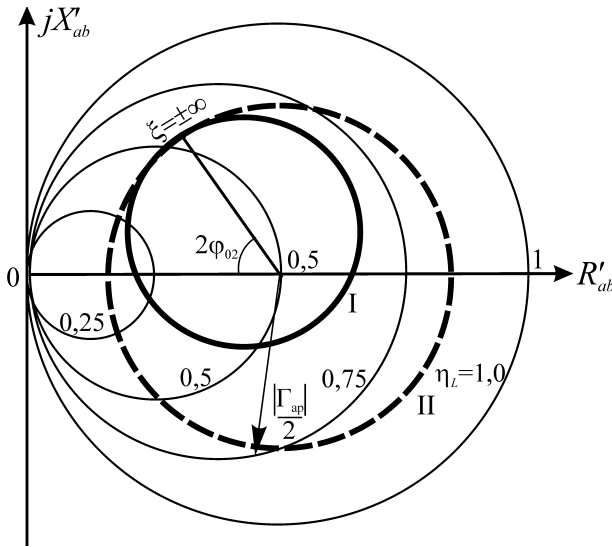


Рис. 36

Частотная характеристика импеданса нагрузки, приведенная к клеммам *ab* в СВЧ-цепи рис. 34а. В полосе частот резонатора - окружность I; вне полосы частот резонатора - пунктирная окружность II. Кривые равных значений КПД нагрузки η_L – тонкие сплошные окружности.

точка касания резонансной окружности и окружности $1/2 |\Gamma_{ap}|$ ($\xi = \pm\infty$). Из приведенного рассмотрения частотной зависимости импеданса нагрузки $Z_L(\omega)$ на клеммах диода можно сделать следующие выводы:

1. Выбор величины R_{ap} позволяет в широких пределах изменять характеристики $Z_L(\omega)$; разумное значение этого параметра должно определяться требованиями подавления паразитных автоколебаний вне полосы частот резонатора и оптимизации характеристик генератора (включая обеспечение мягкого режима самовозбуждения).
2. КПД высокочастотной цепи генератора определяется выражением (см. 2.1.4.): $\eta_L = |Z'_L(\omega)|^2 / R'_L(\omega)$. На рис. 36 проведены кривые равных η_L , которые являются окружностями с радиусом $\eta_L/2$ и центром в точке $(\eta_L/2, j0)$ (тонкие сплошные окружности).
3. Фиксирующая способность генератора по частоте, активный элемент которого включен в резонансный контур корпуса диода (см. 2.1.2)

$$K_\omega = T_2 k^{-1} \sin(\psi_{2e} - \psi_{1e}), \tag{59}$$

определяется с учетом выражений:

$$T'_2 \approx \left| \frac{dZ'_L}{d\omega} \right| = \frac{2Q_{0r}(R'_{0r})|Z'_{re}|^2}{\omega_{0r}R'_{0e}|(Z'_{re} + 1 + R'_{ap})^2|}, \quad \psi_{2e} = \arg \left[\frac{dZ'_L}{d\omega} \right], \quad \psi_{1e} = \arg \left[\frac{\partial Z'_{de}}{\partial I_m} \right], \tag{60}$$

где Z_{de} – импеданс эквивалентного диода на клеммах *a-b*;

k – коэффициент, определяющий уменьшение фиксирующей способности генератора из-за резонансной схемы включения диода: $k = |R_{de}^{ab}/r_d|$. Выражение (60) получено в предположе-

нии, что $\left| \frac{\partial Z_L}{\partial \omega} \right| \gg \left| \frac{\partial Z_{de}}{\partial \omega} \right|$.

На рис. 37 приведены расчетные номограммы, определяющие приведенную величину фиксирующей способности высокочастотной системы $t'_2 = T'_2 \frac{\omega_{0r}}{Q_{0r}(R'_{0r})}$ для фиксированных

углов ψ_r расстройки резонатора и ряда величин R'_{ap} . Здесь $Q_{0r}(R'_{0e})$ – собственная добротность резонатора при значении приведенного резонансного сопротивления R'_{0e} (см. рис. 34).

$$Z'_L = Z'_{ab} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\Gamma_{ap} + Z'_{re}}{1 + Z'_{re}} \right) e^{-j2\phi_{02}} + 1 \right], \tag{58}$$

где $Z'_{re} = \frac{Z'_{re}}{1 + R'_{ap}}$, $Z'_{re} = Z_{re}/W_0$, $R'_{ap} = R_{ap}/W_0$,

$$\Gamma_{ap} = \frac{R'_{ap} - 1}{R'_{ap} + 1}.$$

На рис. 36 представлена частотная характеристика импеданса нагрузки $Z'_L(\omega) = Z'_{ab}(\omega)$, рассчитанная в предположении, что частотная дисперсия характеристик резонатора значительно выше, чем у волноводных элементов в рабочем диапазоне частот. Вне полосы частот резонатора импедансная точка перемещается по окружности с радиусом $1/2 |\Gamma_{ap}|$ (пунктирная окружность II); в области частот, соответствующей полосе резонатора, импедансная точка переходит на резонансную окружность, параметры которой определяются величинами ϕ_{02} , Γ_{ap} , Q_{0r} , R_{0r} , ω_{0r} (окружность I). При изменении ϕ_{02} соответственно перемещается

Из рис. 37 следует, что при прочих равных условиях фиксирующая способность схемы возрастает с уменьшением R'_{ap} ; схема классического стабилотрона с $R'_{ap}=1$ оказывается наихудшей. В генераторах-стабилотронах величина антипаразитного сопротивления R'_{ap} должна быть достаточной для подавления паразитного самовозбуждения генератора при расстроенном стабилизирующем резонаторе. С целью улучшения спектральных характеристик следует выбирать минимальную величину R'_{ap} . При этом одновременно расширяется диапазон перестройки частоты генератора и в ряде случаев снимается жесткий режим самовозбуждения, как будет показано в дальнейших разделах.

б) Схема со стабилизирующим резонатором в волноводе вывода мощности (рис. 34в)

1. Принимая во внимание, что для данной схемы $\Gamma_s = \frac{Z_{re}}{Z_{re} + 2W_0}$, $\Gamma_r = -1$ – в данной схеме эта величина характеризует коэффициент отражения на клеммах 1'-1' (без учета потерь в поршне), получим в соответствии с (56) выражение, определяющее импедансные характеристики нагрузки:

$$Z'_L = \frac{1}{2} (1 - e^{-j2\varphi_{01}}) \frac{1 + 0,5Z'_{re}(1 - e^{-j2\varphi_{01}})}{1 + 0,5Z'_{re}(1 - e^{-j2(\varphi_{01} + \varphi_{02})}} \quad (61)$$

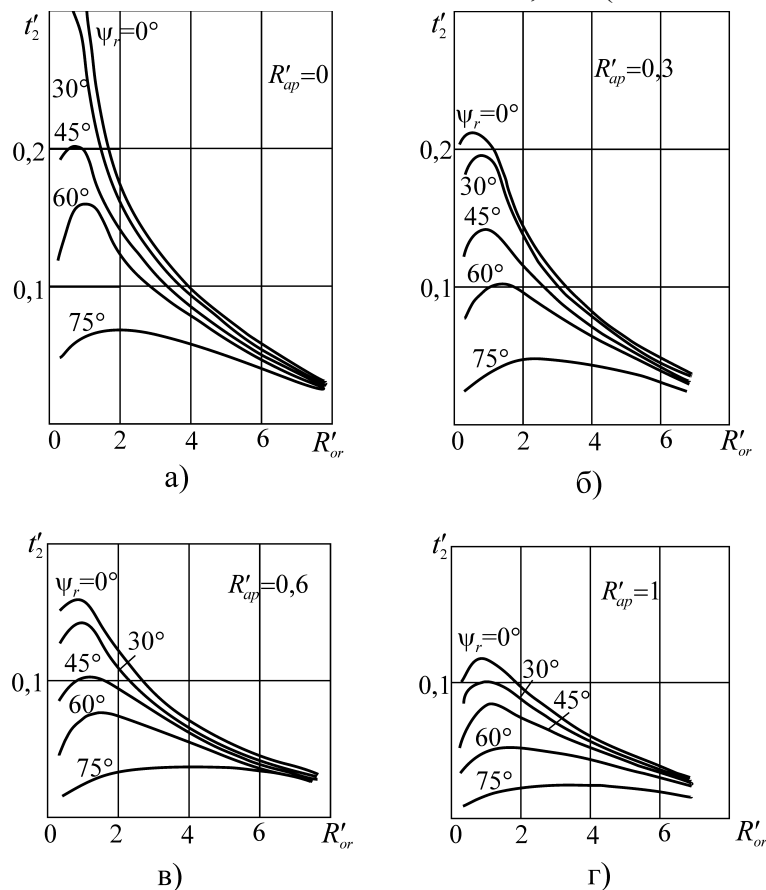


Рис. 37

Расчетные номограммы, определяющие приведенную величину фиксирующей способности высокочастотной системы t'_2 в зависимости от резонансного сопротивления R'_{or} , углов расстройки ψ_r и величин антипаразитного сопротивления R'_{ap} .

На рис. 38 представлена частотная характеристика импеданса $Z'_L(\omega)$, рассчитанная по (61). Вне полосы частот резонатора импедансная точка $Z'_L(\omega)$ перемещается по поршневой окружности Z'_p с радиусом 1/2 (пунктирная кривая). Угол $\bar{\psi}$ определяется выражением $\bar{\psi} = -\arctg \left[\frac{1}{X'_3 + \text{tg}\varphi_{02}} \right]$. В

параметры n , X_i , параметры резонатора, а также схема связи резонатора с полезной нагрузкой и с диодной линией. Наиболее полно исследована конструкция волноводно-коаксиального сочленения для волновода прямоугольного сечения. При прохождении оси коаксиальной линии через центр широкой стенки волноводной секции параметры эквивалентной схемы определены теоретически [35]. При прохождении оси коаксиальной линии через плоскость боковой стенки волновода, перпендикулярно к его оси, параметры сочленения приближенно определены на основе квазистатической теории [23]; в более общем случае расположения оси коаксиальной линии между боковой стенкой и центром широкой стенки волновода, параметры волноводно-коаксиального сочленения определены экспериментально на основе метода резонансных настроек [36]. Для определения основных особенностей схемы с проходным стабилизирующим резонатором рассмотрим схему с волноводным резонатором прямоугольного сечения.

В соответствии с [36] элементы схемы X_2 , X_3 (см. рис. 34б) в широком диапазоне частот в реальных конструкциях могут не учитываться; реактивный элемент X_1 включается в эквивалентный колебательный контур, установленный между коаксиальной линией и волноводом вывода мощности. В результате, упрощенная эквивалентная схема высокочастотной цепи стабилизатора с проходным резонатором может быть представлена рисунком 39.

На этом рисунке $1/G_{0r}=R_{0r}$ – резонансное сопротивление колебательного контура при отключенной нагрузке; $1/G_L=R_L$ – сопротивление полезной нагрузки, пересчитанное к клеммам 2-3 в коаксиальной линии; антипаразитное сопротивление R_{ap} подключено к клеммам 2'-3, диод в корпусе с эквивалентным импедансом Z_{de} подключен к клеммам 1-1'; W_{0k} – волновое сопротивление коаксиальной линии. Значения R_{0r} , R_L могут быть непосредственно определены по данным измерений КСВ в коаксиальной линии при настройке колебательной системы в резонанс [39]. При этом:

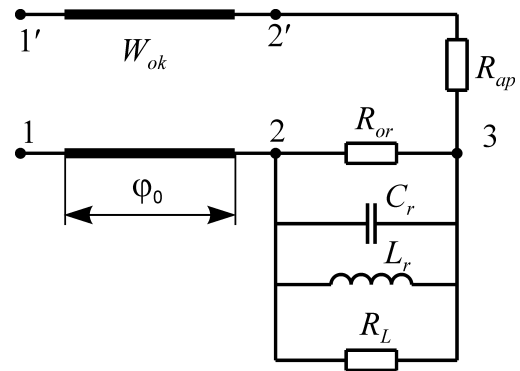


Рис. 39
Эквивалентная схема высокочастотной цепи стабилизатора с проходным резонатором.

$$R_{0r}=W_{0k}(K_0-R'_{ap}), R_L = W_{0k} \frac{(K_L - R'_{ap})(K_0 - R'_{ap})}{K_0 - K_L},$$

где K_L – значение КСВ при нагруженном резонаторе и $\xi=0$; K_0 – значение КСВ на резонансной частоте при отключенной нагрузке: $K_0=R_{0r}/[W_{0k}+R'_{ap}]$.

Приведем далее основные характеристики рассматриваемой схемы стабилизации:

1. Импеданс $Z_L(f)$ на клеммах 1-1' корпусированного диода:

$$Z'_L = \frac{1 + \Gamma^*_{re} e^{-j2\varphi_0}}{1 - \Gamma^*_{re} e^{-j2\varphi_0}}, \Gamma^*_{re} = \frac{Z'_{re} + R'_{ap} - 1}{Z'_{re} + R'_{ap} + 1}, \tag{64}$$

где Z'_{re} , R'_{ap} , Z'_L – значения импедансов, приведенные к волновому сопротивлению W_{0k} .

На рис. 40 представлены окружности фиксированных значений R'_L (сплошные тонкие линии) и окружности фиксированных значений коэффициента расстройки $\xi_r=Q_{0r}(\omega/\omega_{0r}-\omega_{0r}/\omega)$ (пунктирные кривые) для частного случая $R'_{ap}=1$, $\varphi_0=n\pi$ ($n=1,2,\dots$), $K_0=15$.

2. Величина КПД высокочастотной цепи определяется выражением:

$$\eta_L = \frac{R'_L}{(R'_L)^2 \left[\frac{1}{K_0 - R'_{ap}} + \left(\frac{1}{K_0 - R'_{ap}} \right)^2 (1 + \xi)^2 R'_{ap} \right] + R'_{ap} \left(1 + \frac{2R'_{ap}}{K_0 - R'_{ap}} \right) + R'_{ap}}. \tag{65}$$

В частном случае $R'_{ap}=1$, зависимости $\eta_L(\omega)$ определяются окружностями $\eta_L=0,35\dots 0,55$, приведенными на рис.40. Максимальный КПД высокочастотной цепи достигается при $\xi=0$ и при оптимальной нагрузке генератора:

$$(R'_L)_{opt} = (R'_{ap})^{1/2} \frac{K_0 - R'_{ap}}{K_0^{1/2}}. \tag{66}$$

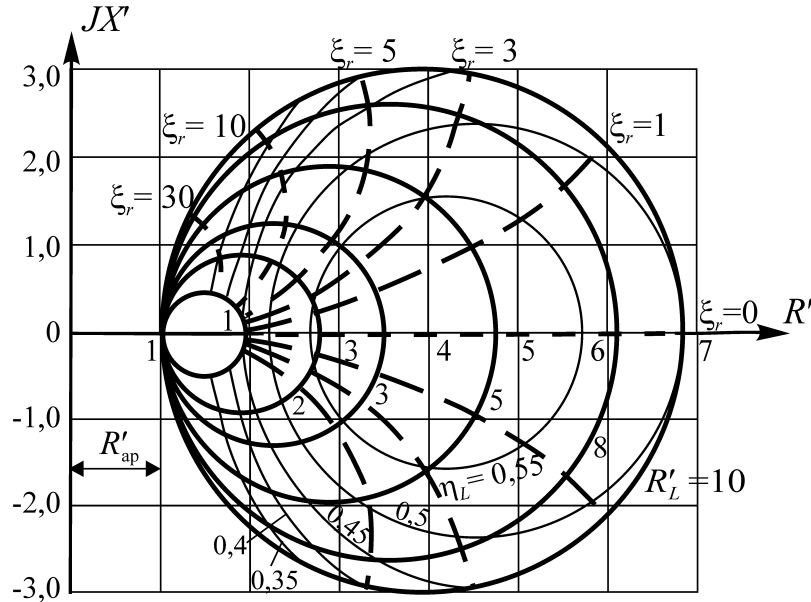


Рис. 40

Частотные зависимости приведенных импедансов $Z'_L(\xi_r)$ при фиксированных величинах сопротивлений нагрузки R'_L (сплошные кривые), кривые фиксированных значений коэффициента расстройки ξ_r (пунктирные кривые), окружности фиксированных величин КПД высокочастотной цепи ($\eta_L = 0,35 - 0,55$). При этом максимальный КПД высокочастотной цепи:

$$\eta_{Lmax} = \frac{K_0 - R'_{ap}}{[K_0^{1/2} + R'_{ap}]^2}. \tag{67}$$

На рис. 41 приведены зависимости $\eta_{Lmax}(R'_{ap})$, $R'_{Lopt}=f(R'_{ap})$, рассчитанные для различных фиксированных значений $K_0=5\dots 20$. Можно видеть, что при уменьшении R'_{ap} КПД высокочастотной цепи возрастает и при этом оптимальное значение нагрузки уменьшается, что соответствует увеличению связи резонатора с волноводом вывода мощности. При прочих равных условиях увеличение связи резонатора с коаксиальной линией (т.е. увеличение K_0) также увеличивает КПД. Целесообразность уменьшения антипаразитного сопротивления в генераторах стабилотронного типа с проходным резонатором впервые показана в [39].

3. Фиксирующая способность высокочастотной цепи:

$$T'_2 = \left| \frac{dZ'_L}{d\omega} \right| = \left| \frac{8Q_{0L}R_{0L}e^{-j2\varphi_0}}{\omega_0[(Z'_{rL} + R'_{ap})(1 - e^{-j2\varphi_0}) + (1 + e^{-j2\varphi_0})]^2} \right|. \tag{68}$$

Здесь $Q_{0L} \approx Q_{0r}R_{0L}/R_{0r}$, $R_{0L} = R_L R_{0r} / (R_L + R_{0r})$ – добротность и резонансное сопротивление проходного резонатора, нагруженного на сопротивление полезной нагрузки R_L , соответственно,

$Z'_{rL} = \frac{R'_{0L}}{1 + jQ_{0L}\xi}$ – импеданс проходного резонатора, нагруженного на сопротивление полезной нагрузки R_L .

Рассмотрим резонансную настройку $\omega = \omega_0$ и случаи $\varphi_0 = n\pi$, $\varphi_0 = (2n+1)\pi/2$, наиболее характерные при использовании активных элементов в резонансных корпусах и в бескорпусном исполнении соответственно. При $\xi = 0$. $\varphi_0 = n\pi$

$$T'_2 = 2 \frac{Q_{0r}(R'_{0r})(R'_{0L})^2}{\omega_0 R'_{0r}} \quad (69)$$

При $\xi=0$, $\varphi_0=(2n+1)\pi/2$

$$T'_2 = 2 \frac{Q_{0r}(R'_{0r})(R'_{0L})^2}{\omega_0 R'_{0r}(R'_{0L} + R'_{ap})^2} \quad (70)$$

В выражениях (69), (70) величина $Q_{0r}(R'_{0r})$ характеризует стабилизирующий резонатор, связанный с диодной линией и отключенный от полезной нагрузки. С учетом зависимости собственной добротности Q_{0r} резонатора от связи с диодной линией (см. рис. 35) следует, что эта величина значительно уменьшается при увеличении R'_{0r} , т.е. при увеличении связи диодной линии с резонатором. Это означает, что для увеличения стабилизирующих характеристик высокочастотной системы связь диодной линии с резонатором следует уменьшать. При этом, однако, снижаются энергетические характеристики генератора – см. (65), (67), рис. 41. Необходимо иметь в виду, что величина T'_2 определяет фиксирующую способность высокочастотной системы, но не генератора. Фиксирующая способность генератора по частоте определяется соотношением (59), т.е. зависит от величины $k=R_{de}/r_d$, определяющей коэффициент трансформации активной составляющей импеданса полупроводниковой структуры r_d при включении диода в корпусе к клеммам нагрузки, а также от соотношения углов ψ_1, ψ_2 , определяющих взаимное расположение амплитудных и частотных зависимостей импедансов диода и нагрузки. В связи со сказанным определение стабильности частоты генератора требует решения задачи согласования импедансов СВЧ-нагрузки и корпусированного диода в рабочем диапазоне частот.

2.2.2 Одночастотность автоколебаний; мягкий и жесткий режимы самовозбуждения частотно стабилизированных генераторов

Найденное в 2.1.5 общее правило обеспечения мягкого режима самовозбуждения диодных автогенераторов применяется в данном разделе при рассмотрении частотно стабилизированных генераторов с высокодобротными стабилизирующими резонаторами в высокочастотной цепи. Это означает, что, применительно к рассматриваемой задаче, необходимо обеспечить расположение годографа частотной зависимости импеданса диода при нулевом СВЧ-сигнале внутри годографа частотной зависимости импеданса резонансной нагрузки, приведенной к клеммам диода [40].

Особенности установления колебаний диодных генераторов, рассмотренные в 2.1.5, определяют пути обеспечения одночастотного стационарного режима и позволяют оценить гистерезисные явления в полосе перестройки частоты. Для определенности рассмотрим далее частотно стабилизированный генератор на ЛПД. Стабилизирующий резонатор установлен в реактивной цепи схемы (рис. 34а); корпус ЛПД выполнен с учетом резонансной трансформации импеданса полупроводниковой структуры. Выводы данного рассмотрения являются общими для различных схем построения стабилизированных диодных генераторов со стабилизирующими резонаторами в СВЧ-цепях. На рис. 42 представлены импедансные окружности $Z_L(\omega)$ (для области частот в полосе резонатора – сплошная окружность I, для области частот вне полосы резонатора – пунктирная окружность II) и амплитудно-частотные зависимости эквивалентного импеданса диода – $[-Z_{de}(\omega_i, i_m)]$ для частот $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4$. Заштрихованная область на рис. 42, ограниченная кривой

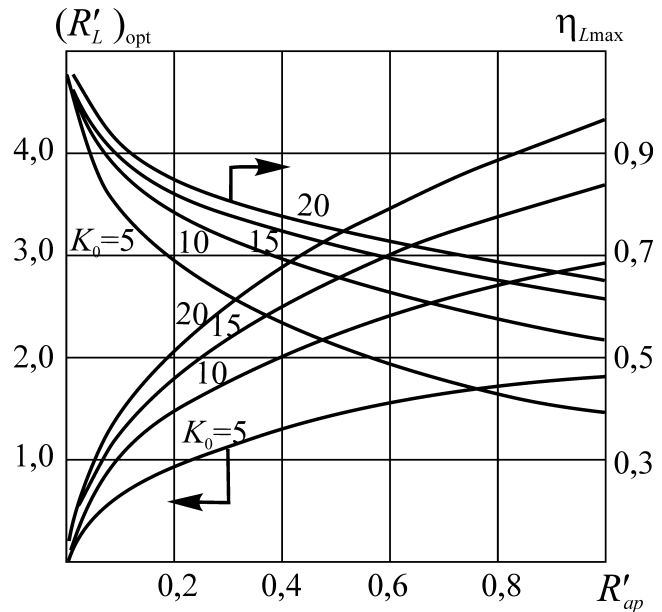


Рис. 41 Зависимости максимального КПД высокочастотной цепи η_{Lmax} и оптимального сопротивления нагрузки $(R'_L)_{opt}$ от величины приведенного антипаразитного сопротивления R'_{ap} для схемы рис. 34б.

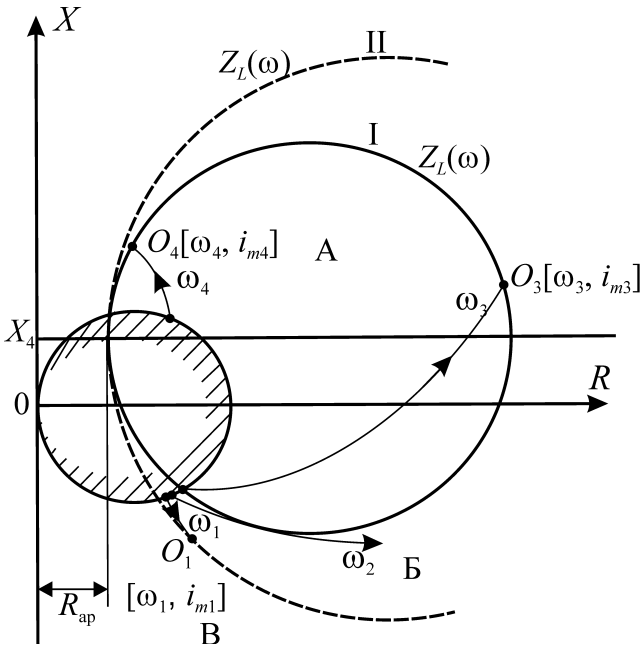


Рис. 42

Зависимость импеданса нагрузки от частоты $Z_L(\omega)$ на клеммах диода (кривая I для полосы частот резонатора, кривая II для частот вне полосы резонатора); амплитудно-частотные зависимости эквивалентного импеданса диода в корпусе, взятые с обратным знаком ($-Z_{de}(\omega, i_m)$) для фиксированных частот $\omega_i = \omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4$.

антипаразитного сопротивления R_{ap} , но полного подавления нет, и колебания с амплитудой i_{m1} на частоте ω_1 существуют (точка O_1). Очевидно, что для обеспечения $i_{m1}=0$, значение R_{ap} следует несколько увеличить. При этом окружность $Z_L(\omega)$ сместится в сторону больших значений R и ее радиус уменьшится. Точка, соответствующая $i_m=0$, сместится в область В, где мягкий режим не реализуется. При перестройке резонатора в направлении увеличения частоты скачком возникают колебания со стабилизированной частотой ω_3 , которой соответствует стационарный режим в точке O_3 . Эти колебания определяют низкочастотную границу области мягкого самовозбуждения стабильного вида автоколебаний.

При дальнейшей перестройке резонатора в сторону увеличения частоты реализуется мягкий режим в области А, обычно с уменьшенным уровнем мощности и сниженной стабильностью частоты из-за существенной расстройки резонатора. При понижении частоты настройки резонатора стабилизированный вид колебаний сохраняется вплоть до частоты $\omega_2 < \omega_3$ несмотря на то, что режим автоколебаний при $\omega_2 < \omega_3$ является жестким. В соответствии со сказанным частотная зависимость выходной мощности стабилотронного ГЛПД имеет гистерезисную петлю, связанную с жестким режимом самовозбуждения стабильного вида колебаний в области низкочастотной границы диапазона перестройки частоты. В гистерезисных областях колебания неустойчивы к внешним воздействиям и могут быть сорваны при включении и выключении режима питания диода.

Аналогичные особенности установления колебаний имеют место и в стабилотронных генераторах на диодах Ганна. С учетом амплитудно-частотных характеристик $Z_{de}(\omega, i_m)$ – рис. 12 – СВЧ-система выполняется с параметрами $\varphi_0 \approx (2n+1)\pi/2$; значение резонансного сопротивления нагрузки, пересчитанного к клеммам диода, должно быть близким к модулю отрицательного сопротивления диода, соответствующего максимальной мощности. Величина антипаразитного сопротивления выбирается так, чтобы условие мягкого режима самовозбу-

$Z_{de}(\omega, 0)$, соответствующей пусковому режиму при амплитуде тока СВЧ $i_m=0$. При выполнении различных регулировок в процессе настройки генератора происходит смещение и деформация кривых на рис. 42. При изменении величины антипаразитного сопротивления R_{ap} изменяется радиус окружности II ($\frac{1}{2}\Gamma_{ap} = \frac{1}{2} \frac{R_{ap} - W_0}{R_{ap} + W_0}$), определяющей импеданс нагрузки на клеммах диода вне полосы частот резонатора. Перестройка частоты стабилизирующего резонатора сопровождается одновременным изменением фазового расстояния от резонатора до диода φ_0 , т.е. перемещением точки касания резонансной окружности I и окружности II. Смещение окружности $Z_L(\omega)$ относительно оси абсцисс соответствует включению реактивности X_4 .

В соответствии с принципами настройки стабилотронного генератора (см. 2.2.1а) значение R_{ap} выбирается минимальным, но достаточным для подавления нестабилизированного вида колебаний. В ситуации, приведенной на рис. 42, амплитуда нестабилизированного вида колебаний существенно уменьшена введением антипара-

ждения нестабилизированного вида колебаний не выполнялось при $i_m=0$ в широком диапазоне частот.

Обеспечение мягкого режима самовозбуждения стабилизированного вида колебаний в определенном диапазоне перестройки частоты, осуществляемое настройкой генератора в нормальных климатических условиях, не гарантирует сохранения достигнутого диапазона в широком интервале температурных воздействий. Это обстоятельство хорошо известно разработчикам полупроводниковых приборов и обычно приводит к необходимости проведения многократных циклов климатических испытаний в процессе настройки генератора. Изменение характера нарастания колебаний определяется обычно изменением импедансных характеристик активных элементов при изменении температуры.

Наибольшие трудности возникают при построении мощных, широкодиапазонных генераторов стабилотронного типа на ЛПД, работающих при максимально допустимых плотностях тока питания диода. Это связано со значительной температурной зависимостью частоты лавинного резонанса и частотной зависимостью импеданса полупроводниковой структуры [32]. В генераторах на диодах Ганна методы обеспечения мягкого режима самовозбуждения те же, что и в генераторах на ЛПД. Но при отказе от резонансной трансформации импеданса диода и меньшей частотной зависимости "пускового" импеданса диода Ганна (при $i_m=0$), упрощается достижение широкого диапазона перестройки частоты. В связи с этим более детально рассматриваются ниже проблемы построения частотно стабилизированных генераторов на ЛПД.

Численные расчеты импедансных характеристик ЛПД показывают, что в рабочей области частот понижение температуры p - n -перехода приводит к увеличению частоты лавинного резонанса и, вследствие этого, к увеличению модуля отрицательного сопротивления структуры диода и к уменьшению его эквивалентной емкости. Эти эффекты наиболее сильно проявляются в области малого сигнала, определяющей характер пускового режима генератора.

На рис. 43 окружности I, II характеризуют импеданс нагрузки $Z_L(\omega)$ в резонансной области и вне полосы частот резонатора соответственно. Сплошные окружности 1, 2, 3 определяют резонансные характеристики импеданса эквивалентного диода при нулевой амплитуде СВЧ-сигнала и при номинальном значении тока питания диода I_0 . Окружности 1, 2, 3 соответствуют температурам p - n -перехода $\theta = -60^\circ\text{C}$, $+20^\circ\text{C}$ и $+70^\circ\text{C}$. Пунктирные кривые на рис. 43 соответствуют зависимостям импеданса диода от амплитуды тока $-Z_{de}(i_m)$, определенные для фиксированных частот $f_1 > f_2 > f_3$. Можно видеть, что граничная частота области мягкого самовозбуждения (со стороны низких частот) возрастает при понижении температуры. Таким образом, при неправильной настройке генератора, когда эффект температурного смещения частоты не учитывается и низкочастотная граница рабочего диапазона устанавливается равной f_2 , понижение температуры приводит к тому, что колебания на частоте f_2 становятся жесткими при температуре диода $\theta = -60^\circ\text{C}$. Это означает, что при настройке генератора в нормальных климатических условиях необходимо обеспечить более широкий диапазон перестройки частоты, с запасом, учитывая его сужение при понижении температуры.

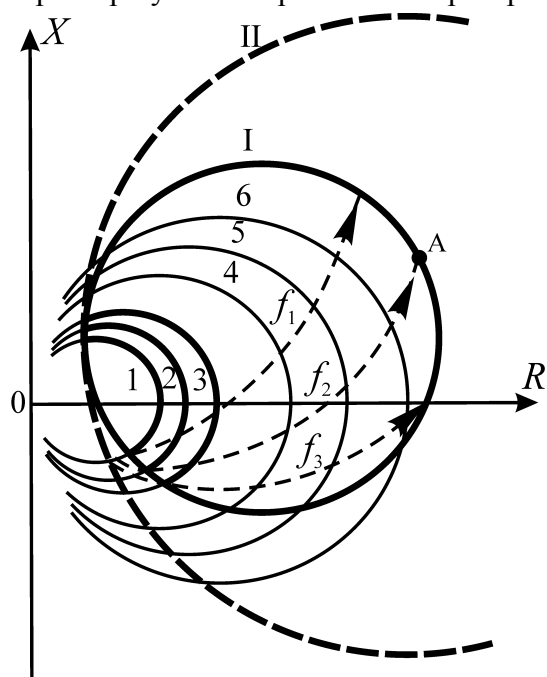


Рис. 43

Импедансные характеристики нагрузки на клеммах диода и импедансные характеристики эквивалентного диода в диапазоне частот и в интервале температур.

Все рассмотренные в предыдущих разделах методы, приводящие к расширению диапазона перестройки частоты генератора, могут быть применены для достижения мягкого режима установления колебаний в рабочем диапазоне частот и в требуемом интервале температур. К таковым относятся: выбор величины R_{ap} минимальной, но достаточной для подавления внеполосных колебаний; создание СВЧ-цепи с минимальной величиной реактивного сопротивления X_4 , включенного последовательно с корпусированным диодом; введение регулировки тока питания в диапазоне перестройки частоты; в частности, в соответствии с рис. 43, уменьшение I_0 вблизи низкочастотной границы полосы перестройки частоты, так как при этом увеличивается диаметр импедансной окружности $Z_{de}(\omega, 0)$ при нулевой амплитуде СВЧ-тока и, следовательно, увеличивается область мягкого режима самовозбуждения.

Улучшение характеристик устойчивого включения рабочего режима в интервале температур может быть достигнуто ограничением скорости нарастания тока питания диода при его включении. В процессе нарастания тока от нуля до номинального значения диаметр импедансных окружностей $Z_{de}(\omega, 0)$ уменьшается и последовательно проходит ряд состояний (окружности 6, 5, 4), для которых частоты вблизи низкочастотной границы лежат в области мягкого режима самовозбуждения. Необходимо обеспечить такую скорость сжатия окружности $Z_{de}[\omega, I_0(t)]$ при увеличении $I_0(t)$, чтобы за время сжатия от положения 6 до положения 1 успели установиться колебания с частотой f_2 .

При настройке генераторов на ЛПД в нормальных климатических условиях можно моделировать работу при пониженных температурах путем увеличения тока питания диода по сравнению с номинальным значением. Этот метод позволяет экспериментально оценить работоспособность генератора в широком интервале температур.

2.2.3 Расчет и конструирование частотно стабилизированных диодных генераторов

Приведенные выше результаты, определяющие импедансные характеристики полупроводниковых структур диодов (глава 1), методы их включения в высокочастотные системы (2.1.2), характеристики СВЧ-систем генераторов различных типов (2.2.1) позволяют провести расчет и конструирование частотно стабилизированных генераторов с целью оптимизации их энергетических, стабилизационных и диапазонных характеристик. Основные этапы расчета и конструирования сводятся к следующему.

а) Выбор типа полупроводникового диода с учетом требуемых энергетических, спектральных и диапазонных характеристик генератора

Этот выбор целесообразно выполнить на основе известного опыта разработок полупроводниковых диодных генераторов миллиметрового диапазона волн. В таблице 4 представлены обобщенные результаты разработок генераторов на диодах различных типов: кремниевых и арсенид галлиевых ЛПД (однопролетных и двухпролетных), арсенид галлиевых и фосфидиндиевых диодов Ганна, диодов на медном и алмазном теплоотводах. Приведенные в таблице 4 данные относятся к 1998–2000 годам и являются усредняющими большого числа известных из литературы результатов ([В.1], [В.2]). В таблицу не включены рекордные результаты, достигнутые благодаря скрупулезной отработке в лабораторных условиях полупроводниковой структуры, теплоотвода, конструкции высокочастотной системы, не подтвержденные промышленным производством [42], [43].

В таблице 4 приняты обозначения: СПМАШ – спектральная плотность мощности амплитудного шума в полосе 1 Гц на расстоянии от несущей 10 кГц; СПМЧШ – спектральная плотность мощности частотного шума в полосе 1 Гц на расстоянии от несущей 10 кГц; Q_L – нагруженная добротность стабилизирующего резонатора; Si DD ЛПДм – кремниевый двухдрейфовый ЛПД на медном теплоотводе; Si DD ЛПДд – кремниевый двухдрейфовый ЛПД на алмазном теплоотводе; SD ЛПД – однодрейфовый ЛПД; GaAs ДГм – диод Ганна на арсениде галлия, на медном теплоотводе; InP ДГа – диод Ганна на фосфиде индия, на алмазном тепло-

отводе. Необходимо отметить, что таблица 4 ориентировочно отражает уровень техники конца 20 столетия. Развитие технологии, позволяющее создавать диоды со сложным профилем легирования, существенно увеличивает КПД ЛПД непрерывного действия миллиметрового диапазона волн [42], [43], [44], [45] и, несомненно, приведет к широкому промышленному внедрению высокоэффективных приборов. Необходимо также отметить работы по использованию широкозонных материалов для создания ЛПД со значительными мощностями. Так, согласно теоретическим расчетам [В.6] в результате решения ряда технологических проблем можно рассчитывать на создание эффективных ЛПД на основе нитрида галлия (GaN) с уровнем непрерывной мощности свыше 3 Вт на частоте 140 ГГц. Из сказанного следует, что в связи с быстрым развитием элементной полупроводниковой базы миллиметрового диапазона, данные таблицы 4 должны постоянно пополняться новыми достижениями по созданию эффективных диодных структур.

Таблица 4

Диапазон частот, ГГц	Мощность, мВт	Диапазон перестройки частоты, %	СПМШ, дБ/Гц/10кГц	СПМЧШ, дБ/Гц/10кГц $Q_L=1000$	КПД, %	Тип диода
30–60	800–500	>2–3	<–135	<–85	>5	Si DD ЛПДм
30–60	2000–1000	>2–3	–(145–150)	<–90	15–20	GaAs DD ЛПДа
30–60	>1000	>2–3	<–135	<–85	8–10	Si DD ЛПДа
30–60	300–200	>2–3	<–135	<–85	>5	Si SD ЛПДа
30–60	>100	>10	<–145	<–100	>3	GaAs ДГм
30–60	>300	>10	<–145	<–100	>10	InP ДГ
60–100	1000–500	>2–3	<–135	<–85	>8	Si DD ЛПДа
60–100	300–150	>2–3	<–135	<–85	>4	Si DDЛПДм
60–100	500–200	>2–3	<–145	<–90	>6	GaAs ЛПДа
60–100	>200	>10	<–145	<–105	>10	InP ДГа
100–140	>140				>2	Si DD ЛПДа
100–140	100–50				>2	InP ДГа
140–300	>10				>1	Si DD ЛПДа
140–200	>10				>1	InP ДГа

б) Оптимизация профиля легирования и геометрии полупроводниковых структур

Эта работа является первым шагом в разработке генератора в определенном диапазоне частот с заданными энергетическими и спектральными характеристиками. Оптимальный профиль легирования полупроводниковой структуры диода определяется на основе численного интегрирования системы уравнений, определяющих физические процессы в диоде данного класса (см. главу 1). Геометрия полупроводниковой структуры, а именно ее диаметр и продольные размеры высоколегированных областей определяются исходя из требований достижения максимальных энергетических характеристик при допустимом тепловом режиме. В качестве примера определения оптимальной геометрии полупроводниковой структуры рассмотрим решение этой задачи в диапазоне частот 30–80 ГГц для кремниевого однопролетного ЛПД. Расчеты проводились в следующем порядке:

- на основе численных расчетов определен оптимальный профиль легирования кремниевой однопролетной структуры ЛПД на частоте 35 ГГц и найдены зависимости погонного импеданса $z_d = -r_d + jx_d$ от амплитуды высокочастотного тока i_m и плотности тока питания J_0 ;
- для расчета характеристик диода в диапазоне частот использованы соотношения подобия, определяющие тепловое сопротивление диода и сопротивление растекания в широком диапазоне частот, а также приближенные соотношения подобия, определяющие частотные зависимости параметров структуры, напряжения лавинного пробоя, плотности тока питания, погонной мощности СВЧ, обоснованные численными расчетами ЛПД в диапа-

зоне 30–80 ГГц [46]. Учитывая практическую важность указанных соотношений подобия, приведем основные из них. Все геометрические размеры полупроводниковой структуры l_1 и l_2 на частотах f_1 и f_2 соответственно моделируются согласно соотношению:

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{f_1}{f_2}. \quad (71)$$

Концентрация примесей в области пролета:

$$N_2(f_2) = N_1(f_1) \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^{1,24} \quad (72)$$

Напряжение лавинного пробоя:

$$U_B(f_2) = U_B(f_1) \left(\frac{f_1}{f_2} \right)^{0,8}. \quad (73)$$

Плотность тока питания:

$$J_0(f_2) = J_0(f_1) \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^{1,24}. \quad (74)$$

Мощность СВЧ без учета потерь в сопротивлении растекания:

$$P_e(f_2) = P_e(f_1) \left(\frac{f_1}{f_2} \right)^{1,52}. \quad (75)$$

Тепловое сопротивление полупроводниковой структуры в непрерывном режиме [47]:

$$R_{T2}(f_2) = \left\{ (R_{TS1}(f_1)) \frac{f_2}{f_1} + R_{TL1}(f_1) \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^2 \right\} K_T, \quad (76)$$

где $R_{TS1}(f_1) = 1/(4\lambda_{T0} r_{pn1})$ – тепловое сопротивление растекания,

r_{pn1} – радиус p - n -перехода, на частоте f_1 ;

λ_{T0} – коэффициент теплопроводности материала теплоотводящего основания диода,

$R_{TL1}(f_1) = \sum_i \frac{1}{\pi r_{pn1}^2} \left(\frac{l_i}{\lambda_{Ti}} \right)$ – "продольное" тепловое сопротивление, K_T – коэффициент,

учитывающий степень технологического несовершенства, $K_T = 1 \dots 1,3$.

Омическое сопротивление растекания:

$$r_s = 0,11 \frac{\rho_s}{\delta_s} \operatorname{Re} \left[\operatorname{th} \frac{h_s}{\delta_s} (1 + j) \right] + \frac{\rho_s h_s}{\pi \delta_s d_{pn}} + r_c, \quad (77)$$

h_s – толщина подложки полупроводниковой структуры,

ρ_s – удельное сопротивление материала подложки,

$\delta_s = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu f \sigma_s}}$ – глубина скин-слоя в материале подложки,

r_c – омическое сопротивление монтажных элементов корпуса диода.

В соответствии с выполненными измерениями типовых металлокерамических корпусов в последующих расчетах принято в диапазоне частот 30–40 ГГц $r_c = 0,3–0,5$ Ом. При увеличении частоты принято, что $r_{c2}(f_2) \approx r_{c1}(f_1)(f_2/f_1)^{0,5}$. На основе численных расчетов импедансных и энергетических характеристик оптимизированных структур ЛПД в диапазоне 30–40 ГГц, при использовании соотношений (71–77) определены зависимости максимальной достижимой мощности от диаметра p - n -перехода $P_{d \max}(d_{pn})$ на фиксированных частотах f_i в диапазоне 30–80 ГГц при нагреве полупроводниковой структуры на 200°C – рис. 44. Соответствующие зависимости модуля отрицательного сопротивления от диаметра p - n -перехода и частоты приведены на рис. 45.

В этих расчетах принято $\rho_s = 3 \times 10^{-3}$ Ом \times см, $h_s(f_1) = 10$ мкм, $h_s/\delta_s = \text{const}$, применен медный теплоотвод. На основании приведенных расчетов определяются оптимальные диаметры полупроводниковой структуры Si SD ЛПДм, соответствующие наибольшим достижимым мощностям диода и режимы электрического питания диода в интервале частот 30–80 ГГц. Аналогичным путем оптимизация геометрии полупроводниковых структур производится разработчиками диодов всех других классов.

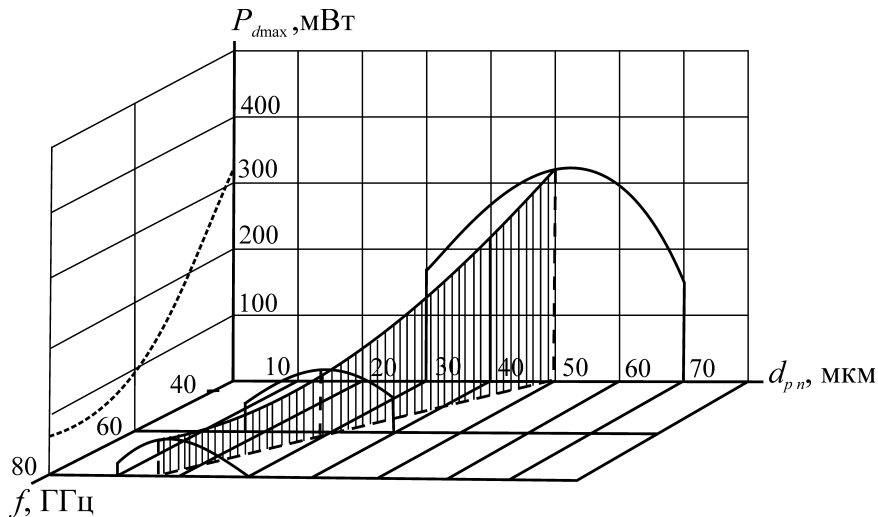


Рис. 44

Зависимость максимальной мощности кремниевого однопролетного ЛПД с профилем легирования $p^+ - n - n^+$ от диаметра $p - n$ -перехода d_{pn} в интервале частот 30–80 ГГц.

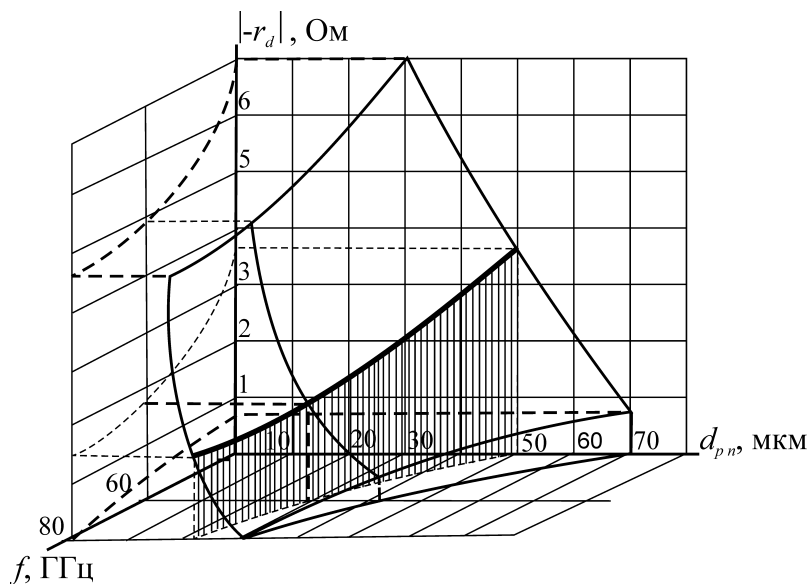


Рис. 45

Зависимость модуля отрицательного сопротивления кремниевого однопролетного ЛПД с профилем легирования $p^+ - n - n^+$ от диаметра $p - n$ -перехода d_{pn} в интервале частот 30–80 ГГц.

Жирная сплошная кривая соответствует выбору оптимальных диаметров d_{pn} в интервале частот 30–80 ГГц.

в) Определение параметров корпуса диода; включение диода в СВЧ-цепь

В соответствии с результатами 2.1.2 включение полупроводниковой структуры в СВЧ-цепь и согласование импедансов диода и полезной нагрузки требует выполнения трансформации, определяемой типом диода.

Для лавинно-пролетных диодов всех классов при работе в режиме максимальной мощности характерным является малая величина модуля отрицательного сопротивления, соизмеримая с потерями в высокочастотных цепях миллиметрового диапазона волн. В связи с этим наиболее эффективным решением в миллиметровом диапазоне является резонансная трансформация импеданса полупроводниковой структуры. Такая трансформация должна производиться в непосредственной близости от полупроводниковой структуры при использовании элементов с минимальными потерями. В широком диапазоне частот, практически до 140 ГГц, такая трансформация обеспечивается при использовании металлокерамических корпусов, монтажные элементы которых удовлетворяют требованиям согласования импедансов полупроводниковой структуры и нагрузки.

Это решение является общим для высокочастотных систем различных классов: полых волноводов и коаксиальных линий, микрополосковых линий, диэлектрических волноводов и т.п. На частотах, превышающих 140 ГГц, также необходима резонансная трансформация импеданса ЛПД. В этой области частот необходимо, однако, отказаться от керамики и применять диэлектрические втулки с малыми величинами диэлектрической проницаемости ϵ ; вместо индуктивных пластинок следует применять сетки и мембраны с малыми величинами индуктивности. Чрезвычайно интересным для коротковолновой части миллиметрового диапазона волн является решение, представленное в [48], в котором резонансная трансформация импеданса достигается при отсутствии диэлектрической втулки, за счет включения параллельно полупроводниковой структуре индуктивного входного сопротивления радиальной линии.

Полупроводниковые структуры диодов Ганна в пролетном режиме характеризуются сравнительно большой величиной модуля отрицательного сопротивления (2.1.2б), заметно превышающего сопротивление потерь СВЧ-цепи. Для таких диодов целесообразно применять трансформацию импедансов, корректирующую ход амплитудной зависимости импеданса на фиксированных частотах; такая трансформация значительно облегчает согласование с импедансом нагрузки при обеспечении высоких спектральных характеристик генератора.

г) Выбор схемы построения частотно стабилизированного генератора

Как следует из 2.2.1 в зависимости от положения резонатора в высокочастотной цепи реализуются различные величины КПД генератора при фиксированных значениях фиксирующей способности по частоте. Будем считать оптимальной такую схему генератора, для которой КПД принимает наибольшие значения при фиксированных величинах приведенной фиксирующей способности генератора $K_{\omega\omega_0}/Q_0(0)$.

Достигнутые результаты разработок частотно стабилизированных автогенераторов, использующих высокодобротные резонаторы для стабилизации частоты, приведены в таблице 5 [49, 52].

Теоретический анализ на основе соотношений, приведенных в 2.2.1, и опыт разработок частотно стабилизированных диодных генераторов миллиметрового диапазона волн позволяет сделать следующие выводы, важные для проектирования генераторов:

- При нерезонансном включении полупроводниковой структуры в СВЧ-цепь наиболее высокие энергетические, стабилизационные и диапазонные характеристики генератора реализуются при использовании схем с проходным стабилизирующим резонатором. Эти схемы наиболее целесообразны для построения генераторов на диодах Ганна. Применение диодов Ганна, работающих в пролетном режиме, как следует из 2.1.2б, требует создания корпуса диода с резонансной частотой существенно превышающей рабочую частоту, либо корпуса диода с коэффициентом трансформации близким к единице (см. 2.1.2).
- При резонансном включении полупроводниковой структуры в СВЧ-цепь наиболее высокие энергетические, диапазонные и стабилизационные характеристики обеспечиваются в схеме с отражающим резонатором в реактивной цепи. Для увеличения стабильности частоты необходимо применять схемы с минимально допустимым (из соображений умень-

шения энергетических потерь) коэффициентом трансформации импеданса полупроводниковой структуры (см. 2.2.1).

- Для подавления автоколебаний вне полосы частот стабилизирующего резонатора необходимо в СВЧ-схему вводить антипаразитное сопротивление. Величина этого сопротивления во всех схемах построения стабилизированных генераторов должна быть минимальной, но достаточной для подавления паразитных видов и возбуждения только рабочего стабильного вида колебаний (см. 2.2.1).
- Для обеспечения мягкого режима самовозбуждения следует выбрать параметры высокочастотной схемы так, чтобы импеданс полупроводниковой структуры в корпусе при нулевой амплитуде тока СВЧ находился внутри годографа частотной зависимости импеданса резонансной нагрузки, приведенной к клеммам диода (см. 2.2.2).

Таблица 5

Модель, фирма, страна	4726H Hughes, USA	4726H Hughes, USA	UAM31110-2 ГП НИИ "Орион" Украина	UAM311110-4 ГП НИИ "Орион" Украина	UAM31148-2 ГП НИИ "Орион" Украина	UAM3114060-4 ГП НИИ "Орион" Украина
Тип диода	ДГ GaAs	ДГ GaAs	ДГ GaAs	ДГ GaAs	Si ЛПД SD	Si ЛПД DD
Диапазон частот, ГГц	26,5–40	60–72	30–40	78–94	30–40	40–60
Мощность, мВт	20–50	20	100	20	50	250
Температурная нестабильность частоты, МГц/°С	-0,7	-1,0	-0,15	-1,0	-0,1	-0,2
Частотные шумы, дБ/Гц/10 ⁴	-100	-80	<-105	-90	-90	-85
Амплитудные шумы, дБ/Гц/10 ⁴	–	–	-145	-140	-135	-135
Интервал температур	0...+60	0...+60	-60...+70	-50...+50	-60...+70	-50...+60
Масса, г	400	220	200	140	20	130
Объем, см ³	–	–	70	68	3	50
Тип стабилизирующего резонатора	Цилиндр. TE_{011}	Цилиндр. TE_{011}	Цилиндр. TE_{011}	Цилиндр. TE_{011}	Цилиндр. TE_{111}	Цилиндр. TE_{011}
Примечания	Основная частота	Основная частота	Основная частота	Вторая гармоника	Основная частота	Основная частота

2.2.4 Результаты экспериментальных исследований и разработок диодных генераторов со стабилизацией частоты высокочастотными резонаторами

Данный класс полупроводниковых приборов является основным при построении малогабаритных частотно стабилизированных источников в диапазоне частот до 200–250 ГГц. Основные разработки выполнены на основе волноводных конструкций с объемными резонаторами. В области более низких частот ($f < 60$ ГГц для GaAs ДГ и $f < 100$ ГГц для InP ДГ) в основном применяются резонаторы, настроенные на основную частоту автоколебаний. В области частот, превышающих 100–150 ГГц создание высокочастотных объемных резонаторов значительно затруднено из-за их малых размеров, повышенных требований к точностям изготовления и к качеству обработки поверхности. В связи с этим в коротковолновой части миллиметрового диапазона создание источников рассматриваемого класса базируется на построении генераторов гармоник при настройке стабилизирующего резонатора на основную частоту (см. глава 3). Находят применение также квазиоптические резонаторные системы для стабилизации основной частоты автоколебаний. Такие генераторы характеризуются более сложной конструкцией, большими габаритами и критичностью к внешним воздействиям. По-видимому, это объясняет ограниченную область их применения.

Широко применяемые в сантиметровом диапазоне автогенераторы в гибридно-интегральном исполнении с диэлектрическими резонаторами (ДР) обеспечивают значитель-

ное уменьшение массогабаритных характеристик приборов. Добротность диэлектрических резонаторов, однако, значительно уменьшается в миллиметровом диапазоне. В связи с этим в этом диапазоне планарные конструкции диодных автогенераторов с диэлектрическими резонаторами для стабилизации частоты находят применение в основном в длинноволновой его части и в схемах генераторов гармоник при настройке резонатора на основную частоту. Приборы данного класса создаются в непрерывном и в импульсном режимах работы. Ниже рассматриваются особенности построения приборов непрерывного действия и достижимые их характеристики.

Прежде чем анализировать результаты выполненных разработок и исследований определим соотношения подобия для рассматриваемого класса генераторов. Эти соотношения позволяют оценить теоретически достижимые характеристики стабильности в широком частотном диапазоне.

Нестабильность выходных параметров автогенератора, рабочая частота которого близка к резонансной стабилизирующего резонатора, при различных малых воздействиях (малые изменения тока питания I_0 , температуры полупроводника θ , модуля и фазы коэффициента отражения от нагрузки и т.п.) в рамках метода эквивалентной линеаризации определяется соотношениями, приведенными в 2.1.1, 2.1.3. Нестабильность частоты и амплитуды выходного сигнала автогенератора обратно пропорциональны величинам фиксирующих способностей по частоте $K_\omega = T_2 \sin(\psi_2 - \psi_1)$ и по амплитуде сигнала $K_i = T_1 \sin(\psi_2 - \psi_1)$ соответственно. При одновременных малых и медленных (по сравнению с частотой автоколебаний) вариациях тока питания на ΔI_0 и температуры полупроводника на $\Delta \theta$ нестабильности частоты и амплитуды тока выходного сигнала определяются выражениями:

$$\delta \omega_{ml\theta} = \frac{\delta I_0 T_3 \sin(\psi_3 - \psi_1) - \delta \theta T_4 \sin(\psi_1 - \psi_4)}{T_2 \sin(\psi_2 - \psi_1)}, \quad (78a)$$

$$\frac{\delta i_{ml\theta}}{i_{m0}} = \frac{\delta \theta T_4 \sin(\psi_2 - \psi_4) + \delta I_0 T_3 \sin(\psi_2 - \psi_3)}{T_1 \sin(\psi_2 - \psi_1)}. \quad (78б)$$

Из (78) следует, что изменение температуры полупроводника может быть скомпенсировано соответствующим изменением тока питания диода, в результате чего будет достигнута высокая стабильность частоты. Такой режим, так называемой токовой стабилизации, используется при создании импульсных генераторов в автономном и синхронном режимах.

При использовании высокодобротных стабилизирующих резонаторов можно считать, что величина T_2 пропорциональна добротности резонатора Q_0 и, в частности, на частоте резонанса ω_0 для генератора со стабилизирующим резонатором в реактивной цепи (см. 2.2.1а)

можно записать $T_2 = \frac{2R_0 Q_0(R_0)}{(R_0 + W_0)^2 \omega_0} W_0$, где R_0 – резонансное сопротивление стабилизирующего

резонатора, измеренное в волноводной секции генератора; Q_0 – собственная добротность стабилизирующего резонатора, W_0 – волновое сопротивление выходного волновода. Для других известных схем стабилизированных генераторов величина $T_2 = Q_0(R_0)/\omega_0 \times F(R_0)$, где $F(R_0)$ – функция R_0 . Величина R_0 характеризует связь резонатора с волноводной линией, в которой установлен диод, $K = R_0/W_0$; величина $Q_0(R_0)$ зависит от связи резонатора с волноводной линией, уменьшаясь при увеличении K т.е. при увеличении связи резонатора с волноводом (см. [33], 2.2.1).

Важнейшей характеристикой, определяющей стабильность частоты автогенератора, является величина спектральной плотности мощности фазового шума (см. глава 1.2.6)

$$W_{\text{фс}}(F) = \frac{(P_{Fs})_{2\Delta F}}{P_{0s} \Delta F} = \frac{W_{ml}(F)}{F^2 \Delta F} \left[\frac{T_3}{T_2} \left| \frac{\sin(\psi_3 - \psi_1)}{\sin(\psi_2 - \psi_1)} \right| \right]^2. \quad (79)$$

Здесь $(P_{Fs})_{2\Delta F}$ – мощность двух боковых составляющих спектрального распределения на расстояниях F от несущей частоты; P_{0s} – мощность на несущей частоте; ΔF – полоса пропус-

кания селективного измерителя спектрального распределения мощности. Выражение (79) получено для крыльев спектрального распределения, на отстройках от несущей, превышающих ширину спектральной линии и для частоты флуктуаций тока $F \ll f$; $W_{ml}(F) = 0,5(\delta I_m/I_0)^2$ – спектральное распределение относительной мощности амплитудных флуктуаций тока питания диода (см. 2.6).

Представляют интерес соотношения подобия, определяющие стабильность частоты автоколебаний и фазовый шум автогенератора в диапазоне частот f_1 – f_2 . При выводе этих соотношений примем упрощающие допущения:

- сопротивление потерь в резонаторе $r_r \sim (f)^{0,5}$ и при этом добротность резонатора и его резонансное сопротивление обратно пропорциональны $(f)^{0,5}$, т.е. $Q_0 \sim (f_2/f_1)^{-0,5}$, $R_0 \sim (f_2/f_1)^{-0,5}$;
- в диапазоне частот f_1 – f_2 условия согласования импедансов диода и СВЧ-нагрузки не изменяются, т.е. параметры T_1 , T_3 , ψ_3, ψ_1 , характеризующие чувствительность импеданса диода к вариациям тока питания и флуктуациям амплитуды сигнала, не зависят от частоты, а также остается неизменным резонансное сопротивление стабилизирующего резонатора R_0 ;
- условие постоянства R_0 при увеличении частоты достигается увеличением связи резонатора с волноводной линией и частотным моделированием всех других геометрических размеров резонатора; это приводит согласно рисунку 35 к дополнительному уменьшению добротности резонатора приблизительно пропорциональному $(f_2/f_1)^{0,25}$.

С учетом приведенных допущений получим:

модуляционная (токовая) нестабильность частоты

$$[\Delta\omega/\delta I_0]_2/[\Delta\omega/\delta I_0]_1 \sim (\omega_2/\omega_1)^{1,75}; \quad (80a)$$

спектральная плотность мощности фазового шума

$$[W_{\varphi s}]_2/[W_{\varphi s}]_1 \sim (\omega_2/\omega_1)^{3,5}. \quad (80b)$$

Соотношения (80) позволяют оценить достижимые характеристики стабильности частоты диодных автогенераторов со стабилизирующими резонаторами.

Наиболее высокие результаты по стабилизации частоты в диапазоне 33–36 ГГц достигнуты при использовании автогенераторов с объемным резонатором на основе GaAs диодов Ганна [49], [50], [51]. Эти генераторы собраны по схеме с проходным цилиндрическим резонатором 1, возбуждаемом на основной частоте, на волне типа TE_{011} и диодом 2 установленным совместно с антипаразитной нагрузкой 3 в коаксиальной линии 4; резонатор 1 связан с волноводом вывода мощности 5 щелью связи – рис. 46 [49, 50]. Анализ показывает, что такая схема является оптимальной для ДГ в пролетном режиме при малых реактивных параметрах корпуса диода. При уровне мощности 100 мВт, в диапазоне плавной механической перестройки частоты $\Delta f = 1000$ МГц спектральная плотность мощности фазового шума $W_{\varphi s} \approx -110$ дБ/Гц при отстройке от несущей $F = 10$ кГц. Частотное моделирование таких генераторов позволяет рассчитывать на достижение в области 60 ГГц величин $W_{\varphi s} \leq -102$ дБ/Гц при $F = 10$ кГц. Создание более высокочастотных автогенераторов на диодах Ганна требует перехода на другие полупроводниковые материалы (прежде всего InP), либо построения генератора гармоник со стабилизацией на основной частоте. С учетом [B1] можно считать, что диоды Ганна на основе InP в диапазоне частот до 150 ГГц характеризуются мерами шума такими же как и GaAs диоды в области более низких частот. Предполагая это, на основе частотного моделирования характеристик автогенераторов приведенных в [49, 50] можно оценить возможный фазовый шум автогенератора на InP ДГ со стабилизацией резонатором на основной частоте в области 90–140 ГГц, а именно $W_{\varphi s} \leq -95,5$ дБ/Гц на частоте $f \approx 100$ ГГц, $W_{\varphi s} \leq -90$ дБ/Гц на частоте $f \approx 150$ ГГц.

Применение ЛПД в частотно стабилизированных генераторах миллиметрового диапазона позволяет значительно увеличить уровень выходной мощности. Однако, в режиме максимальной мощности, уровень шума генераторов на ЛПД (ГЛПД) на 10–15 дБ выше, чем в оптимизированных генераторах на ДГ. Шумовые характеристики ГЛПД могут быть существ-

венно улучшены и приближены к характеристикам ГДГ, при работе в недонапряженном режиме, с уменьшенным током питания и, соответственно, уменьшенным уровнем мощности генератора. Максимальная частотная стабильность и соответственно минимальные фазовые шумы ГЛПД достигаются при оптимизации схемы построения генератора. При резонансной трансформации импеданса полупроводниковой структуры оптимальная схема реализуется при установке резонатора 1 в реактивной цепи волноводной секции стандартного сечения 4, на расстоянии примерно $\Lambda/2$ (половины длины волны в волноводе) от оси диода 2; постоянный ток питания диода I_0 подводится при помощи центрального штыря 5 к коаксиальной линии 6; в коаксиальной линии установлена антипаразитная нагрузка 7, положение которой регулируется в процессе настройки; между резонатором и диодом на расстоянии $\Lambda/4$ от диода устанавливается регулируемое антипаразитное сопротивление 3 (рис. 47). Величина антипаразитного сопротивления в процессе настройки генератора выбирается минимальной, но достаточной для подавления паразитных колебаний и установления мягкого режима самовозбуждения.

В таблице 6 приведены основные характеристики известных частотно стабилизированных автогенераторов диапазона ММВ на ДГ и ЛПД.

Таблица 6

№ п/п	№ рисунка	Тип диода	Диапазон частот, ГГц	Мощность, Вт	Интервал температур, °С	Нестабильность частоты, МГц/°С	СПМФШ, дБ/Гц/(F кГц)	Масса, г	Фирма страна	Ист. инф.
1	46	ДГ GaAs	33-36	0,1	-50...+50	0,1	-105...-110/10	200	"Орион", Украина; "Светлана", Россия	49, 51
2	47	ЛПД Si,SD	33-36	0,1	-60...+70	0,16	-85/10	50	"Орион", Украина	49
3	47	ЛПД Si,DD	33-36	0,5	-50...+50	0,1	-90/10	200	"Орион", Украина	49
4	47	ДГ GaAs	26,5-40	0,2	0...+60	0,15	-120/1000	226	Millitech, USA	52
5	47	ДГ GaAs	40-60	0,1	0...+60	0,2	-120/1000	170	Millitech, USA	52
6	47	ЛПД GaAs	94	0,27	-	-	-82/100	-	Tech.Univ., Munchen	53

Значительный фазовый шум генераторов, параметры которых приведены в строках 4, 5 возможно поясняется неоптимальностью схемы их построения, а также настройкой, направленной на достижение максимальной мощности, а не частотной стабильности. Значительная средняя мощность генератора 3 обусловлена применением двухпролетного кремниевого ЛПД с оптимальной резонансной трансформацией его импеданса при использовании монтажных элементов корпуса диода. Высокая частотная стабильность этого генератора обеспечена применением стабилизирующего резонатора цилиндрической формы, возбуждаемого на волне типа TE_{011} , включенного в оптимальную схему, рисунок 46. В генераторе, параметры которого приведены в столбце 2 с целью уменьшения размеров и массы применен цилиндрический резонатор на волне основного типа TE_{111} . В варианте без перестройки частоты масса этого прибора равна 20 г, а его объем 3 см³.

В строке 6 таблицы 1 показана возможность существенного уменьшения фазовых шумов генераторов на GaAs ЛПД при тщательной отработке параметров полупроводниковой структуры на основе молекулярно-лучевой эпитаксии. При увеличении добротности стабилизирующего резонатора до $Q=3500$ (что соответствует частотному моделированию резонатора, примененного в столбце 1, при фиксированном значении R_0) фазовый шум генератора при отстройке 10 кГц от несущей составил бы $W_{\varphi s} \approx -93$ дБ. Эта величина близка к приведенной выше оценке минимального шума, достижимого в GaAs ГДГ на частоте 94 ГГц. Пред-

ставляет интерес возможность существенного снижения уровня фазового шума при использовании ридовских структур GaAs ЛПД с профилем легирования $p^{++}-n^{+}-n-n^{++}$ [54]. В этой работе показано, что режим максимального КПД соответствует условию достижения минимальных фазовых шумов. На частоте 30 ГГц получена выходная мощность 300 мВт при КПД более 20% и фазовом шуме $W_{\text{фс}}$ лучше -88 дБ/Гц/100кГц. Этот результат получен в волноводной секции с поршнем без высокочастотного резонатора.

Описанные в литературе частотно стабилизированные диодные автогенераторы на основной частоте в ММ-диапазоне с резонаторами для стабилизации частоты выполнены с использованием полых волноводно-резонаторных узлов. Практически не описаны планарные конструкции диодных генераторов со стабилизацией частоты резонаторами. Причиной этому является существенное снижение добротности ДР в диапазоне ММВ, что делает их неконкурентоспособными с объемными стабилизирующими резонаторами*). В то же время создание диодных автогенераторов на основе планарных линий передачи представляет значительный интерес не только в связи со снижением стоимости, но также в связи с возможностью значительного расширения диапазонных характеристик генераторов. Такое расширение диапазонности обусловлено уменьшением реактивных параметров четырехполосника включения диода в планарную линию. В волноводных системах эти реактивности значительны и ограничивают диапазонные характеристики автогенератора (см. 2.1.4). В связи со сказанным представляет практический интерес создание конструкции диодного генератора, в которой диод установлен в микрополосковой линии, а стабилизация частоты обеспечивается объемным резонатором, связанным с этой линией.

Достижение максимальной частотной стабильности при фиксированном КПД генератора исключает конструктивные решения, которые вносят дополнительные омические потери в резонатор, снижающие его собственную добротность. В частности, следует избегать установку активных элементов внутри объема высокочастотного резонатора. Это решение применяется во всех высокостабильных генераторах.

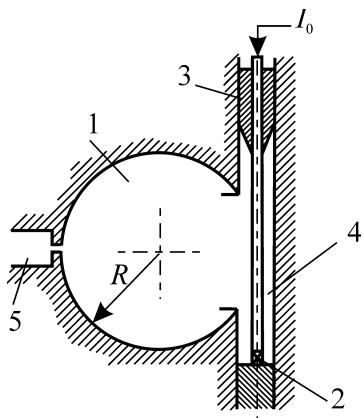


Рис. 46

Конструктивная схема частотно-стабилизированного генератора на ДГ со стабилизирующим цилиндрическим резонатором проходного типа на волне типа TE_{011} .

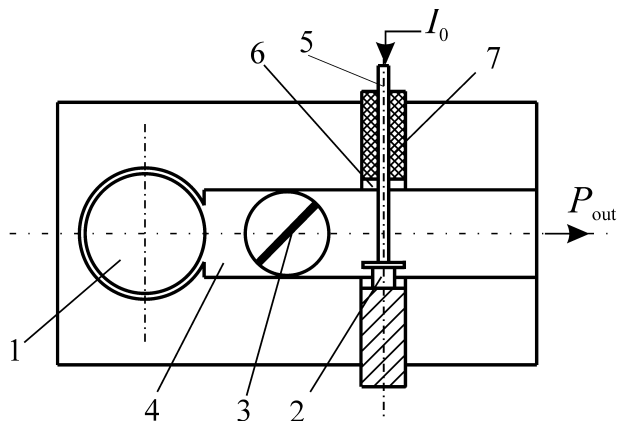


Рис. 47

Конструктивная схема частотно-стабилизированного генератора на ЛПД со стабилизирующим резонатором на волне типа TE_{111} , установленным в реактивной цепи волноводной секции.

* В [55] рассматривается возможность стабилизации InP ГДГ на частоте 94 ГГц с использованием ДР в волноводе. Добротность резонатора 660, $W_{\text{фс}} = -60$ дБ/Гц/10кГц. Эти параметры значительно хуже, чем для генераторов с объемными резонаторами.

2.3 Диодные генераторы с электронной перестройкой частоты

Построение полупроводниковых генераторов миллиметрового диапазона с электронной перестройкой частоты представляет значительный интерес для многих применений. Достаточно отметить такие направления, как создание систем с линейной частотной модуляцией в радиолокации, создание портативной измерительной аппаратуры для определения амплитудно-частотных характеристик активных и пассивных четырехполюсников, построение помехоустойчивых систем радиоэлектронного вооружения.

Методы построения диодных генераторов с электронным управлением частотой развивались в течение многих лет, фактически со времени создания активных полупроводниковых диодов миллиметрового диапазона волн. Необходимо сразу отметить два основных направления в построении таких источников электромагнитных колебаний. Первое направление – это диодные генераторы с широким диапазоном перестройки частоты без введения каких-либо методов для снижения частотных шумов и стабилизации частоты при фиксированных значениях управляющих напряжений. Второе направление – это диодные генераторы с электронной перестройкой стабильной частоты сигнала, отличающегося низким уровнем частотного шума. Приборы второго направления могут быть выполнены как с плавной электронной перестройкой частоты, так и с электронным переключением дискретных стабильных частот. Приборы с переключением стабильных частот могут создаваться как на основе малогабаритных однодиодных генераторов, представляющих значительный интерес при сравнительно небольшом числе переключений, так и при использовании синтезаторов частот, позволяющих существенно увеличить количество переключаемых дискретных частот.

В этом разделе рассмотрены приборы с одним активным диодом (ЛПД и диодом Ганна) при плавной перестройке частоты и переключении стабильных частот.

Известны различные пути создания полупроводниковых генераторов с плавной перестройкой частоты.

При использовании ЛПД наиболее простой способ основан на изменении тока питания диода I_0 . В приборах этого класса частота лавинного резонанса пропорциональна, при прочих равных условиях, $(I_0)^{0,5}$ [7], что приводит при изменении I_0 к смещению вдоль оси частот амплитудно-частотных характеристик импеданса полупроводниковой структуры и к соответствующему изменению частоты автоколебаний. Реализуемый диапазон перестройки частоты составляет 15–20%. Существенным недостатком этих приборов является значительное изменение выходной мощности в полосе перестройки частоты и, конечно, малая частотная стабильность. Одним из наиболее интересных генераторов с токовой перестройкой частоты является генератор в области частот 100–200 ГГц, работающий на гармониках основной частоты автоколебаний [56]. На третьей гармонике основной частоты автоколебаний, в полосе частот 120–150 ГГц уровень мощности изменяется на 30 дВ. В этой работе однопролетная полупроводниковая структура с профилем легирования $p^+ - n - n^+$ устанавливалась на медном теплоотводе в волноводе прямоугольного сечения с уменьшенной высотой; ширина волновода выбиралась так, что на низкой частоте полосы перестройки длина волны в волноводе в 2 раза больше длины волны в воздухе. Применялся бескорпусной монтаж диода при использовании кварцевой опоры и золотой пластинки. Данный метод перестройки не обеспечивает стабильности частоты и малых частотных шумов генератора. В то же время конструкция предельно проста и генераторы этого класса применимы для грубых измерений в достаточно широком интервале частот.

В течение многих лет, с 70-х годов XX века, значительное внимание уделялось созданию диодных генераторов с магнитной перестройкой частоты [57], [58], [59], [60]. Приборы этого класса представляют несомненный интерес для построения широкодиапазонной радиоаппаратуры, к которой не предъявляются жесткие требования к скорости перестройки частоты. К такой аппаратуре относятся, например, малогабаритные спектроанализаторы СВЧ,

приборы для контроля параметров микроволновых передающих устройств, для анализа электромагнитной обстановки в широком частотном диапазоне.

Наиболее широкое применение из приборов рассматриваемого класса получили генераторы на диодах Ганна, частота которых перестраивается ферритами в управляемом внешнем магнитном поле. При введении в схему генератора сферы из железо-иттриевого граната (ЖИГ-сферы) в качестве основного резонатора, определяющего частоту автоколебаний, может быть реализован широкий диапазон магнитной перестройки частоты, перекрывающий, как правило, рабочий диапазон частот стандартного волновода. Важной для многих применений особенностью характеристик перестройки частоты у таких генераторов является ее линейность, при которой отклонения от линейного закона зависимости частоты от величины напряженности внешнего магнитного поля $H=NI_0/l_g$, (т.е. тока I_0 в управляющем электромагните) не превышают 0,1%. В приведенном соотношении N – число витков соленоида, создающего управляющее магнитное поле, l_g – величина зазора между полюсными наконечниками. Частота автоколебаний определяется частотой ω_H однородной прецессии ЖИГ-резонатора, которая задается внешним магнитостатическим полем: $\omega_H=\gamma(H+H_a)$; H_a – внутреннее поле анизотропии для ЖИГ-сферы. ЖИГ-материал, имеет пренебрежимо малую анизотропию, при которой H_a не превышает десятков эрстед и, таким образом, коэффициент перекрытия резонансных частот ЖИГ-сферы определяется отношением магнитных полей в диапазоне перестройки. При построении СВЧ-цепи диодного генератора ЖИГ-сферу следует рассматривать, как резонатор, определяющий частоту автоколебания. Поэтому и выбор метода включения ЖИГ-сферы в высокочастотную цепь может базироваться на результатах анализа СВЧ-цепей частотно стабилизированных генераторов с высокодобротными резонаторами (2.2.1). Так, при построении генератора на диоде Ганна для достижения максимального КПД при заданной стабильности, наиболее целесообразно применить схему с проходным резонатором. Таким резонатором может явиться ЖИГ-сфера. Именно на этих принципах построены широкодиапазонные генераторы на диодах Ганна с магнитной перестройкой [59], [60]. ЖИГ-резонатор в этих работах связан с диодом Ганна и с линией вывода мощности витками связи и является проходным резонатором в СВЧ-цепи генератора. Собственная добротность ЖИГ-резонатора в диапазоне частот меньших 60 ГГц $Q_0 \approx 8000$.

По данным [60], для достижения максимальных энергетических параметров генератора в диапазоне перестройки и расширения диапазона в область высоких частот необходимо создавать цепи связи резонатора с минимальными потерями. Так, при использовании диода Ганна на основе GaAs, установленного в камере минимального объема совместно с ЖИГ-сферой и элементами связи, обеспечивающими связь с диодом и полезной нагрузкой – согласованным волноводом (3,4×7,2 мм), реализована перестройка частоты во всем частотном диапазоне волновода, т.е. 26–37,5 ГГц, при изменении мощности в диапазоне не более 4 дБ. Конечно, при разработке генераторов с магнитной перестройкой ЖИГ-резонаторами должны быть учтены все требования по обеспечению одночастотности, мягкого режима самовозбуждения, рассмотренные в 2.1. Максимальные частоты генераторов с ЖИГ сферами и ДГ на основе арсенида галлия составляют 50–60 ГГц (по оценкам [60]). Можно полагать, что применение диодов Ганна на фосфиде индия позволит расширить диапазон перестройки в область более высоких частот.

Ферритовый материал может применяться и не как основной резонатор СВЧ-цепи генератора, а как элемент, перестраиваемый магнитным полем и возмущающим поле электродинамической структуры генератора. Такие варианты применения ЖИГ были рассмотрены в [61] для построения генераторов на ЛПД с магнитной перестройкой частоты. Достижимые полосы перестройки частоты составляют 3-5% в генераторах волноводного типа и до 10% в генераторах на микрополосках.

Генераторы с перестройкой частоты изменением величины магнитного поля характеризуются малой скоростью перестройки. Это связано со значительной индуктивностью управляющего электромагнита. Увеличение скорости перестройки реализуется только в узком диа-

пазоне частот при введении специальной обмотки электромагнита с малым числом витков, обеспечивающей незначительный коэффициент перекрытия рабочего диапазона.

Наибольшее распространение получили в настоящее время диодные генераторы с перестройкой частоты при использовании варакторных диодов, включенных в СВЧ-цепь. Приборы этого класса решают задачи плавной широкодиапазонной перестройки, стабильных частот и переключения дискретных стабильных частот. Их построение возможно на основе ЛПД и ДГ при использовании линий СВЧ различных типов и практически во всем диапазоне миллиметровых волн. В связи с этим приборы этого класса далее рассмотрены более детально.

2.3.1 Генераторы на ДГ и на ЛПД с варакторной перестройкой частоты

а) Основные характеристики варакторных диодов

Рассмотрим, прежде всего, основные характеристики варакторных диодов. Варактор – это полупроводниковый нелинейный конденсатор, емкость которого управляется приложенным к нему напряжением. Конструкция варакторного диода предусматривает достижение минимальных потерь в рабочем диапазоне частот. В основе работы варакторного диода лежат явления в области p - n -перехода полупроводниковой структуры диода. Свойство p - n -перехода изменять величину емкости диода при изменении внешнего напряжения связано с наличием объемного заряда в области p - n -перехода. При напряжении на диоде, отпирающем p - n -переход, возникает емкость, обусловленная диффузией неосновных носителей в области p и n полупроводника, – диффузионная емкость. Величина диффузионной емкости значительно больше барьерной емкости p - n -перехода, возникающей при напряжении на диоде, запирающем переход. Диффузионная емкость характеризуется рядом особенностей, ограничивающих область ее применения. К этим особенностям следует отнести сильную зависимость емкости от частоты и температуры, низкую добротность и высокий уровень собственных шумов. Барьерная емкость лишена этих недостатков и поэтому в качестве варакторов используют только диоды при обратном управляющем напряжении, запирающем переход, когда проявляется только барьерная емкость. Зависимость величины барьерной емкости C_b варактора от приложенного напряжения U зависит от профиля легирования полупроводниковой структуры [62].

Для резкого p - n -перехода с профилем легирования $p^+ - p - n - n^+$ и с концентрацией акцепторных и донорных примесей N_a, N_d соответственно

$$C_b = 0,83 \times 10^{-4} S \sqrt{\frac{\varepsilon N_a N_d}{(N_a + N_d)(-U + \varphi_c)}}. \quad (81)$$

Для полупроводниковых структур с профилем легирования $p^+ - n - n^+$ при $N_a \gg N_d$

$$C_b = 0,83 \times 10^{-4} S \sqrt{\frac{\varepsilon N_d}{(-U + \varphi_c)}}. \quad (82)$$

Для полупроводниковых структур с линейным распределением примесей вдоль оси x , при $N(x) = a(x - x_0)$

$$C_b = 0,47 \times 10^{-3} S \sqrt[3]{\frac{\varepsilon^2 a}{-U + \varphi_c}}. \quad (83)$$

В формулах (81)-(83) φ_c – контактная разность потенциала (высота потенциального барьера p - n -перехода), S – площадь p - n -перехода, a – градиент изменения концентрации примесных атомов вдоль оси полупроводниковой структуры диода, ε – относительная диэлектрическая проницаемость среды. Величины, входящие в формулы (81)-(82), имеют следующие размерности: C_b [пФ], S [см²], U, φ_c [В], N_a, N_d [см⁻³], a [см⁻⁴]

Вывод формул (81-83) базируется на применении понятия дифференциальной емкости перехода $C = \frac{dQ}{dU}$, определяющей связь между зарядом Q и напряжением U на границах области пространственного заряда. Приведенные соотношения для определения C_b справедли-

вы лишь в том случае, если можно пренебречь запаздыванием заряда относительно напряжения. Анализ показывает, что время установления равновесия между электрическим полем и подвижными зарядами в p - n -переходе определяется максвелловским временем $\tau_M = \epsilon_a \rho$, где $\epsilon_a = \epsilon_0 \epsilon$ – абсолютная величина диэлектрической проницаемости полупроводника, ρ – удельное сопротивление полупроводника, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума (в системе СИ $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ Ф/м). При выполнении варакторных диодов на основе кремния со структурой $p^+ - n - n^+$ и применении соотношений частотного подобия (см. 71, 72) для определения концентрации примесей и удельного сопротивления полупроводника в диапазоне частот можно показать, что максвелловская частота $f_M = 1/\tau_M$ превосходит частоты миллиметрового диапазона волн более чем на порядок. Для варакторных диодов на основе GaAs и Ge это соотношение еще больше возрастает. Таким образом, приведенные соотношения для определения C_b применимы во всем миллиметровом диапазоне волн.

Для определения работоспособности варакторного диода в различных СВЧ-цепях необходимо рассмотреть полную эквивалентную схему его полупроводниковой структуры. Такая схема бескорпусного варактора, использующего возможность управления барьерной емкостью при изменении напряжения на диоде, приведена на рис. 48.

На этом рисунке r_{dp} – сопротивление перехода, включенное параллельно барьерной емкости C_b , зависящее от приложенного напряжения; r_b – сопротивление областей p -, n -полупроводника вне области пространственного заряда, зависящее от приложенного напряжения; r_s – омическое сопротивление высоколегированных областей структуры (подложки); r_c – сопротивление контактов и монтажных элементов полупроводниковой структуры. В области высоких частот, на СВЧ и, особенно в миллиметровом диапазоне выполняется неравенство $r_{dp} \gg (\omega C_b)^{-1}$ и поэтому можно не учитывать шунтирующее сопротивление r_{dp} . Эквивалентная схема полупроводниковой структуры варактора представляется при этом последовательным соединением барьерной емкости и омического сопротивления $r_{\Sigma} = r_b + r_s + r_c$. Сопротивление растекания r_s и сопротивление контактов r_c определяются так же, как и для ЛПД – см. 2.1.2а, 2.2.3. Для резкого p - n -перехода с равномерным распределением примесей N_a, N_d в областях p, n соответственно

$$r_b = \frac{\rho_p [l_p - \delta_p(U)]}{S} + \frac{\rho_n [l_n - \delta_n(U)]}{S}, \quad (84)$$

где l_p и l_n – протяженности p - и n -областей полупроводниковой структуры, $\delta_p(U)$ и $\delta_n(U)$ – границы области пространственного заряда p - n перехода: $\delta_p = \delta \frac{N_d}{N_a + N_d}$, $\delta_n = \delta \frac{N_a}{N_a + N_d}$,

$$\delta = \sqrt{\frac{2 \epsilon \epsilon_0}{q} \frac{N_a + N_d}{N_a N_d} (\phi_c - U)}$$

– полная толщина резкого p - n -перехода.

Величина r_b возрастает при уменьшении управляющего напряжения и $r_{b \max}$ достигается при $U=0$. В ряде случаев построения генераторов с электронной перестройкой частоты это обстоятельство ограничивает нижний предел изменения управляющего напряжения.

При разработке генераторов с электронной перестройкой принципиально важным является учет температурной зависимости барьерной емкости варакторного диода. Эта зависимость должна учитываться при разработке схемы генераторов со стабильными частотными

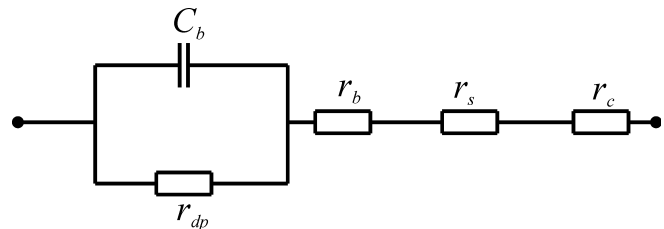


Рис. 48

Эквивалентная схема варакторного диода.

C_b - барьерная емкость, r_s - сопротивление растекания,

r_c - сопротивление контактов,

r_{dp} - сопротивление p - n перехода, r_b - сопротивление областей p -, n -полупроводниковой структуры вне области пространственного заряда.

характеристиками с целью компенсации температурных изменений C_b . Для резкого p - n перехода температурный коэффициент C_b

$$\Lambda = \frac{1}{C_b} \frac{\partial C_b}{\partial T} = 0,5 \left[\xi - \frac{\varphi_c}{-U + \varphi_c} \zeta \right],$$

где $\xi = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T}$ – температурный коэффициент ε , $\zeta = \frac{1}{\varphi_c} \frac{\partial \varphi_c}{\partial T}$ – температурный коэффициент

контактной разности потенциалов φ_c . При повышении температуры ε увеличивается, а φ_c уменьшается, т.е. $\xi > 0$, а $\zeta < 0$; следовательно, $\Lambda > 0$. Согласно экспериментальным данным для кремния, германия и арсенида галлия $\xi \leq 2 \times 10^{-4} \text{ 1/}^\circ\text{C}$. В соответствии с теоретическими расчетами [62] $\zeta \approx -3 \times 10^{-3} \text{ 1/}^\circ\text{C}$ – для германия, $\zeta \approx -1,6 \times 10^{-3} \text{ 1/}^\circ\text{C}$ – для кремния, $\zeta \approx -1,1 \text{ 1/}^\circ\text{C}$ – для арсенида галлия. Из приведенных соотношений и оценок величин ξ , ζ следует, что при малых обратных напряжениях $|U|$ основной причиной зависимости барьерной емкости от температуры является зависимость высоты потенциального барьера от температуры. При увеличении запирающего напряжения уменьшается влияние температурной зависимости φ_c и соответственно уменьшается Λ . При обратных напряжениях $|-U| > 10 \text{ В}$ зависимость C_b от температуры определяется в основном температурной зависимостью ε .

Задачи корпусирования варакторных диодов в миллиметровом диапазоне волн и включения диодов в высокочастотные цепи решаются с учетом требований к диапазонным и энергетическим характеристикам диодных генераторов с электронной перестройкой частоты.

б) Широкополосные нестабилизированные генераторы с варакторной перестройкой частоты

Диодные генераторы с варакторной перестройкой частоты характеризуются высокой скоростью перестройки, возможностью построения приборов с минимальными габаритами и весами, реализацией широкополосных систем с диапазоном перестройки частоты в миллиметровом диапазоне свыше 20–30%.

Искусство построения широкополосных диодных генераторов с электронной перестройкой частоты в значительной мере состоит в определении способа включения варакторного диода в СВЧ-цепь, при котором наиболее полно реализуется интервал изменения барьерной емкости для достижения максимального диапазона перестройки. При этом принципиально важно устранение паразитных колебательных контуров в СВЧ-цепи, приводящих к уменьшению диапазонных характеристик и к скачкам частоты в полосе перестройки. Рассмотрим наиболее распространенные схемы построения диодных генераторов с варакторной перестройкой частоты.

На рис. 49а приведена конструкция генератора с включением активного диода и варактора в разных сечениях линии передачи. Соответствующая эквивалентная схема для этой конструкции приведена на рис. 49б. Активный диод 1 с отрицательной проводимостью – G_d и эквивалентной емкостью C_d в корпусе с параметрами L_3 , C_3 , совместно с индуктивным штырем 3 и фильтром 5 в цепи питания установлен в сечении волновода a - b ; варакторный диод 2 с параметрами $C_b(U)$, $r_V^\Sigma(U)$ в корпусе с параметрами L_4 , C_4 совместно с индуктивным штырем 3 и фильтром 5 установлен в сечении волновода c - d . Индуктивные штыри в волноводе замещаются на эквивалентной схеме рис. 49б шестиполосниками с реактивными параметрами C_1 , L_1 (для активного диода) и C_2 , L_2 (для варактора). Один торец волновода замкнут поршнем 4, а второй торец подключен к согласованной нагрузке. Между сечениями, в которых установлены варакторный и активный диоды включен отрезок линии длиной l_1 . Можно показать, что когда резонансные частоты активного и варакторного диодов в корпусах значительно выше рабочей частоты, наибольшая полоса перестройки частоты достигается при $l_1 \approx 0$. Это означает, что наиболее диапазонными характеристиками перестройки обладают генераторы, у которых активный и варакторный диоды (бескорпусные, либо в корпусах с ми-

нимальными реактивными параметрами, при которых $\omega_0 \gg \omega$) расположены в одной поперечной плоскости волновода.

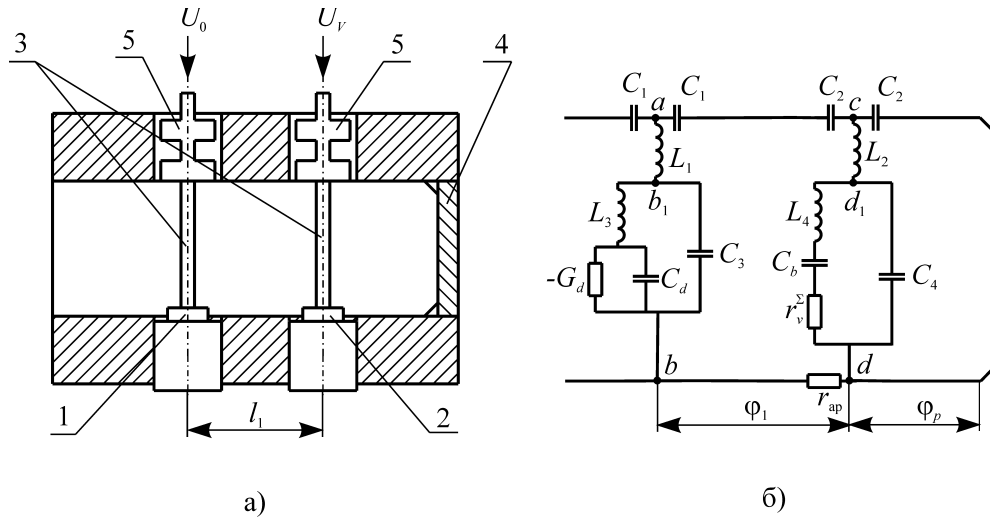


Рис. 49

а) Конструкция диодного генераторного модуля с варакторной перестройкой;

1 - активный диод, 2 - варактор.

б) Эквивалентная схема диодного генераторного модуля с варакторной перестройкой.

Рассмотрим более детально генераторы, выполненные в соответствии с рис. 49б на диодах в корпусах, удовлетворяющих условиям резонансной трансформации импедансов (см. 2.1.2). В качестве активных элементов в этом случае могут быть рассмотрены как ЛПД, так и диоды Ганна. Фазовое расстояние между диодами на средней частоте диапазона перестройки примем $\phi_1 = 2\pi l_1 / \Lambda = \pi$ (Λ – длина волны в волноводе). В рассматриваемом случае в схему рис. 49б необходимо включить также антипаразитное сопротивление r_{ap} , обеспечивающее подавление паразитных автоколебаний вне полосы частот колебательного контура варактора. Можно видеть, что принцип работы данной схемы тот же, что и для стабилизированного генератора с резонансным контуром в реактивной цепи. Импеданс СВЧ-нагрузки на клеммах b_1-b эквивалентного активного диода при допустимом для рассматриваемой схемы предположении о малости реактивных сопротивлений $X_c = (\omega C_{1,2})^{-1}$ по сравнению с W_0 определяется выражением:

$$Z'_{b,b}(\omega) = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\Gamma_{ap} + Z'_r}{1 + Z'_r} \right) e^{-j2\phi_1} + 1 \right] + jX'_1, \quad (85)$$

где $Z'_r = \frac{Z'_V + jX'_2}{1 + r'_{ap}}$; $\Gamma_{ap} = \frac{r'_{ap} - 1}{r'_{ap} + 1}$; $Z'_V = \frac{Z_V}{W_0} = R'_{0V} \cos \psi_r e^{j\psi_r}$; при $\psi_r = \text{arctg} \left[Q_{0V} \left(\frac{\omega}{\omega_{0V}} - \frac{\omega_{0V}}{\omega} \right) \right]$;

Z_V – импеданс резонансного контура варакторного диода, R_{0V} , Q_{0V} , ω_{0V} – резонансное сопротивление, добротность и резонансная частота резонансного контура варактора соответственно. Так же, как и в частотно стабилизированных генераторах с высокодобротными резонато-

рами, при $X'_{1,2} = \frac{X_{1,2}}{W_0} = \frac{\omega L_{1,2}}{W_0} \ll 1$, импедансная окружность практически совпадает с окруж-

ностями постоянных КПД нагрузки и диода. В соответствии с выполненными расчетами в рассматриваемой схеме достижимы значительные полосы перестройки частоты при малых изменениях выходной мощности. Так, на рис. 50 приведены результаты расчета полосы электронной перестройки на уровне -1 дБ для генератора на кремниевом ЛПД со структурой p^+n-n^+ , оптимизированной для работы в 8-мм диапазоне, в зависимости от $X'_{1,2}$. Расчеты, выполненные для генератора на диоде Ганна с резонансной трансформацией импеданса, показывают возможность расширения полосы электронной перестройки до 15% при $X'_{1,2} < 0,05$.

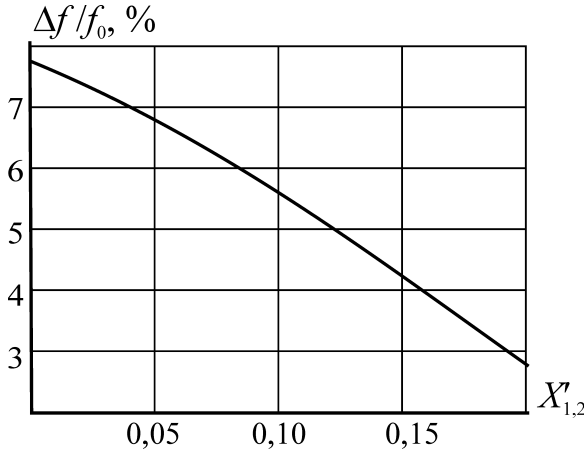


Рис. 50

Расчетная зависимость диапазона электронной перестройки частоты от величины приведенного индуктивного сопротивления штыря ввода питающего и управляющего напряжений.

проводниковых структур активного диода и варактора на основе гибридно-интегральной или монокристаллической интегральной технологии. На рис. 51 приведена конструкция генератора, в которой диод Ганна 1 и варактор 2 смонтированы последовательно с общим индуктивным штырем 3 в одном поперечном сечении волновода 4; электрическое питание диода Ганна и варактора производится при помощи поперечного проводника 5, проходящего через боковую стенку волновода и соединенного с индуктивным штырем; управляющее напряжение U_V к варакторному диоду подводится при помощи проводника 5 и фильтра 6. В одном торце волноводной секции установлен поршень, а другой торец подключен к согласованной нагрузке. В общем случае данную конструкцию можно представить как волноводно-коаксиальное сочленение, в котором в центральном проводнике коаксиальной линии установлены и последовательно включены диод Ганна и варактор. Эквивалентная схема такой конструкции генератора может быть представлена рис. 52. Как показано в 2.1.6, коэффициент трансформации n зависит от геометрических размеров волноводной секции и от положения оси коаксиала Δ по отношению к оси волновода. Таким образом, при использовании бескорпусных варакторных диодов рассматриваемая конструкция сводится к эквивалентной схеме в виде

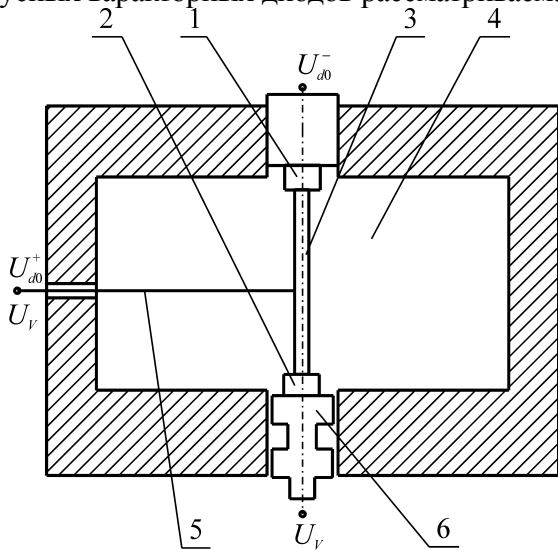


Рис. 51

Конструкция генераторного модуля с установкой системы активный диод-варактор в одном сечении волноводной секции.

Аналогичное расширение полосы электронной перестройки частоты можно получить при использовании двухпролетных кремниевых ЛПД в недонапряженном режиме, т.е. при амплитуде СВЧ-тока, меньшем оптимального значения, при котором заметно увеличивается модуль отрицательного сопротивления полупроводниковой структуры и соответственно снижается добротность диода.

Рассмотрим пути построения генераторов с наибольшей шириной диапазона электронной перестройки частоты при расположении активного и варакторного диодов в одной плоскости линии передачи ($I_1=0$, рис. 51). Этот принцип построения широкодиапазонных генераторов с электронной перестройкой может быть реализован как в волноводных конструкциях, так и при создании интегральных сборок полу-

проводниковых структур активного диода и варактора на основе гибридно-интегральной или монокристаллической интегральной технологии. На рис. 51 приведена конструкция генератора, в которой диод Ганна 1 и варактор 2 смонтированы последовательно с общим индуктивным штырем 3 в одном поперечном сечении волновода 4; электрическое питание диода Ганна и варактора производится при помощи поперечного проводника 5, проходящего через боковую стенку волновода и соединенного с индуктивным штырем; управляющее напряжение U_V к варакторному диоду подводится при помощи проводника 5 и фильтра 6. В одном торце волноводной секции установлен поршень, а другой торец подключен к согласованной нагрузке. В общем случае данную конструкцию можно представить как волноводно-коаксиальное сочленение, в котором в центральном проводнике коаксиальной линии установлены и последовательно включены диод Ганна и варактор. Эквивалентная схема такой конструкции генератора может быть представлена рис. 52. Как показано в 2.1.6, коэффициент трансформации n зависит от геометрических размеров волноводной секции и от положения оси коаксиала Δ по отношению к оси волновода. Таким образом, при использовании бескорпусных варакторных диодов рассматриваемая конструкция сводится к эквивалентной схеме в виде последовательного контура с активным сопротивлением $R_e^\Sigma = -R_{de}(\omega, i_m) + r_{\Sigma V}^\Sigma(U_V) + (W_0/n^2)$ и реактивным сопротивлением $X_e^\Sigma = X_{de}(\omega, i_m) + x_V(U_V) + \omega L_e$ (L_e – эквивалентная индуктивность отрезка центрального проводника коаксиала и монтажных элементов, связывающих диод Ганна и варактор). $r_{\Sigma V}^\Sigma$ – эквивалентное сопротивление потерь в цепи варактора; R_{de} , X_{de} характеризуют активную и реактивную составляющие импеданса диода Ганна в корпусе (см. 2.1.26). Выбор геометрии, конструкции и параметров диодов производится с учетом следующих основных требований:

- на средней частоте диапазона электронной перестройки ω_0 и промежуточном значении управляющего напряжения на варакторном диоде U_{V0} выполняется условие последовательного резонанса $X_e^\Sigma(\omega_0, U_{V0})=0$;
- положение оси коаксиальной линии Δ относи-

тельно оси волновода выбирается так, что $R_e^{\Sigma}(\omega_0, i_{m0}) = 0$ в области средней частоты диапазона ω_0 при амплитуде тока близкой к оптимальному значению i_{m0} , при котором выходная мощность максимальна.

Расчеты показывают, что при использовании диода Ганна в корпусе, корректирующем его импедансные характеристики (см. 2.1.2б), смещении оси коаксиала на величину $\Delta=3$ мм относительно оси волновода стандартного сечения $3,4 \times 7,2$ мм, применении кремниевого варакторного диода в корпусе с резонансной частотой $\omega_{0p} \gg \omega_0$ и с коэффициентом перекрытия $K=4$ в 8-миллиметровом диапазоне волн реализуется полоса перестройки частоты свыше 18% при вариациях мощности меньших 3 дБ.

Значительный интерес представляют схемы широкодиапазонных генераторов, использующих интегральные сборки полупроводниковых структур диодов на основе интегральной технологии. Реактивный элемент, связывающий полупроводниковые структуры активного диода и варактора является фактически сосредоточенным элементом; эквивалентная схема замещения соответствует последовательному резонансу в СВЧ-цепи, частота которого управляется напряжением на варакторном диоде. Достижимые полосы перестройки частоты в миллиметровом диапазоне волн превышают 20–25% [63], [64]. Так, в [63] описан генератор на диоде Ганна, выполненный по указанному методу, с диапазоном варакторной перестройки 29–36 ГГц. Интегральная сборка диода Ганна и варактора связывается с волноводом при помощи индуктивного штыря, проходящего через широкую стенку. Аналогичный результат достигнут в микрополосковом генераторе на ЛПД [64], в котором последовательное соединение диодов выполнено в гибридно-интегральном исполнении в микрополосковой конструкции. Для увеличения энергетических параметров ЛПД и уменьшения флуктуаций угла пролета применена полупроводниковая структура $n^+ - p - p^+$. Как показано в [65] этот тип диода имеет более узкую зону лавины по сравнению с обычной $p^+ - n - n^+$ кремниевой структурой с идентичным профилем легирования. Последовательный резонанс в высокочастотной цепи достигается, как и в [63], включением реактивных элементов с сосредоточенными параметрами. При вариациях мощности 2,5 дБ полоса перестройки частоты превышает 17%.

Включение варакторного диода непосредственно в резонансный контур высокочастотной цепи генератора обеспечивает широкий диапазон электронной перестройки частоты, однако, существенно ухудшает энергетические характеристики генератора, особенно в области низких частот, когда последовательно с активным диодом включается наибольшая величина омического сопротивления варактора. Практически интересным является частичное включение варактора в высокочастотную цепь при использовании дополнительной емкости, последовательно включенной с варактором. При таком частичном включении можно осуществить перестройку диодного генератора в сравнительно узкой полосе частот при минимальных энергетических потерях. Так, например, в генераторе на ЛПД с резонансным корпусом диода (см. 2.1.2а) при частичном включении варактора параллельно корпусированному ЛПД обеспечивается перестройка частоты в пределах 3–4% при потерях мощности меньших 0,5 дБ. Такое решение позволяет в ряде случаев отказаться от механической настройки резонансной частоты корпусированного ЛПД (при перемещении диода вдоль его оси), что особенно целесообразно при построении генераторов в гибридно-интегральном исполнении.

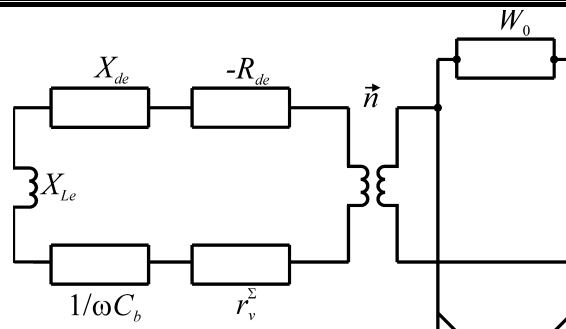


Рис. 52

Эквивалентная схема генераторного модуля волноводно-коаксиальной конструкции с включением диода Ганна и варактора в коаксиальной линии.

в) Частотно стабилизированные генераторы с варакторной перестройкой частоты

Построение частотно стабилизированных генераторов с электронной перестройкой частоты основано на применении высокочастотных стабилизирующих резонаторов, собственная частота которых управляется при помощи регулируемой емкости варакторного диода. В связи с этим определение характеристик варакторной перестройки объемных резонаторов представляет несомненный практический интерес. Известные методы расчета характеристик перестройки таких резонаторов основаны на замещении электродинамической структуры системой связанных контуров [66], [67]. Такой подход не всегда обоснован и дает лишь качественное описание явлений, не учитывая особенностей реальной волноводно-резонаторной системы. В данном разделе приводятся результаты рассмотрения варакторной перестройки частоты объемных резонаторов на основе электродинамической модели, учитывающей геометрию реальных неоднородностей и волноводных сочленений [68]

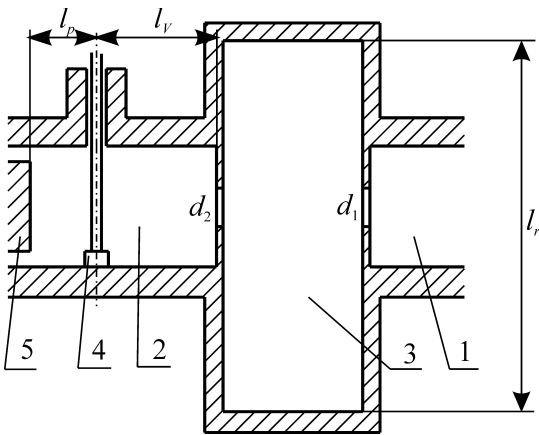


Рис. 53

Конструкция перестраиваемого варактором объемного резонатора.

Рассматриваемая конструкция волноводно-резонаторной цепи представлена на рис. 53. Резонатор 3 связан с волноводами 1, 2 отверстиями связи с диаметрами d_1 и d_2 соответственно; варактор помещен на расстоянии l_V от резонатора; на расстоянии l_p от варактора помещен короткозамыкающий поршень 5. В соответствии с [69] рассматриваются два вида связи в зависимости от ориентации касательного электрического поля на отверстии: а) поперечное по отношению к оси резонатора; в этом случае длина резонатора $l_r = (2k-1)\Lambda_{03}/2$, где Λ_{03} — резонансная длина волны в волноводе резонатора, $k=1, 2, 3$; б) продольное; в этом случае $l_r = k\Lambda_{03}$. Такое рассмотрение охватывает практически все конструкции, в которых связь резонатора с волноводом осуществляется через отверстия в боковой стенке резонатора

или в его торце. Указанные варианты сочленений представляются эквивалентными схемами, в которых реактивность связи X_i ($i=1,2$) включается параллельно для связи по типу а) — рис. 54а и последовательно для связи по типу б) — рис. 54б в волновод резонатора. Эквивалентная схема резонатора, связанного с волноводами отверстиями связи в его торцах, аналогична рис. 54б. Разработанный в этом разделе метод расчета сочленений резонатора с волноводами позволяет применить известные эквивалентные реактивные параметры щелевых связей между различными типами волноводов и волноводные функции распределения полей в регулярных волноводах, что значительно упрощает анализ. На рис. 54 клеммы 1-1 и 2-2 совпадают с торцевыми поверхностями прямоугольных волноводов 1 и 2 соответственно; Z_{Ve} — импеданс варакторной секции, приведенный к клеммам 2-2; n_i — коэффициенты трансформации идеальных трансформаторов; K — инвертор импедансов, ведущий себя на всех частотах подобно четвертьволновому отрезку линии с волновым сопротивлением K т.е. инвертор преобразует нагрузку Z_a , подключенную со стороны клемм а-а в нагрузку Z_b со стороны клемм б-б по соотношению: $Z_b = K^2/Z_a$. Необходимые для расчетов параметры эквивалентных схем сведены в таблице 7.

В таблице 7 приняты обозначения: a_v, b_v — размеры широкой и узкой стенок прямоугольных волноводов 1, 2, 3 соответственно ($v = 1, 2, 3$); R — радиус резонатора круглого сечения; Λ_3 — длина волны в волноводе резонатора; M_i — коэффициент поляризуемости i -го отверстия связи; λ — длина волны в свободном пространстве; Z_0 — волновое сопротивление свободного пространства; W_3 — волновое сопротивление волновода резонатора, определяемое через отношение эквивалентных величин напряжения и тока; $m=2k-1, n=2k$. Коэффициенты

поляризуемости для круглых отверстий связи вычисляются по формуле: $M_i=d^3/6$ с учетом поправок для отверстий больших размеров и отверстий конечной толщины [70].

Таблица 7

Параметр	Прямоугольный резонатор, рис. 54а волна H_{10m}	Прямоугольный резонатор, рис. 54б волна H_{10n}	Цилиндрический резонатор рис. 54а волна H_{11m}	Цилиндрический резонатор рис. 54а волна H_{01m}	Цилиндрический резонатор рис. 54б волна H_{01m}
X_i/W_3	$-\frac{1}{\pi} \frac{a_3^3 b_3}{\Lambda_3 M_i}$	$4\pi \frac{M_i}{\Lambda_3 a_3 b_3}$	$-14,2 \frac{R^4}{\Lambda_3 M_i}$	$-4,2 \frac{R^4}{\Lambda_3 M_i}$	$0,24 \frac{M_i}{\Lambda_3 R^2}$
n_i	$\frac{a_3}{a_i}$	$\frac{a_3}{a_i}$	$7,37 \frac{R}{a_i}$	$2,1 \frac{R}{a_i}$	$7,95 \frac{R}{a_i}$
K/W_3	$2 \frac{a_3}{\Lambda_3}$	-	$2 \frac{R}{\Lambda_3}$	$2 \frac{R}{\Lambda_3}$	-
W_3/Z_0	$\frac{\pi b_3 \Lambda_3}{2a_3 \lambda}$	$\frac{\pi b_3 \Lambda_3}{2a_3 \lambda}$	$1,3 \frac{\Lambda_3}{\lambda}$	$1,5\pi \frac{\Lambda_3}{\lambda}$	$1,3 \frac{\Lambda_3}{\lambda}$

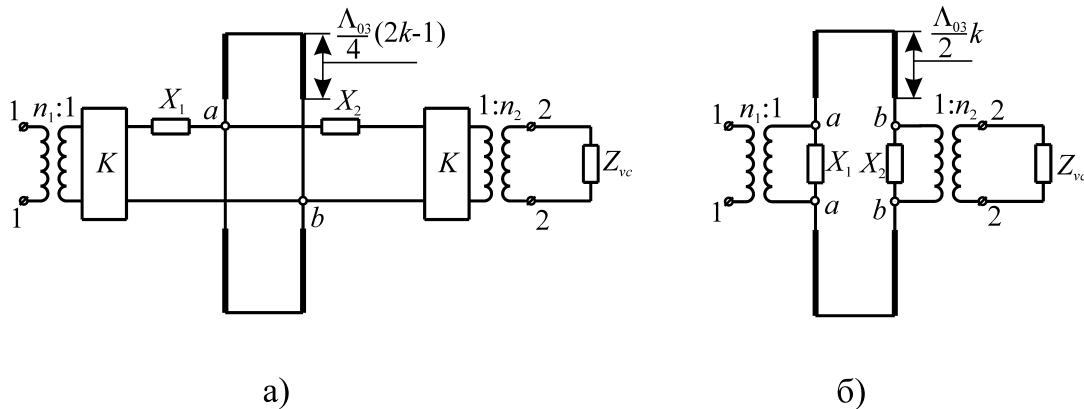


Рис. 54

Параллельная (а) и последовательная (б) схемы включения варактора в резонатор.

Представленные на рис. 54 схемы резонаторов, связанных с варакторной цепью, характеризуются двумя резонансными частотами: верхней ω_+ и нижней ω_- , определяемых в известной теории связанных контуров кривыми Вина. При рассмотрении характеристик электронной перестройки эквивалентного (совместно с варакторной секцией) резонатора схемы, приведенные на рис. 54а, б, преобразуются к виду, представленному на рис. 55а,б соответственно. Здесь входная проводимость Y_r и входной импеданс Z_r короткозамкнутого отрезка волновода резонатора на клеммах а-б (рис. 55а,б) представлены параллельными и последовательными контурами соответственно, причем:

$$Y_r = b/Q_0 + jb (\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega), Z_r = x/Q_0 + jx (\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega),$$

где $b = \frac{(2k-1)\pi}{4W_3} \left(\frac{\Lambda_{03}}{\lambda}\right)^2$; $x = \frac{k\pi W_3}{2} \left(\frac{\Lambda_{03}}{\lambda}\right)^2$; $\Lambda_{03} = \Lambda_3(\omega_0)$, $\lambda_0 = \lambda(\omega_0)$.

Значения собственной добротности Q_0 и резонансной частоты ω_0 невозмущенного резонатора ($d_1=d_2=0$) определяются по известным соотношениям для резонаторов заданной геометрии [70]. В дальнейших расчетах резонатор характеризуется собственной добротностью Q_0 , резонансной частотой ω_0 и коэффициентами связи β_1 (при $d_2=0$) и β_2 (при $d_1=0$) с волноводами 1 и 2 соответственно, причем $\beta_i = R_i/W_i$, где W_i – волновое сопротивление прямоугольного волновода i ($i=1,2$); $R_i = Q_0 \frac{n_i^2}{2} \left(\frac{K}{X_i}\right) \frac{1}{b}$ – для схемы на рис. 54а, $R_i = Q_0 \frac{n_i^2 X_i^2}{2x}$ –

для схемы на рис. 54б. эквивалентная схема включения варактора в корпусе в волноводную секцию принята такой же, как и в 2.3.1, рис. 48.

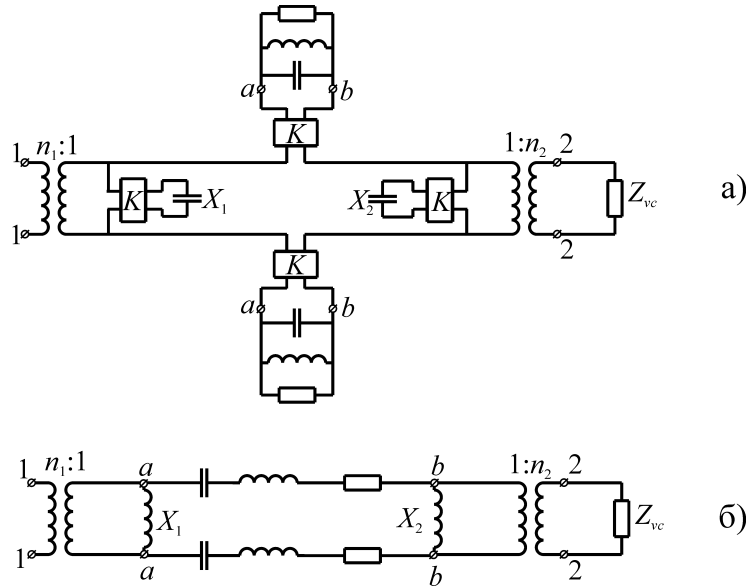


Рис. 55

Преобразованные параллельная а) и последовательная б) эквивалентные схемы.

В последующих расчетах не учитывается зависимость активного сопротивления варакторного диода от напряжения на варакторе. Качество варактора характеризуется постоянной времени $\tau_v = r_v^2 C_v(0)$. В расчетах приняты типичные для кремниевых варакторов величины: $K_C = C_v(0)/C_v(U_{vmax}) = 6$; $\varphi_c = 0,6$ В. Основные результаты численных расчетов, приводимых ниже, относятся к случаю нерезонансного включения варактора в его корпусе; фазовое расстояние между варактором и поршнем $\varphi_{p0}^{\pm} = 2\pi l_p / \Lambda_2 \approx \pi/2$. Варакторная перестройка резонатора характеризуется относительной шириной полосы перестройки $\Delta\omega_{\pm}/\omega_0$, минимальными и максимальными величинами собственной добротности Q_{\pm}^{\min} , Q_{\pm}^{\max} и резонансного сопротивления R_{\pm}^{\min} , R_{\pm}^{\max} . Здесь и в дальнейшем индексы "+" и "-" относятся соответственно к двум частотам Вина. При работе на частоте ω_+ реализуется линейризация перестройки частоты известными методами. Поэтому в дальнейшем результаты расчетов приведены только для частоты ω_+ .

1. Влияние величины связи резонатора с варактором.

При уменьшении величины связи β_2 расстояние между частотами ω_+ и ω_- уменьшается при одновременном увеличении критичности настройки; вариации собственной добротности, а также резонансного сопротивления возрастают. На рис. 56 показано изменение $\Delta\omega_{\pm}/\omega_0$ в зависимости от β_2 при $Q_0^{\min}/Q_0 = 0,5$ без учета (кривая 1) и с учетом (кривая 2) зависимости собственной добротности от величины связи β_2 (см. 2.2, рис. 35). Можно видеть, что в реальных системах имеется оптимальная связь, при которой полоса перестройки максимальна.

2. Влияние собственной добротности резонатора.

Зависимости минимальной в полосе собственной добротности эквивалентного резонатора от полосы перестройки для различных величин Q_0 представлены на рис. 57. Можно видеть, что выбор собственной добротности резонатора при конструировании генератора необходимо производить с учетом требуемой полосы перестройки. При увеличении полосы перестройки целесообразно применение меньших по габаритам резонаторов с меньшими величинами собственной добротности Q_0 .

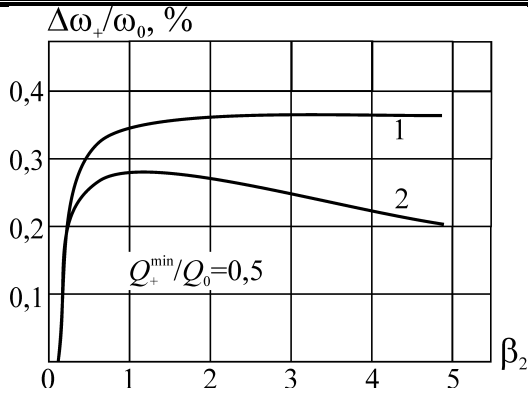


Рис. 56
Зависимость нормированной полосы электронной перестройки от величины связи β_2 без учета (кривая 1) и с учетом (кривая 2) зависимости $Q_0(\beta_2)$ при $Q_+^{\min}/Q_0 = \text{const}$; $W_2 = 360 \text{ Ом}$.

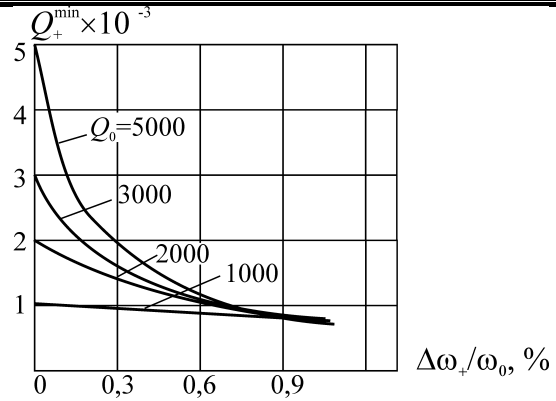


Рис. 57
Зависимость нормированной минимальной в полосе перестройки собственной добротности эквивалентного резонатора от нормированной полосы $\Delta\omega_+/\omega_0$ при $W_2 = 360 \text{ Ом}$; $\tau_v = 1,5 \times 10^{-12} \text{ с}$.

3. Влияние волнового сопротивления варакторной секции.

Увеличение волнового сопротивления W_2 при величинах Q_+^{\min}/Q_0 , R_+^{\min}/R_0 , превышающих некоторые фиксированные значения приводит к увеличению полосы перестройки и к уменьшению вариаций $Q_+^{\max} - Q_+^{\min}$, $R_+^{\max} - R_+^{\min}$ в полосе (рис. 58).

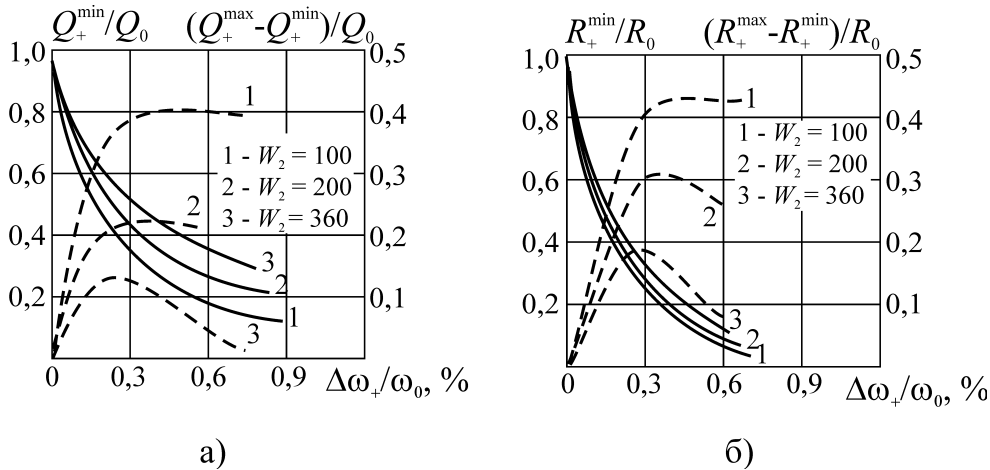


Рис. 58
Зависимость нормированных минимальных в полосе перестройки величин собственной добротности (а) и резонансного сопротивления (б) эквивалентного резонатора (сплошные кривые) и вариаций этих величин от нормированной полосы $\Delta\omega_+/\omega_0$ (пунктир) при $W_2 = 100 \text{ Ом}$ (кривая 1), 200 Ом (кривая 2), 360 Ом (кривая 3).

4. Влияние параметров варактора и схемы его включения.

На рис. 59 представлены зависимости Q_+^{\min}/Q_0 для различных значений постоянной времени τ_v варактора. Можно видеть, что всегда целесообразно использование варакторов с минимальной величиной τ_v . Расчеты показывают, что влияние величин реактивностей, обусловленных наличием штыря в волноводе, а также индуктивности корпуса варактора несущественно при нерезонансном варакторе.

5. Линейность перестройки частоты.

В связи с нелинейной зависимостью $C_V(U)$ характеристики перестройки эквивалентного резонатора $\omega_+(U)$ также нелинейны. При работе на частоте ω_+ нелинейная зависимость резонансной частоты может быть скомпенсирована [66]. Пути линейризации следующие:

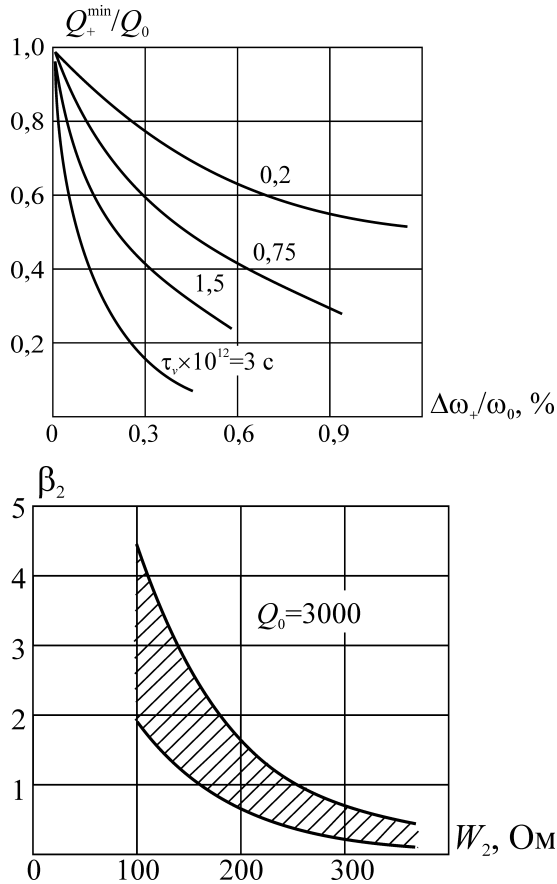


Рис. 59

Зависимость нормированной минимальной в полосе перестройки собственной добротности эквивалентного резонатора от нормированной полосы $\Delta\omega_+/\omega_0$ при $\beta_2=3$, $W_2=360$ Ом, для различных значений постоянной времени варактора τ_v .

- Выбор определенной зависимости $\beta_2(W_2)$, при которой возможна компенсация нелинейности закона изменения емкости варактора. В качестве иллюстрации на рис. 60 приведена область параметров на плоскости (β_2, W_2) , в которой возможна линейаризация в полосе частот $\Delta\omega_+/\omega_0=0,4\%$ (заштрихованная область).
- Создание резонансного включения варактора в корпусе с частотой резонанса $\omega_{0V}(U)$, что приводит к появлению двух резонансных частот ω_V^\pm в характеристике импеданса варакторной секции на клеммах 2-2. При работе на частоте $\omega_+ > \omega_V^+ > \omega_{0V}$ возможна дополнительная линейаризация функции $\omega_+(U)$. На рис. 61а представлены характеристики перестройки $\Delta\omega_+(U)/\omega_0$

Рис. 60

Область, в которой возможна линейаризация перестройки.

для случая, когда дополнительный резонансный контур образован параметрами монтажа варактора в корпусе. Рис. 61б иллюстрирует возможность линейаризации перестройки когда резонанс в цепи варактора создан применением короткозамыкающего поршня. Из расчетов следует, что критичность настройки системы на линейность возрастает при увеличении добротности Q_k дополнительного резонансного контура варакторной цепи.

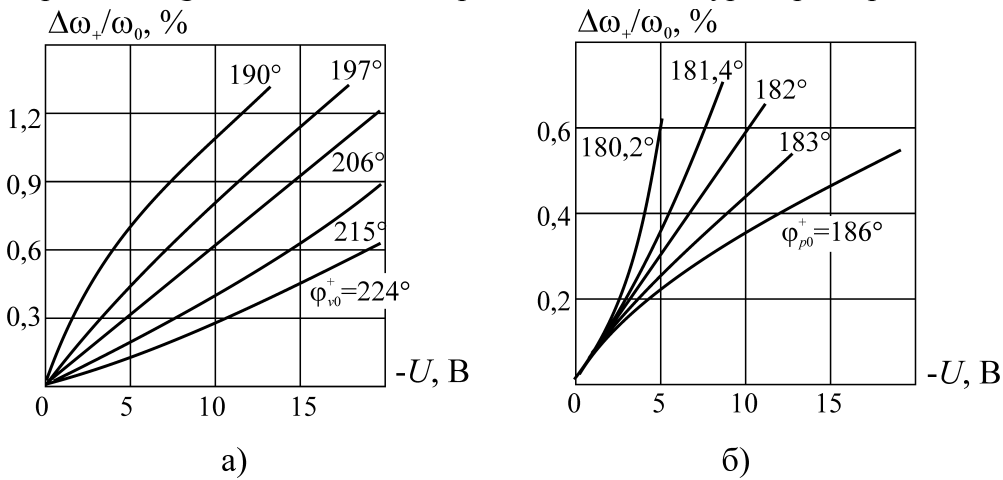


Рис. 61

Зависимость нормированной полосы перестройки от напряжения смещения варактора при включении его в дополнительный резонансный контур, созданный параметрами монтажа варактора (а) и применением короткозамыкающего поршня (б); $Q_k=40-60$ (а); $Q_k=950$ (б); $Q_0=3000$, $W_2=360$ Ом, $\beta_2=3$.

На основе анализа эквивалентных схем, параметры которых учитывают геометрию реальных электродинамических структур, в данном разделе определены общие закономерности варакторной перестройки объемных резонаторов. Эти результаты при использовании материалов 2.2 позволяют определить динамические характеристики диодных частотно стабилизированных генераторов с электронной перестройкой частоты. Показано, что учет особенностей распределенных систем имеет принципиальное значение. Полученные результаты применимы для расчета характеристик варакторной перестройки резонаторов различной геометрии с различными типами возбуждаемых волн в резонаторе.

2.3.2 Малогабаритные генераторы с переключением дискретных стабильных частот

Задаче построения генераторов с электронным переключением дискретных частот посвящено большое число исследований. Известны два основных класса таких генераторов. К первому классу относятся синтезаторы частот, основанные на создании сетки опорных сигналов в области низких частот и переносе этой сетки в диапазон СВЧ при использовании различных схемотехнических решений. Приборы этого класса характеризуются возможностью создания сетки большого числа дискретных частот с исключительно высокой стабильностью и минимальными фазовыми шумами. Из-за необходимости применения многоэлементных схемотехнических решений, включающих генераторы опорных сигналов, генераторы с электронной перестройкой частоты, фазовые дискриминаторы, буферные усилители и усилители промежуточной частоты и т. д. синтезаторы первого класса относятся к сложным комплексированным устройствам. Вопросы расчета и проектирования этих устройств детально обсуждаются в специальной научной и учебной литературе (например, [71-73]).

Второй класс известных генераторов с электронным переключением дискретных стабильных частот основан на создании полупроводниковых генераторов типа стабилотронов, частота автоколебаний которых определяется резонансной частотой стабилизирующего резонатора (см. 2.2). Переключение частот автоколебаний осуществляется соответствующим переключением резонансных частот резонатора, либо переключением отдельных автономных резонаторов, включенных в СВЧ-цепь. Один из методов переключения резонансных частот основан на применении $p-i-n$ -диодов, переключающих волноводные отрезки фиксированных длин, связанных с резонатором. При изменении комбинаций включения $p-i-n$ -диодов происходит переключение резонансных частот резонатора и соответствующее переключение частот выходного сигнала генератора [74]. Недостаток этого метода состоит в том, что добротность стабилизирующего резонатора существенно зависит от количества подключенных к резонатору $p-i-n$ -диодов. В связи с этим переключение дискретных частот сопровождается значительным изменением стабильности переключаемых частот генератора [75].

Для радиоэлектронной аппаратуры, в которой требуется сравнительно небольшое число переключаемых частот, представляет интерес метод, основанный на применении многорезонансной системы, включенной в СВЧ-цепь генератора. Этот метод в одной из возможных реализаций основан на введении в конструкцию генератора N слабо связанных с выходным волноводом парциальных резонаторов, настроенных на требуемые дискретные частоты f_{0i} ; в области каждой из этих резонансных частот возникает эффект захватывания частоты генератора с электронной перестройкой, что значительно снижает скорость перестройки частоты (области локальной стабилизации частоты автоколебаний на частотах парциальных резонансов f_{0i}). Благодаря этому возникает возможность установки требуемой фиксированной частоты f_{0i} при подведении определенного фиксированного напряжения U_{Vi} к варакторному диоду.

На зависимости $f_a(U_V)$ возникают "ступеньки" с малой крутизной перестройки частоты – рис. 62. Эквивалентная схема построения такого генератора при использовании ЛПД и варакторного диода, установленных в резонансных корпусах (см. 2.3.1а), приведена на рис. 63.

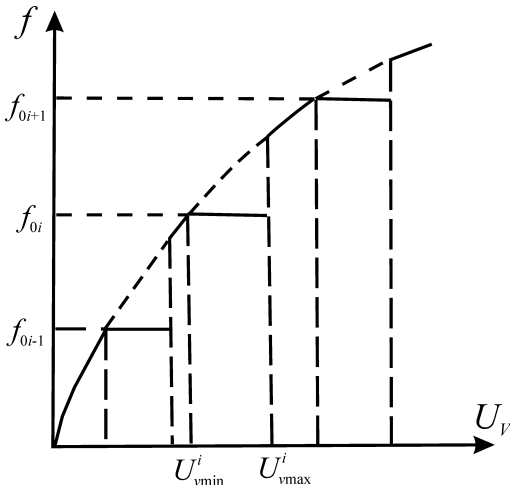


Рис. 62
Зависимость частоты автоколебаний с варакторной перестройкой от напряжения на варакторе при установке много-резонансной системы в выходном волно-воде генератора.

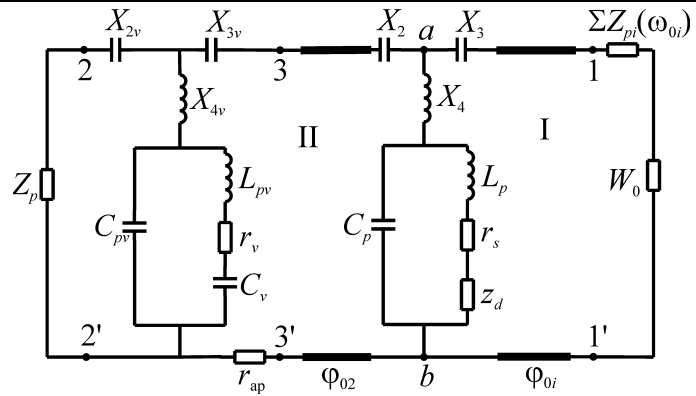


Рис. 63
Эквивалентная схема автогенератора на ЛПД с варакторной перестройкой частоты и с многорезонансной системой $\Sigma Z_{pi}(\omega_{0i})$ с резонансными частотами ω_{0i} .

В этой схеме волновод вывода мощности генератора с плавной электронной перестройкой частоты связан с резонаторами R_i ($i=1, 2, 3 \dots N$). В рассматриваемом случае, при резонансном включении ЛПД в корпусе, фазовый сдвиг между резонатором R_i и плоскостью, в которой установлен диод, $\varphi_{0i} \approx n\pi$ (см. п. 2.2.1). Выполнение такого требования "равнофазности" необходимо для обеспечения устойчивости стационарного режима. Уточненная величина требуемого значения φ_{0i} определяется схемой построения автогенератора и, прежде всего характером импедансных характеристик активного элемента, включенного в сечении $a-b$ (рис. 63). Можно показать, что при возбуждении прямоугольного волновода на волне типа H_{10} и размещении отверстий связи с парциальными резонаторами в точках с координатами z_i, y_i на широкой стенке волновода фаза коэффициента отражения от резонаторов, приведенная к некоторому сечению z_1 , остается фиксированной, равной φ_0 , при выполнении условия:

$$\frac{2\pi}{\Lambda} z_i + \arctg \left\{ \left(\operatorname{tg} \frac{\pi y_i}{a} \right) \frac{2a}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2} \right\} = \varphi_{0i} + n\pi \tag{86}$$

Амплитуда возбуждения резонаторов также зависит от координат z_i, y_i в соответствии с выражением:

$$A \approx k \left\{ \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2} \sin \frac{\pi y_i}{a} \right]^2 + \left(\frac{\lambda}{2a} \cos \frac{\pi y_i}{a} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \tag{87}$$

Соотношения (86), (87) определяют кривую на поверхности широкой стенки волновода, вдоль которой должны располагаться отверстия связи с N резонаторами, а также размеры отверстий связи с координатами y_i, z_i , необходимые для обеспечения постоянства модуля и фазы коэффициента отражения от каждого из N резонаторов. При использовании цилиндрических резонаторов, возбуждаемых на волне TE_{111} , размещение шести резонаторов на отрезке волновода длиной $\Lambda/4$, настроенных на фиксированные частоты в интервале 32–38 ГГц, является реализуемой задачей.

С использованием соотношений, приведенных в 2.2, рассмотрим динамические характеристики частотно стабилизированного генератора с переключением дискретных частот, схема которого приведена на рис. 63. Параметры контуров ЛПД и варактора выбираются в

соответствии с рассмотренными в 2.3.1б принципами построения ГЛПД с электронной перестройкой частоты, а именно:

- реализуется резонансная трансформация импеданса ЛПД на средней частоте рабочего диапазона;
- обеспечивается электрическая перестройка резонансного контура варакторного диода в требуемом интервале частот;
- оптимизируются величины резонансных сопротивлений варакторного корпусированного диода и ЛПД в корпусе;
- значения $R_{ар}$ и φ_{02} обеспечивают одночастотный режим автоколебаний с максимальным диапазоном перестройки частоты.

В качестве иллюстрации на рис. 64а представлены расчетные зависимости импеданса нагрузки $Z'_L(\omega)$ на клеммах $a-b$ при фиксированном напряжении на варакторе и зависимости отрицательной величины импеданса корпусированного ЛПД $[-Z_{de}(\omega, i_m)]$ на фиксированных частотах ω_1 и ω_2 . Расчеты выполнены для следующих параметров диодов и СВЧ-цепи:

ЛПД кремниевый со структурой p^+-n-n^+ , $d_{pn}=60$ мкм, $r_s=0,8$ Ом; $R'_{0r}=1$, $Q_{0r}=5000$, $R'_{0V}=0,68$, $Q_{0V}=60$, $\varphi_{0i}=\pi$, $\varphi_{02}=\pi$. Требуемая для обеспечения одночастотного режима автоколебаний величина антипаразитного сопротивления $r_{ар}$ близка к нулю, поскольку паразитное самовозбуждение на частотах вне полосы перестройки подавляется остаточным активным сопротивлением контура варакторного диода. Как видно из рисунка 64а, на зависимости импеданса нагрузки $Z'_L(\omega)$, определенной при фиксированном напряжении U_V на варакторе, возникают области возмущений вблизи резонансных частот f_{0i} парциальных резонаторов. При изменении напряжения на варакторе изменяется величина f_{0V} и в соответствии с этим перемещаются вдоль частотной зависимости импеданса нагрузки области возмущений в окрестностях частот f_{0i} . При определенных значениях f_{0V} возникает устойчивый режим автоколебаний в области i -ой парциальной собственной частоты f_{0i} многорезонансной системы. Так, на рисунке 64а точкой C определен стационарный режим автоколебаний в области парциальной резонансной частоты ω_{02} , возникающий при напряжении на варакторе U_{V2} , которому соответствует приведенная зависимость $Z'_L(\omega)$. Точка стационарного режима на комплексной плоскости импедансов определяется как точка, в которой $Z'_L(\omega, U_{V2}) = -Z_{de}(\omega_1, i_{m1})$, т.е. как точка, в которой пересекаются соответствующие импедансные зависимости. Стационарный режим в точке C характеризуется амплитудой СВЧ-тока i_{m1} и частотой автоколебаний ω_1 . Каждой из переключаемых частот автоколебаний соответствует определенное напряжение на варакторном диоде. Область допустимого изменения напряжения на варакторном диоде ΔU_{Vi} , при котором остается практически без изменений частота автоколебаний ω_{ai} , зависит от связи парциального резонатора с волноводом и от добротности резонатора. С увеличением связи область импедансов, соответствующая полосе частот i -го резонатора, возрастает (см. рис. 64б) и при этом расширяется интервал управляющих напряжений ΔU_{Vi} , в котором сохраняется высокая стабильность частоты колебаний. При изменении φ_{0i} характеристика $Z'_L(\omega)$ в области резонансных частот f_{0i} существенно изменяется и, в частности, при $\varphi_{0i}=\pi/2$ эти характеристики близки к окружностям, расположенным внутри "варакторной" окружности (см. рис. 64в). В этом случае, как следует из 2.1, устойчивый режим автоколебаний генератора на ЛПД с резонансной трансформацией импеданса не реализуется. Как видно из рассмотрения рис. 64, изменение φ_{0i} существенно изменяет область синхронной работы и поэтому эта величина подлежит оптимизации в конкретных схемах генератора.

Расчет динамических характеристик генератора по схеме рис. 63, выполненный по соотношениям разделов п.п. 2.1, 3.1, приводит к результатам, представленным для одной из парциальных частот стабилизации f_{01} , на рис. 65. На этом рисунке представлены зависимости изменений частоты автоколебаний $\Delta f/f_{01}$ (сплошные тонкие кривые), выходной мощности генератора $k_p=\Delta P/P$, дБ, (сплошные жирные кривые) и фиксирующей способности генератора $t=K_{\omega}f_{01}/Q_{01}(0)$ (пунктирные кривые) от напряжения на варакторном диоде U_V . Расчеты прове-

дены с учетом областей гистерезиса в полосе перестройки при $R'_{0r}=1$. Зависимости рассчитаны при различных значениях $\varphi_{01}=140-180^\circ$. Можно видеть, что выбором величины φ_{01} можно уменьшить область гистерезиса и расширить, при прочих равных параметрах, интервал управляющих напряжений ΔU_V на варакторе, обеспечивающих стабилизацию частоты в области f_{01} . Расчеты показывают, что для достижения ширины интервала стабилизации $\Delta U_V/U_{V1} \approx 2\%$ необходимо обеспечить связь с парциальным резонатором, при которой $R_{0i}/W_0 \approx 1,3$. В этом случае потери мощности на стабилизацию не превышают 1 дБ.

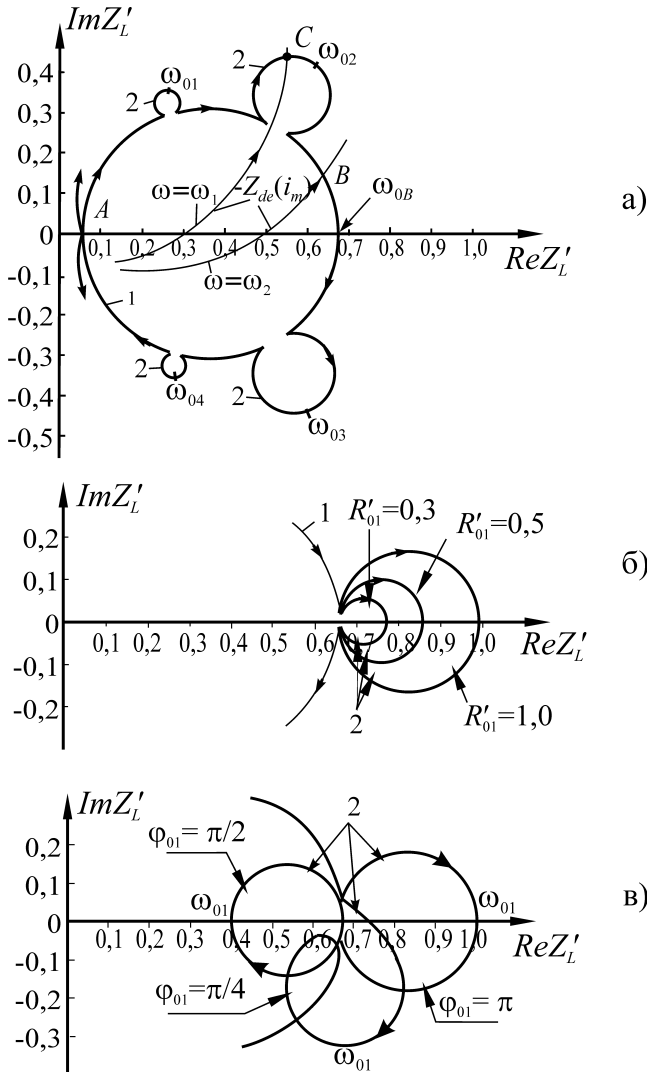


Рис. 64
 а) частотные зависимости импеданса нагрузки $Z_L'(\omega)$ на клеммах ab рис. 61, определенные при фиксированном напряжении на варакторе и амплитудные зависимости импеданса корпусированного ЛПД $[-Z_{de}(i_m)]$ на частотах ω_1 и ω_2 ; б) зависимости $Z_L'(\omega)$ при различных величинах связи резонатора с волноводом вывода мощности; в) зависимости $Z_L'(\omega)$ при различных фазовых расстояниях $\varphi_{01} = \pi/4, \pi/2, \pi$.

Описанный метод построения генератора с электронным переключением стабильных дискретных частот при использовании многорезонаторных СВЧ-систем может быть применен в любых схемах с электронной перестройкой частоты и при использовании полупроводниковых диодов различных классов. В коротковолновой части миллиметрового диапазона создание многорезонаторной системы затруднено. Здесь целесообразно применить в качестве многорезонансной системы многомодовый резонатор с распределенными резонансными частотами на отдельных типах колебаний. Теоретически, наиболее целесообразна сферическая форма резонатора, так как для нее возбуждение различных типов колебаний оказывается практически одинаковым. Однако, при больших размерах резонатора, возможно применение и других геометрических форм, более простых для производства. Очевидным недостатком применения многомодовой системы является фиксированное расстояние от элемента связи резонатора до диода, что не позволяет оптимизировать фазовый сдвиг φ_{01} в диапазоне перестройки частоты.

Рассмотренные диодные генераторы с переключением дискретных стабильных частот не могут конкурировать по числу переключаемых частот, по уровню достижимой стабильности и уровню фазовых шумов с синтезаторами частот, основанными на переносе сетки высокостабильных опорных сигналов из области низких частот в диапазон СВЧ (включая миллиметровый диапазон). В то же время приборы этого класса отличаются высоким быстродействием, малыми габаритами, простотой конструкции. С учетом этих обстоятельств и определяется область возможных применений диодных генераторов с переключением стабильных частот.

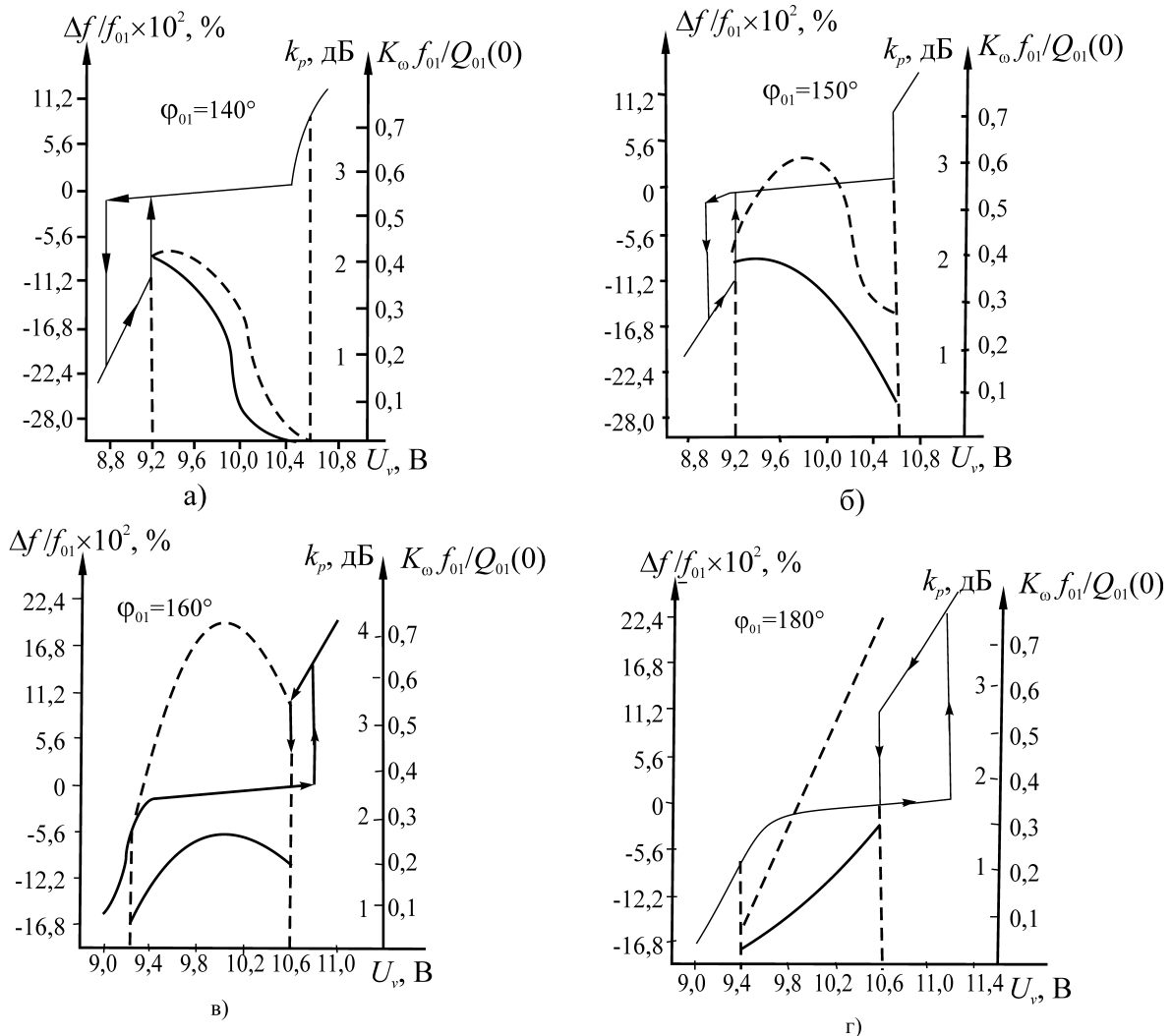


Рис. 65

Зависимости частоты автоколебаний $\Delta f/f_{01}$ (сплошные тонкие кривые), выходной мощности генератора $k_p = \Delta P/P$ дБ (сплошные жирные кривые), приведенной фиксирующей способности $t' = K_{\omega} f_{01}/Q_{01}(0)$ (пунктирные кривые), рассчитанные в полосе стабилизации i -го парциального резонатора.

2.4 Диодные импульсные генераторы миллиметрового диапазона ВОЛН

Импульсные полупроводниковые генераторы являются основой построения радио-передающих устройств различного назначения: в системах радиолокации, навигации, управления, в аппаратуре научного назначения, системах охраны объектов и т.п. Приборы этого класса являются в настоящее время наиболее эффективными полупроводниковыми источниками импульсной мощности в миллиметровом диапазоне; они могут развивать импульсные мощности, превышающие 100 Вт в интервале частот 30–40 ГГц, десятки Ватт в области 90–100 ГГц, единицы Вт в области 150–200 ГГц. На основе диодных генераторов решены задачи создания широкодиапазонных импульсных источников с высокой степенью когерентности в режиме синхронизации внешним сигналом, отличающиеся высокой стабильностью частоты и малыми фазовыми вариациями в пределах импульса и при переходе от импульса к импульсу; решаются задачи построения передающих устройств с широким интервалом параметров импульсного режима, с кодово-импульсной модуляцией при изменении скважности и длительностей импульса в широких пределах. Решены задачи построения импульсных полупроводниковых автогенераторов с высокой стабильностью частоты и амплитуды в пределах длительности импульса при внешних климатических воздействиях и т.п. [82].

При создании мощных импульсных генераторов миллиметрового диапазона необходимо учитывать ряд принципиальных особенностей, определяющих пути построения полупроводниковой структуры, СВЧ-системы и блока импульсного питания:

- нестационарность теплового режима полупроводниковой структуры в пределах длительности импульса;
- работу диода при высоких плотностях импульсного тока питания, в результате чего, в случае применения ЛПД, собственная частота диода (частота лавинного резонанса) приближается к рабочей частоте, что значительно увеличивает критичность СВЧ- характеристик к малым изменениям режима электрического питания, температуры окружающей среды, к параметрам нагрузки;
- значительное возрастание омических потерь в высокочастотных цепях генератора, соизмеримых с величиной модуля отрицательного сопротивления полупроводниковой структуры в режиме большого сигнала.

В данном разделе последовательно рассматриваются вопросы:

- оптимизация геометрии полупроводниковой структуры и конструкции ЛПД с учетом нестационарности теплового режима и работы в области частот близких к частоте лавинного резонанса;
- выбор схем построения генераторов в режиме внешней синхронизации и в автоколебательном режиме;
- пути стабилизации СВЧ-параметров генераторов в пределах длительности импульса и в интервале рабочих температур, методы расширения диапазонных характеристик генераторов.

2.4.1 Выбор геометрии и конструкции диодов

Разработка импульсных диодов должна проводиться с учетом особенностей теплового режима полупроводниковой структуры, параметров импульсного режима питания, в том числе с учетом близости рабочей частоты к собственной частоте диода. Температурный режим импульсного полупроводникового диода определяет не только его надежность, но и характеристики импеданса полупроводниковой структуры, то есть непосредственно сказывается на параметрах стационарного режима в пределах длительности импульса.

Особенность работы импульсных диодов в большинстве случаев состоит в том, что длительность импульса существенно меньше времени установления температурного режима

диода и при этом стационарные характеристики генератора достигаются в далеком от стационарности тепловом режиме полупроводника. В связи с этим в пределах длительности импульса возникают такие явления, как внутриимпульсный выбег частоты (frequency chirp), модуляция амплитуды сигнала, запаздывание СВЧ-импульса относительно импульса тока питания и т.д.

Определение достижимых характеристик генератора требует, прежде всего, знания температурного режима диода в зависимости от его геометрии и параметров импульсного питания. Строгое определение температурных характеристик диода приводит к необходимости решения краевой нелинейной задачи с существенно неоднородными параметрами среды. В данном разделе определение температурных характеристик диода проводится на основе приближенного аналитического подхода [76]. Результаты такого анализа охватывают широкую область параметров и оказываются сопоставимыми с результатами экспериментального изучения температурных характеристик.

Рассматриваемая тепловая модель представлена на рис. 66. Полупроводниковая структура 1 с одной стороны закреплена на теплоотводящем основании 2, а с другой стороны при помощи монтажной пластинки 3 соединена с фланцем 4 корпуса 5 диода. Принятая модель расчета сводится к следующему:

- импульсная мощность питания диода вводится в сечение p - n -перехода 00 на рис. 66;
- рассматривается периодический режим питания диода с постоянными значениями импульсной мощности питания $P_{и}$, длительности импульса $\tau_{и}$, периода повторения T ;
- теплоотводящее основание III рассматривается как полупространство с заданными величинами коэффициента теплопроводности λ и температуропроводности $a=1/C\rho$, где C – удельная теплоемкость материала, ρ – плотность материала.

Разбивая анализируемый временной интервал на малые отрезки $\Delta\tau_i$ ($i=1, 2, \dots, n$) и полагая, что в пределах $\Delta\tau_i$ тепловые постоянные теплопроводности $\lambda_{si}(\theta)$ и температуропроводности $a_{si}(\theta)$ слоев полупроводниковой структуры остаются неизменными, можно определить максимальную температуру p - n -перехода при $\tau=\tau_{и}$ как

$$\theta_{\max} = \theta_0 + \sum_{i=1}^n \Delta\theta_i(\theta_{i-1}, \Delta\tau_i). \quad (88)$$

Здесь $\Delta\theta_i(\theta_{i-1}, \Delta\tau_i)$ – изменение температуры в течение интервала времени $\Delta\tau_i$ в предположении, что абсолютное значение температуры полупроводника равно θ_{i-1} , то есть температуре полупроводника в конце интервала времени τ_{i-1} . Для определения $\Delta\theta_i$ вводятся тепловые переходные сопротивления для областей полупроводниковой структуры со стороны теплоотвода – $R_{Ti}^I(t, \theta_{i-1})$ и со стороны контактной пластины $R_{Ti}^{II}(t, \theta_{i-1})$. Мощность импульсного теплового потока $P_{и}$, поступающего в сечение p - n -перехода, представляется суммой постоянной и переменной компонент $P_0=P_{и}/Q$ и $P_{\sim}=P_{и}(Q-1)/Q$, где $Q=T/\tau$ – скважность импульсных посылок. Соответственно вводятся тепловые сопротивления для среднего потока мощности $R_{T0}=\Delta\theta_0/P_{и}$ и переменного потока мощности

$$\tilde{R}_T = \frac{\tilde{R}_T^I \tilde{R}_T^{II}}{\tilde{R}_T^I + \tilde{R}_T^{II}} \quad (89)$$

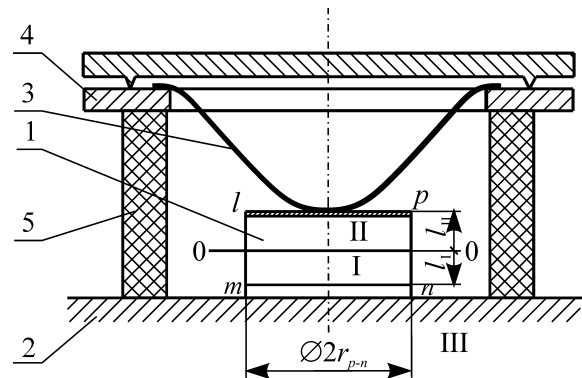


Рис. 66 Эскиз конструкции ЛПД, в соответствии с которой проводится тепловой расчет полупроводниковой структуры.

Выражение (89) учитывает, что переменный поток мощности распространяется в обе области полупроводника (I и II) и в связи с этим вводятся тепловые сопротивления для этих переменных потоков $\tilde{R}_T^I, \tilde{R}_T^{II}$ соответственно. Для среднего потока мощности градиент температур в области II практически отсутствует и поэтому он распространяется только в области I, по направлению к теплоотводящему основанию III. Величина R_{T0}^{II} определяется по известным соотношениям для непрерывного режима (76), с учетом скважности Q : $R_{T0}^{II} = R_{T0}/Q$, где R_{T0} – тепловое сопротивление в непрерывном режиме. Величина \tilde{R}_T^I определяется как

$$\tilde{R}_T^I = \tilde{R}_{T,l}^I + \tilde{R}_{T,s}^I, \quad (90)$$

где

$$\tilde{R}_{T,l}^I = \left[\sum_{i=1}^n \frac{l_i}{\lambda_{Ti}} \right] \frac{1}{S_{pn}} \frac{Q-1}{Q} \quad (91)$$

λ_{Ti} – коэффициенты теплопроводности, определяемые для всех i -х слоев однородных материалов области I с толщинами l_i ; S_{pn} – площадь p - n -перехода; $\tilde{R}_{T,s}^I$ – представляется как тепловое сопротивление нагреваемого диска, расположенного на теплоотводящем основании III. Решение этой задачи получено в [77] для случая периодического импульсного воздействия с постоянной плотностью мощности по сечению p - n -перехода и определяет максимальную температуру при $t=\tau$ в центре диска. Определены соотношения, позволяющие рассчитать величину $\tilde{R}_{T,s}^I$ в зависимости от тепловых параметров основания III, параметров импульсного режима питания диода. В соответствии с этим решением характер растекания теплового потока в область теплоотвода при прочих равных условиях существенно зависит от соотношения между длительностью импульса τ_p и постоянной времени "поперечной тепловой релаксации" $\tau_r = (r_{pn})^2/a$, определяющей время установления градиента температуры в поперечном сечении нагреваемого диска. При $\tau_{и} \gg \tau_r$ тепловое сопротивление растекания для переменного потока,

$$\tilde{R}_{T,s}^I = \frac{Q-1}{Q \pi \lambda_{TIII} r_{pn}}, \text{ т.е. оп-}$$

ределяется той же функциональной зависимостью от параметров диода, что и в непрерывном режиме питания; при $\tau_{и} \ll \tau_r$,

$$\tilde{R}_{T,s}^I = \frac{2}{\lambda_{TIII}} \left(\frac{\alpha_{III} \tau_{и}}{\pi} \right)^{1/2} \frac{Q-1}{QS_{pn}}. \quad (92)$$

Тепловое сопротивление области II для переменной компоненты теплового потока равно:

$$\tilde{R}_T^{II} = \frac{2}{\lambda_{Tsi}} \left(\frac{\alpha_{si} \tau_{и}}{\pi} \right) \frac{Q-1}{QS_{pn}}. \quad (93)$$

Данное выражение получено в предположении, что область II представляет собой бесконечный одномерный стержень. Приведенные соотношения (88)–(93) позволяют определить переходное тепловое сопротивление ЛПД в зависимости от геометрии диода и параметров

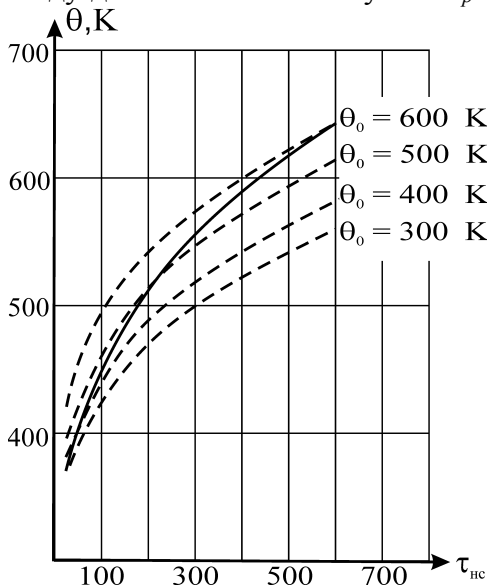


Рис. 67

Временные зависимости максимальной температуры нагрева Si двухпролетной структуры ЛПД 8-мм диапазона с диаметром p - n -перехода 160 мкм при плотности тока питания $J_0 = 20 \text{ кА/см}^2$.

Пунктирные кривые – расчет при $\theta_0 = \text{const}$.

Сплошная кривая – с учетом нагрева структуры в пределах длительности импульса.

импульсного режима питания. В качестве иллюстрации на рис. 67 приведены расчетные временные зависимости максимальной температуры кремниевой двухпролетной структуры с диаметром p - n -перехода $d_{pn}=160$ мкм, с профилем легирования $p^+ - p - n - n^+$, оптимизированным для 8-мм диапазона волн. Расчеты проведены для плотности тока питания 20 кА/см² для фиксированных постоянных λ_{Tsi} , α_{si} , определенных для температур полупроводниковой структуры $\theta_0=300, 400, 500, 600$ К (пунктирные зависимости). На этом же рисунке приведена функция $\theta_m(t)$, рассчитанная с учетом зависимостей $\alpha_{si}(\theta)$, $\lambda_{Tsi}(\theta)$ (сплошная кривая). Величины переходных тепловых сопротивлений для рассматриваемой структуры диода в зависимости от параметров импульсного режима питания (Q , τ_n) при выборе тепловых параметров λ_{Tsi} , α_{si} кремниевой структуры постоянными, соответствующими $\theta=500$ К, приведены на рис. 68. Перегрев полупроводниковой структуры в пределах длительности импульса 300 – 400 нс составляет 250 – 300°C при токе питания, соответствующем режиму максимальной СВЧ-мощности. При $Q=1$ зависимости $R_T(Q, \tau)$ сходятся в общей точке $R_T=R_{T0}$, определяемой для непрерывного режима работы. При длительности импульсов тока питания значительно меньших времени поперечной тепловой релаксации ($\tau_n \ll \tau_r = d_{pn}^2/4\alpha$) и значительных величинах Q , когда нагрев полупроводниковой структуры средней мощностью несущественен, возможен упрощенный подход к расчету \tilde{R}_{Ts}^1 , с использованием (92) – пунктирные зависимости на рис. 68.

Оптимизация профиля легирования полупроводниковой структуры является важным этапом создания импульсного диода. Оптимизация проводится на основе численного решения системы уравнений, определяющих физические процессы в полупроводнике с целью достижения максимальных уровней импульсной мощности в заданном диапазоне частот. Справочные данные по результатам этих исследований, а также расчетные зависимости импедансов кремниевых двухпролетных ЛПД в широком интервале амплитуд СВЧ-напряжения на диоде, плотностей тока питания и температур полупроводниковой структуры приведены в разделе 1.2 [32].

Разогрев полупроводниковой структуры в пределах длительности импульса тока питания диода приводит к значительным изменениям импедансных характеристик полупроводниковой структуры и в результате этого – к явлениям внутриимпульсной нестационарности СВЧ-характеристик импульсных генераторов. На рис. 69 приведены зависимости погонного импеданса кремниевого двухпролетного ЛПД с оптимальным профилем легирования для диапазона 30 – 40 ГГц $z_d^{\Pi} = r_d^{\Pi} + jx_d^{\Pi}$, рассчитанные на фиксированной частоте $f=35$ ГГц для плотности тока питания $J_0=18$ кА/см², амплитуд напряжений сигнала $U_m=3$ – 26 В, максимальных температур полупроводниковой структуры $\theta_m=300$ К, 390 К, 500 К [32]. Можно видеть, что при температурах $\theta_m < 390$ К и напряжениях на диоде $U_m < 10$ В частота лавинного резонанса $\omega_{\text{лр}}$ становится большей рабочей частоты ω , вследствие чего реактивное сопротивление диода изменяет свой знак и становится индуктивным; при $\theta_m \leq 300$ К и $U_m \leq 5$ В модуль отрицательного сопротивления уменьшается практически до нуля. В области большого сигнала ($U_m > 15$ В) зависимость импеданса диода от температуры существенно снижается,

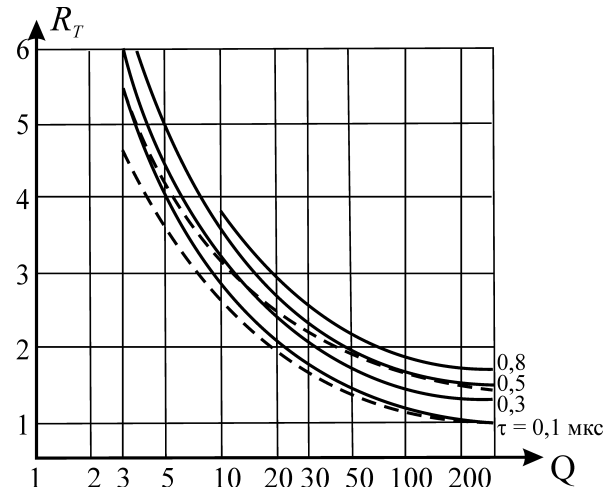


Рис. 68

Зависимость переходных тепловых сопротивлений полупроводниковой кремниевой двухпролетной структуры ЛПД с диаметром $d_{pn}=160$ мкм от скажности Q и длительности импульса τ тока питания.

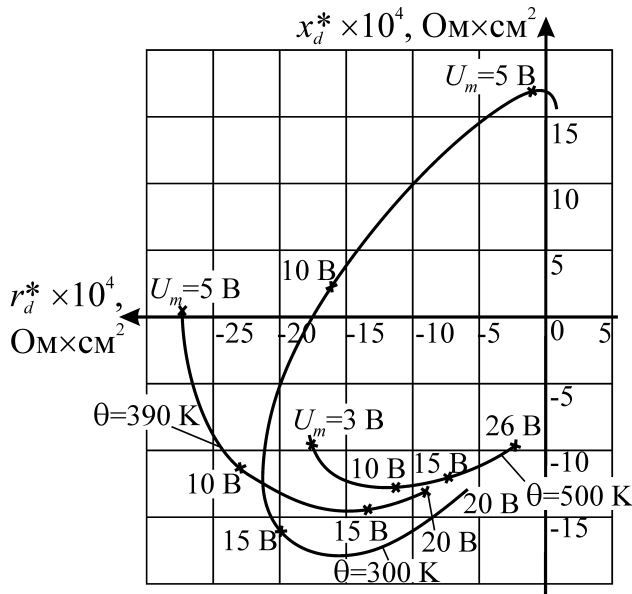


Рис. 69
Зависимости погонного импеданса $z_d^{\text{II}} = r_d^{\text{II}} + jx_d^{\text{II}}$ кремниевого двухпролетного ЛПД от амплитуды U_m напряжения сигнала, рассчитанные для температур полупроводниковой структуры $\theta = 300, 390, 500 \text{ K}$.

сопротивлений $R_T(Q, \tau, \theta, d_{pn})$, импедансных характеристик оптимизированных кремниевых двухпролетных структур 8-мм диапазона волн, а также достижимых величин r_s при максимальном перегреве полупроводниковой структуры $\theta_m = 280^\circ\text{C}$ рассчитаны оптимальные диаметры p - n -перехода $d_{pn \text{ opt}}(Q, \tau, r_s)$, соответствующие им значения импульсных токов питания $I_0(Q, \tau, r_s)$ и достижимых величин импульсной мощности $P_{\text{и}}(Q, \tau, r_s)$ – рис. 70, 71.

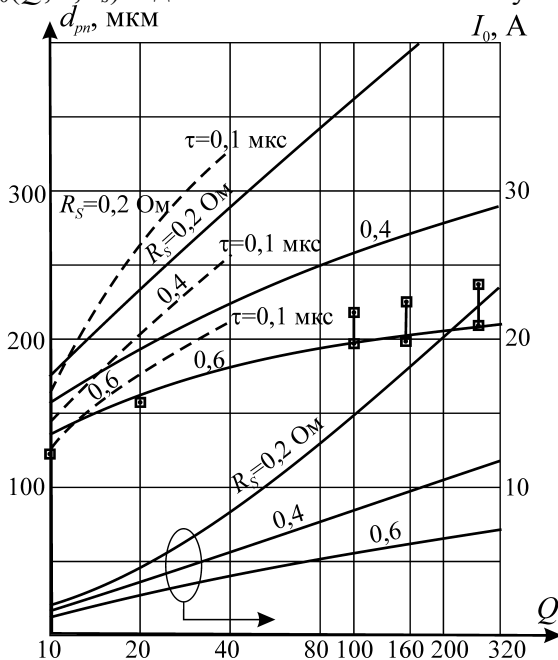


Рис. 70
Зависимости оптимальных диаметров полупроводниковой структуры $d_{pn \text{ opt}}$ Si двухпролетного ЛПД и амплитуды импульсного тока питания I_0 от скважности Q и длительности импульса τ тока питания.

однако, модули отрицательного сопротивления в этой области уменьшаются до величин, соизмеримых с сопротивлениями потерь в СВЧ-цепи. В связи с этим оптимизация генератора по энергетическим характеристикам приводит к необходимости максимального уменьшения сопротивления растекания диода, оптимизации диаметра полупроводниковой структуры и к применению методов резонансной трансформации импеданса ЛПД (см. 2.1.2а, 2.2.3). Фактически, это те же требования, которые предъявляются при разработке ЛПД непрерывного действия. Однако в импульсном режиме оптимальный диаметр полупроводниковой структуры оказывается существенно зависящим от параметров импульсного режима питания.

Рассмотрим этот вопрос детально на примере двухпролетного кремниевого ЛПД с оптимальным профилем легирования в 8-мм диапазоне волн. С учетом расчетных величин переходных тепловых со-

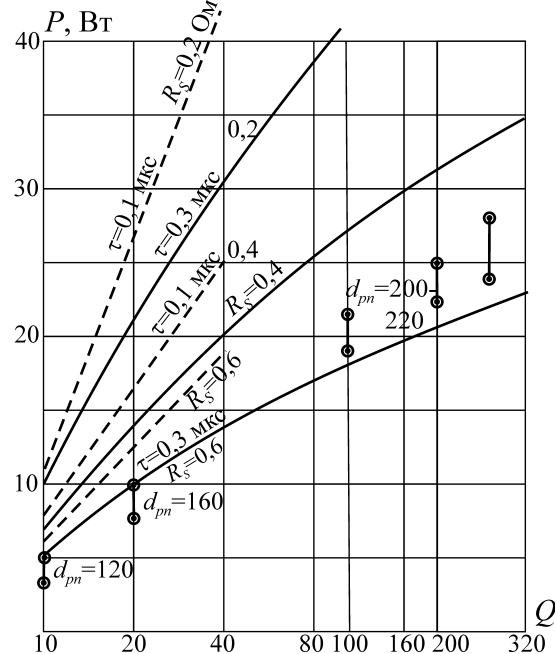


Рис. 71
Зависимости импульсной мощности P Si двухпролетного ЛПД с оптимальным диаметром полупроводниковой структуры $d_{pn \text{ opt}}$ от скважности Q и длительности импульса τ тока питания.

На этих рисунках приведены также результаты экспериментов с $d_{pn}=120-250$ мкм. Принципиально важным результатом приведенных расчетов является то, что диаметр полупроводниковой структуры импульсного диода должен выбираться с учетом параметров импульсного режима питания – скважности Q и длительности импульса τ . Таким образом, разработчикам диодов должен задаваться не только диапазон рабочих частот и уровень импульсной мощности, но также и параметры рабочего импульсного режима. При выбранных параметрах полупроводниковой структуры, задача ее монтажа в металлокерамическом корпусе для достижения необходимой трансформации импеданса, задача сочленения корпусированного диода с высокочастотными цепями различных типов, вопросы согласования импедансов диода и нагрузки решаются так же, как и в непрерывном режиме работы (см. 2.1.2).

2.4.2 Динамические и спектральные характеристики импульсных генераторов на ЛПД в режимах автоколебаний и внешней синхронизации

Изменение температуры полупроводниковой структуры в пределах длительности импульса приводит к значительным изменениям его импедансных характеристик, особенно в области малых амплитуд СВЧ-сигнала при низких температурах полупроводника – см. рис. 69. В нестационарном тепловом режиме импеданс диода представляется как $Z_{de}[\omega, i_m, I_0, \theta(t)]$ и при этом условия (4) и (37), определяющие стационарные параметры выходного сигнала в режиме автоколебаний и синхронизации внешним сигналом, могут быть удовлетворены только при условии внутриимпульсной модуляции амплитуды и частоты СВЧ-сигнала. Таким образом, при импульсном электрическом питании диода являются характерными частотная и амплитудная внутриимпульсная модуляции выходного сигнала генератора. В режиме автоколебаний смещение частоты в пределах длительности импульса (в англоязычной литературе – frequency chirp) является параметром, вводимым в паспорта генераторов; в синхронном режиме вводится измеряемый параметр внутриимпульсного изменения фазы выходного сигнала. Существенное изменение хода амплитудной зависимости импеданса диода в области малых амплитуд сигнала и при низких температурах полупроводника приводит к жесткому режиму самовозбуждения. Жесткий режим самовозбуждения проявляется, в частности, в заметном запаздывании импульса СВЧ по отношению к импульсу тока питания, зависящем от температуры окружающей среды. При значительных уходах частоты автоколебаний синхронизируемого генератора, вызванных нестационарностью температуры диода, возникает эффект "частичной синхронизации", когда режим синхронизации реализуется только в пределах части длительности импульса СВЧ-сигнала.

На рис. 72 иллюстрируется этот эффект для случая, когда полоса синхронизации ($\Delta f_s=f_{1s}-f_{2s}$) близка к величине внутриимпульсного ухода частоты автоколебаний $\Delta f_a=f_{1a}-f_{2a}$. Видно, что синхронный режим имеет место только в интервале времени $\Delta t_s=t_2^*-t_1^*$, причем $\Delta t_s < t_n=t_2-t_1$. Указанное явление частичной синхронизации в значительной степени ограничивает возможность работы импульсного синхронизированного генератора с большим коэффициентом усиления.

Эффективный метод повышения стабильности частоты выходного сигнала ГЛПД в пределах длительности импульса СВЧ основан на применении "токовой компенсации" температурных изменений импеданса диода, заключающейся в изменении тока питания ЛПД во времени (см. 2.1, соотношение (19)). Действие токовой компенсации основано на том, что увеличение температуры полупроводника и увеличение тока питания диода приводят к противоположным по направлению изменениям частоты лавинного резонанса, а, следовательно, и всей частотной зависимости импеданса полупроводниковой структуры. Очевидно, что этот метод может применяться и для компенсации изменений импеданса диода, вызванных изменениями температуры окружающей среды.

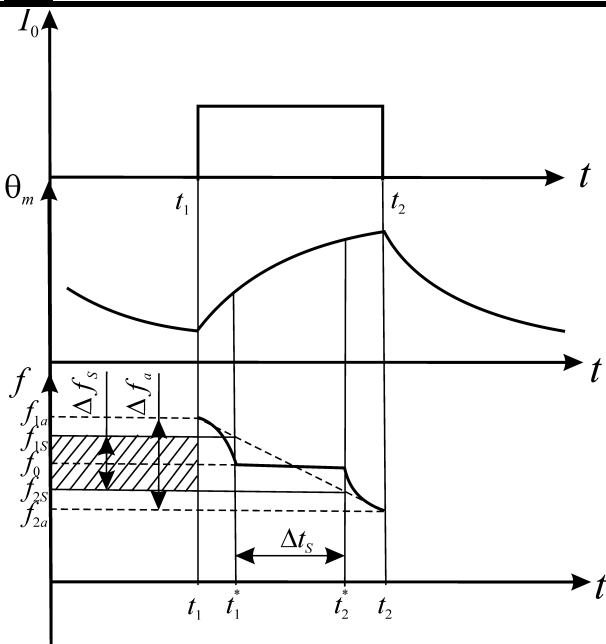


Рис. 72

- а) – временная зависимость импульсного тока питания $I_0(t)$;
 б) – временная зависимость максимальной температуры полупроводника $\theta_m(t)$;
 в) – временная зависимость частоты выходного сигнала при частичной синхронизации в полосе частот $\Delta f_s = (f_{1s} - f_{2s})$, меньшей внутримпульсного ухода частоты в режиме автоколебаний $\Delta f_a = (f_{1a} - f_{2a})$.

генераторов [78], [79]. Определение динамических параметров импульсных генераторов при введении токовой компенсации должно базироваться на анализе полной схемы замещения СВЧ-цепи с учетом трансформирующих параметров корпуса ЛПД. Приведем основные результаты такого анализа для импульсных генераторов в режиме автоколебаний и в режиме синхронизации внешним сигналом.

а) Режим автоколебаний

Приводимые здесь результаты теоретического анализа [80] относятся к импульсному автогенератору 8-мм диапазона волн на ЛПД; СВЧ-цепь генератора выполнена на основе волноводно-коаксиального сочленения, схема замещения которого приведена на рис. 27, 2.1.6. Рассмотрен кремниевый ЛПД с оптимальным профилем легирования структуры $p^+ - p - n - n^+$ для работы с плотностями токов питания диода $J_0 = 15 - 20 \text{ kA/cm}^2$ в диапазоне 30-40 ГГц, с площадью $p - n$ -перехода $S_{pn} = 2 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$. Диод смонтирован в металлокерамическом корпусе, обеспечивающем резонансную трансформацию импеданса – см. 2.1.2а.

На рис. 73 и 74 приведены расчетные зависимости изменения мощности (сплошные кривые) и частоты автоколебаний (пунктирные кривые) от температуры $p - n$ -перехода, определенные для фиксированных плотностей тока питания $J_0 = 11 - 18 \text{ kA/cm}^2$. Рис. 73 соответствует настройке, при которой частота автоколебаний f_a , определенная при $q = 500 \text{ K}$, выше резонансной частоты f_{0d} корпусированного диода: $f_a = 1,071 f_{0d}$, а рис. 74 – отрицательной настройке: $f_a = 0,964 f_{0d}$. Видно, что вне зависимости от соотношения между f_a и f_{0d} повышение температуры приводит к уменьшению частоты автоколебаний. При $f_a < f_{0d}$ температурные изменения мощности существенно снижаются. Уменьшение температурной нестабильности частоты автоколебаний требует увеличения плотности тока питания при увеличении температуры.

В этом случае величина тока питания должна изменяться в зависимости от температуры окружающей среды. Однако при использовании только одного метода изменения тока питания полная компенсация температурных изменений импеданса диода не достигается – можно говорить лишь о минимизации этих изменений. Кроме того, для стабилизации СВЧ-параметров в широком интервале температур окружающей среды необходимо изменять амплитуду импульсного тока питания, что приводит к значительным изменениям уровня выходной мощности генератора, в частности, к снижению мощности при низких температурах. В связи с этим создание высокостабильных импульсных диодных генераторов миллиметрового диапазона требует применения дополнительных эффективных методов стабилизации. Эти вопросы рассматриваются в последующих разделах. Здесь более детально рассмотрим метод токовой стабилизации.

Метод токовой стабилизации СВЧ-параметров используется как в автономном, так и в синхронном режимах работы

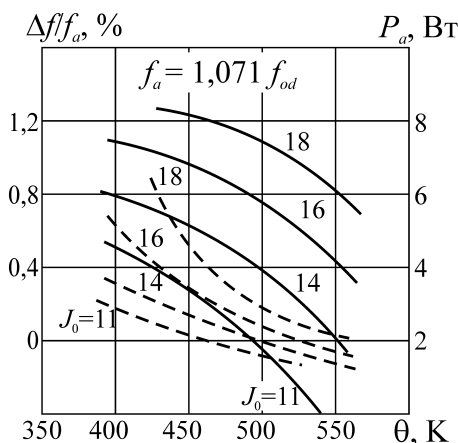


Рис. 73

Изменения мощности и частоты ГЛПД от температуры θ p - n -перехода для $f_a = 1,071$ от f_{od} .

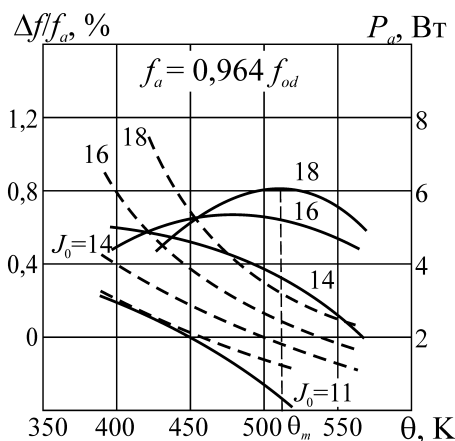


Рис. 74

Изменения мощности и частоты ГЛПД от температуры θ p - n -перехода для $f_a = 0,964$ от f_{od} .

На рис. 75 приведены временные зависимости внутриимпульсного выбега частоты автогенератора при различных степенях токовой компенсации $\Delta J_0/J_0$, где $J_0 = 16$ кА/см², для настройки генератора, когда $f_a = 0,964 f_{od}$; максимальная температура p - n -перехода равна 570 К.

Введение токовой компенсации важно не только для стабилизации СВЧ-характеристик генератора, но и для сокращения запаздывания импульсного СВЧ-сигнала по отношению к импульсу тока питания. При низкой температуре полупроводника ($\theta = 300$ К) в области малого СВЧ-сигнала возникает жесткий режим самовозбуждения. Лишь через некоторое время после включения импульса тока питания, когда начальный разогрев диода окажется достаточным для установления мягкого режима самовозбуждения, возникнут условия для установления стационарных параметров генератора.

Требуемое для компенсации температурных уходов частоты автогенератора изменение импульсного тока питания нелинейно зависит от температуры. Это, в частности, означает, что для стабилизации частоты автогенератора в пределах длительности импульса и одновременно в интервале температур окружающей среды при использовании только метода токовой компенсации необходимо быстрые изменения тока в пределах длительности импульса производить по закону, зависящему от средней температуры полупроводника. Практическая нереализуемость такого подхода, а также значительное снижение мощности при низких температурах, когда ток питания, для выполнения условия стабилизации частоты, должен быть минимальным, приводят к необходимости применения дополнительных методов стабилизации параметров автогенераторов.

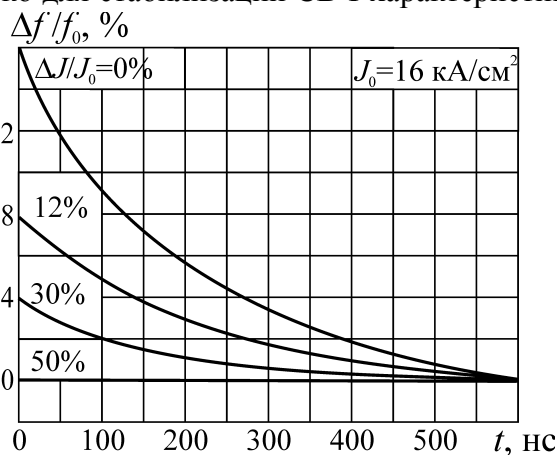


Рис. 75

Временные зависимости внутриимпульсного выбега частоты автогенератора на ЛПД при различных степенях токовой компенсации $\Delta J/J_0 = 0 \dots 50\%$.

б) Режим синхронизации внешним сигналом

Основные особенности режима внешней синхронизации импульсных генераторов связаны с нестационарностью теплового режима диода, существенной зависимостью импеданса диода от его температуры особенно при работе с плотностями тока питания, при которых частота лавинного резонанса и рабочая частота близки друг к другу. В результате возникают значительные нестабильности СВЧ-параметров в пределах длительности импульса тока пи-

тания, при переходе от импульса к импульсу. Рассмотренный выше эффект частичной синхронизации также является следствием изменения температуры полупроводника в пределах длительности импульса и может трактоваться как смещение полосы синхронного режима при изменении температуры диода. Все указанные явления полностью не устраняются при введении токовой компенсации температурных изменений характеристик диода. Это связано с неполной компенсацией температурных изменений импеданса ЛПД, когда, несмотря на применение токовой компенсации, при изменении температуры диода в интервале θ_1 – θ_2 импеданс диода изменяется на ΔZ_{de} (или проводимость – на ΔY_{de}). В рамках метода эквивалентной линеаризации (см. 2.1.6) при выполнении условия $\Delta Y_{de}/Y_{de} \ll 1$ можно получить следующие соотношения, определяющие изменения модуля $\Delta \Gamma$ и фазы $\Delta \gamma$ коэффициента отражения $\Gamma_0 \exp(j\gamma_0)$ на клеммах синхронного генератора [81]:

$$\frac{\Delta \Gamma}{\Gamma_0} = \frac{\Delta U_m}{U_{m0}} \left(1 + \frac{\cos \gamma_0}{\Gamma_0} \right) - \Delta \chi \frac{\sin \gamma_0}{\Gamma_0}, \quad (94)$$

$$-\Delta \gamma = \Delta \chi \left(1 + \frac{\cos \gamma_0}{\Gamma_0} \right) + \frac{\Delta U_m}{U_{m0}} \frac{\sin \gamma_0}{\Gamma_0}. \quad (95)$$

Здесь $\Delta U_m/U_{m0}$ – относительная величина изменения амплитуды выходного напряжения; $\Delta \chi$ – изменение фазы изображающей функции $H = |H_0| \exp(j\chi_0) = Y_{de}(\omega_0, U_m, \theta_0, I_0) + Y_L(\omega_0)$, вызванное изменением температуры и тока питания на $\delta \theta$ и δI_0 соответственно. Величины ΔU_m и $\Delta \chi$ определяются соотношениями:

$$\frac{\Delta U_m}{U_{m0}} = -|\Delta Y_{de}| \cos(\zeta - \chi_0) / q; \quad (96)$$

$$\Delta \chi = (i_s / U_{m0})^{-1} |\Delta Y_{de}| \{ \sin(\zeta - \chi_0) - [T_1 \sin(\psi_1 - \chi_0) \cos(\zeta - \chi)] / q \}, \quad (97)$$

где

$$q = H_0 + T_1 \cos(\psi_1 - \chi_0); \quad T_1 \exp(j\psi_1) = \frac{\partial H}{\partial U_m} U_{m0}; \quad \Delta Y_{de} = |\Delta Y_{de}| \exp(j\zeta) \quad (98)$$

$i_s = (8P_s G_0)^{0,5}$ – амплитуда синхронизирующего тока; P_s – уровень синхронизирующей мощности; G_0 – проводимость полезной нагрузки на выходных клеммах генератора. Из (94)–(98) следует, что нестабильность СВЧ-параметров импульсных синхронизированных ЛПД при прочих равных условиях существенно зависит от соотношения углов χ , ψ_1 , ζ , определяющих фазовые углы векторов H , T , Y_{de} . Указанные углы изменяются в широких пределах при изменении частоты ω_s синхронизирующего сигнала. При прочих равных условиях нестабильности амплитуды и фазы выходного сигнала пропорциональны величине ΔY_{de} , т.е. изменению проводимости диода при изменении температуры полупроводника, некомпенсированной при использовании метода токовой стабилизации параметров.

В соответствии с теоретическим анализом [81] величина модуля некомпенсированной проводимости диода $|\Delta Y_{\min}|$ существенно зависит от интервала температур $\delta \theta$, в котором производится токовая компенсация.

На рис. 76 представлена расчетная зависимость модуля минимальной некомпенсированной погонной проводимости двухпролетного кремниевого ЛПД 8-мм диапазона

$\left| \frac{\Delta y_d^{\Pi}}{y_{d0}^{\Pi}} \right|$ в интервале температур p - n -перехода $\theta = 300$ – 600 К при амплитудах напряжения на

диоде $U_m = 10$ – 20 В. На этом же рисунке приведена зависимость плотности тока через полупроводниковую структуру $J_0(\theta)$, при которой достигается наиболее глубокая компенсация температурных изменений проводимости диода, т.е. $\Delta y_d^{\Pi} = \Delta y_d^{\Pi}_{\min}$.

По сравнению с некомпенсированным значением Δy_d^{II} при $\theta=390$ К и $J_0=16$ кА/см² токовая компенсация приводит к уменьшению температурных изменений проводимости диода более, чем в семь раз. Повышение температуры диода значительно улучшает результаты токовой компенсации. Так, для рассматриваемого диода при изменении температуры от 500 К до 600 К и одновременном увеличении плотности тока до 18–19 кА/см² минимальные величины модулей некомпенсированной проводимости диода почти на порядок меньше, чем в интервале температур 400–500 К во всем интервале напряжений $U_m=10$ –20 В. Этот результат объясняется приближением частоты лавинного резонанса диода к рабочей частоте при понижении температуры. С учетом приведенных результатов могут быть определены достижимые характеристики стабильности СВЧ-параметров синхронизированных ГЛПД в полосе частот синхронной работы.

Приведенные ниже расчеты динамических и стабилизационных характеристик относятся к ГЛПД 8-миллиметрового диапазона волн, выполненного с применением волноводно-коаксиальной системы; металлокерамический корпус диода обеспечивает резонансную трансформацию импеданса полупроводниковой структуры, что решает задачу согласования импедансов диода и нагрузки при высоком КПД.

В соответствии с 2.1.6 обобщенная эквивалентная схема СВЧ-цепи рассматриваемого генератора представлена на рис. 27. В расчетах принято: диаметр полупроводниковой структуры $d_{pn}=160$ мкм; параметры монтажных элементов корпуса диода $L_p=0,1$ нГ, $C_p=0,27$ пФ; $G_0 n^2=0,01$ мо; $W_{0k}=50$ Ом; $r_{ан}=20$ Ом; $X_1=X_4 \rightarrow \infty$, а $X_2=X_3=0$; плотность тока через диод $J_0=16$ кА/см² при температуре полупроводниковой структуры $\theta_0=500$ К, мощность синхронизирующего сигнала $P_s=0,3$ Вт. На рис. 77 представлены расчетные частотные зависимости коэффициента отражения $\Gamma^2(f)$ и фазы $\gamma(f)$ в полосе синхронизма. На рис. 78 приведены достижимые величины нестабильностей фазы $\Delta\gamma(f)$ и мощности $\Delta P/P$ выходного сигнала при изменении температуры в интервале 390...500 К и выполнении условий токовой компенсации. В интервале температур 500–570 К величины нестабильностей фазы и мощности уменьшаются в 5–6 раз по сравнению с указанными на рис. 78, что находится в соответствии с рис. 76. Из приведенных результатов расчетов следует, что в импульсном режиме, при температуре полупроводниковой структуры в начале импульса тока $\theta_1=390$ К и нагреве диода на 180°С в течение длительности импульса расчетные значения нестабильности фазы выходного сигнала $\Delta\gamma \leq 10^\circ$ и нестабильности мощности $\Delta P/P_{\text{вых}} \leq 5\%$ в рабочей полосе частот $\Delta f \approx 1,0$ ГГц. При этом полная полоса синхронизма $\Delta f_s \approx 2$ ГГц.

Вблизи низкочастотной границы полосы синхронизма нестабильности СВЧ-параметров существенно возрастают и наибольшие значения $\Delta\gamma$ и ΔP достигают там, где величина θ минимальна. Необходимо отметить, что приведенные результаты соответствуют введению предварительного подогрева полупроводниковой структуры, при котором ее начальная температура $\theta_1=390$ К. При отсутствии такого подогрева нестабильность СВЧ-параметров значительно возрастает. Опыт разработок мощных импульсных ГЛПД миллиметрового диапазона волн в режиме внешней синхронизации подтверждает выводы приведенных теоретических расчетов.

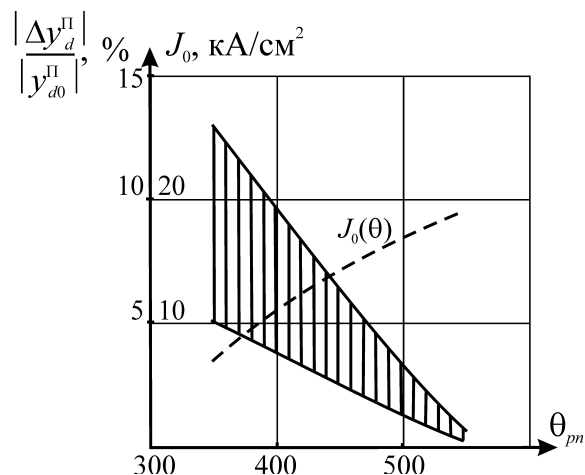


Рис. 76

Расчетная зависимость модуля минимальной некомпенсированной погонной проводимости двухпролетной кремниевой структуры ЛПД $|\Delta y_d^{\text{II}}/y_{d0}^{\text{II}}|$ от температуры структуры $\theta_{пр}$, $J_0(\theta)$ — плотность тока через структуру, при которой достигается наиболее глубокая компенсация y_d^{II} .

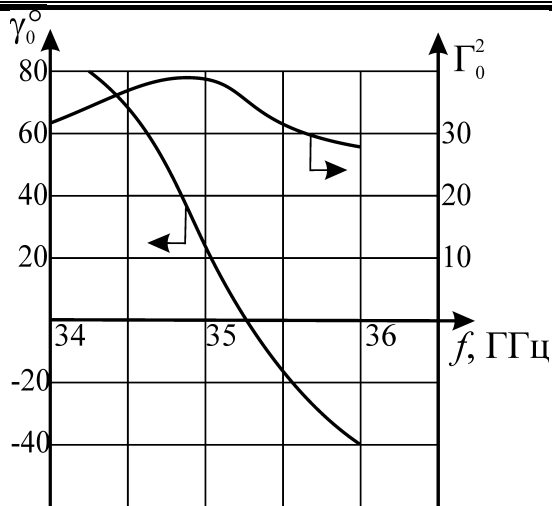


Рис. 77

Расчетные частотные зависимости коэффициента отражения $\Gamma_0^2(f)$ и фазы коэффициента отражения $\gamma_0(f)$ в полосе синхронизации.

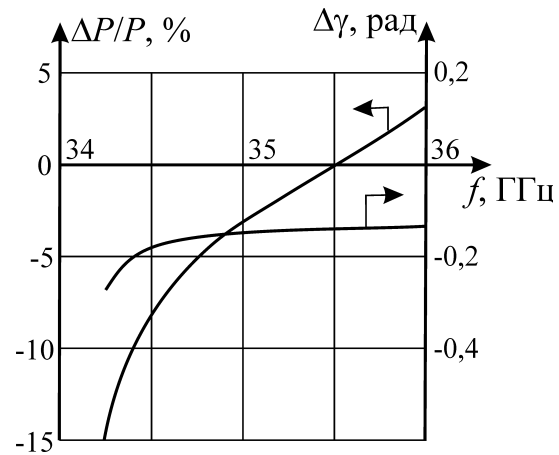


Рис. 78

Достижимые величины нестабильностей фазы $\Delta\gamma(f)$ и мощности $\Delta P/P$ выходного сигнала в полосе синхронизации при изменении температуры полупроводника в интервале 390-500 K и введении токовой компенсации.

2.4.3 Стабилизация СВЧ параметров импульсных диодных генераторов в режимах автоколебаний и внешней синхронизации

а) Стабилизация СВЧ-параметров автогенераторов

Нестабильность частоты импульсных диодных автогенераторов в пределах импульса (frequency chirp), а также необходимость их термостатирования для обеспечения работоспособности в интервале температур [82] значительно ограничивает область применения этих приборов. В то же время возможность построения мощных импульсных автогенераторов миллиметрового диапазона с высокой стабильностью частоты, отличающихся малогабаритностью и работоспособностью в широком интервале температур окружающей среды без затрат значительной мощности для термостатирования генератора представляет несомненный интерес для многих применений в радиоэлектронике. Решения, обеспечивающие высокую стабильность импульсных автогенераторов на ЛПД в миллиметровом диапазоне волн, основаны на комплексном применении нескольких методов стабилизации [76]:

- введение токовой стабилизации, компенсирующей температурные изменения комплексной проводимости диода в пределах импульса;
- стабилизация начальной температуры полупроводниковой структуры в широком интервале температур окружающей среды путем введения дополнительного управляемого подогрева диода;
- увеличение фиксирующей способности высокочастотной системы автогенератора при введении в ее конструкцию стабилизирующего высокочастотного резонатора.

Метод токовой стабилизации значительно уменьшает температурную нестабильность СВЧ-параметров, однако, полная компенсация изменения импеданса не происходит и поэтому должна решаться задача уменьшения выбега частоты в пределах импульса. Введение токовой стабилизации требует применения импульсного модулятора, обеспечивающего необходимый режим питания диода импульсным током трапецеидальной формы и определенной амплитуды. В связи с тем, что требуемое для температурной компенсации увеличение тока в пределах длительности импульса зависит от параметров диода, настройки генератора, интервала рабочих температур, необходимо предусмотреть регулировку полочки трапецеидального импульса тока в пределах $\Delta I/I_0 \approx 0-30\%$. Величина $\Delta I/I_0$ определяется в процессе настройки генератора с целью достижения минимального выбега частоты в пределах длительности им-

пульса. Настройку генератора и определение необходимого наклона полочки трапецеидального импульса тока следует производить при фиксированной температуре – максимальной, как будет показано ниже, в заданном интервале рабочих температур. Обеспечение работоспособности импульсного автогенератора в широком интервале температур окружающей среды при использовании метода токовой стабилизации нецелесообразно из-за значительной нестабильности уровня выходной мощности при изменении тока питания диода, а также в связи с зависимостью параметров внутриимпульсной токовой компенсации от начальной температуры полупроводника.

Эффективное решение задачи обеспечения стабильности параметров автогенератора в широком интервале температур окружающей среды основано на стабилизации температуры полупроводника за счет дополнительного управляемого подогрева диода. Создание системы дополнительного подогрева полупроводниковой структуры, обеспечивающей постоянство начальной температуры θ_0 , требует применения датчика температуры диода и схемы автоматического управления параметрами тока подогрева. В [83] с этой целью контролируется температура теплоотвода диода, либо температура корпуса генератора. Очевидно, что такое решение не обеспечивает стабилизацию температуры полупроводниковой структуры при быстром изменении воздействующих на ЛПД факторов, например, при изменении параметров импульсного питания диода в режиме импульсно-кодовой модуляции. Используемое в [81] решение основано на контроле напряжения лавинного пробоя диода U_b и управлении током подогрева таким образом, что в начале каждого импульса тока питания $U_b=U_{b0}=\text{const}$ при всех температурных воздействиях на диод. В связи с известной однозначной зависимостью напряжения лавинного пробоя от температуры полупроводниковой структуры $U_b(\theta_0)=U_b(\theta_1)-[1+b(\theta_0-\theta_1)]$, где b – температурный коэффициент напряжения лавинного пробоя, θ_1 – исходное значение температуры полупроводниковой структуры до включения подогрева, постоянство $U_b(\theta_0)$ означает и постоянство величины θ_0 .

Принцип действия рассматриваемой в [81] системы стабилизации СВЧ-параметров ГЛПД иллюстрируется эпюрами токов и напряжений, представленными на рис. 79. На этом рисунке приведены временные зависимости импульсного тока питания диода $I_0(t)$, напряжения на диоде $U_d(t)$, импульсного тока предварительного подогрева $I_{pr}(t)$ – рис. 79а, 79б, 79в соответственно, построенные для случая периодической импульсной модуляции тока питания ЛПД с постоянным периодом повторения импульсов T и длительностью импульсов t_p . При построении зависимостей рис. 79 предполагается, что температура окружающей среды и соответственно температура корпуса генератора и теплоотвода ЛПД θ_k меньше температуры θ_0 , которую должна иметь полупроводниковая структура в начале импульса тока питания $I_0(t)$.

Ток питания $I_0(t)=I_0+\delta I_0(t)$ изменяется в пределах длительности импульса t_p в соответствии с принципом токовой компенсации. Напряжение на диоде $U_d(t)$ изменяется в течение длительности импульса тока от $U_{d0}=U_b(\theta_0)$ до

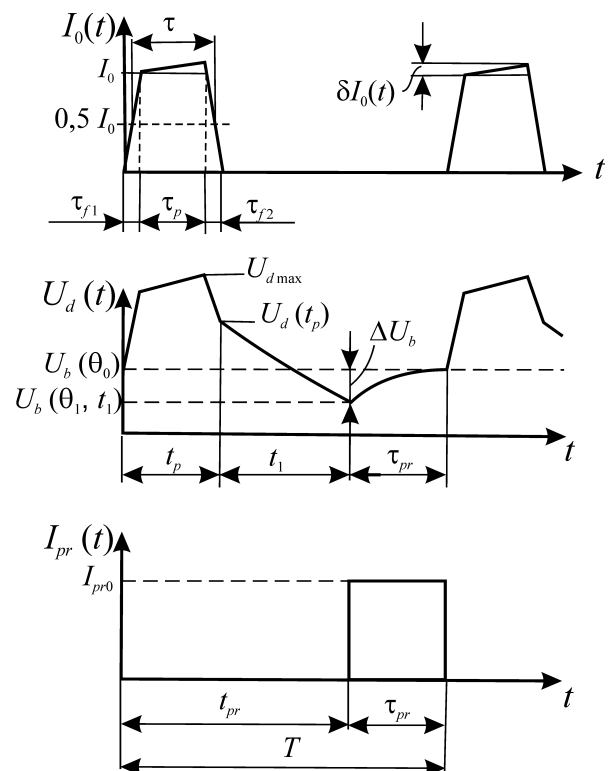


Рис. 79

Временные зависимости импульсного тока питания ЛПД $I_0(t)$, напряжение на диоде $U_d(t)$, тока подогрева $I_{pr}(t)$ для стабилизации СВЧ-параметров генератора при периодической импульсной модуляции.

$U_{d,\max}=U_b(\theta_0)+I_0(t)r_d+\beta U_b(\theta_0)\delta\theta_{\max}$. После окончания импульса тока $I_0(t)$ в момент времени $t_p=\tau_p+\tau_{r1}+\tau_{r2}$ на диоде устанавливается напряжение $U_d(t_p)\approx U_b(\theta_0)[1+\beta\delta\theta_{\max}]$. Через временной интервал t_1 на диоде устанавливается температура θ_1 и соответствующее этой температуре напряжение лавинного пробоя $U_b(t_1, \theta_1)$, меньшее величины начального напряжения $U_b(\theta_0)$. В этот момент времени, равный $t_{pr}=t_p+t_1$ включается ток импульсного подогрева, амплитуда которого пропорциональна величине $\Delta U_b=U_b(\theta_0)-U_b(t_1, \theta_1)$ т.е. $I_{pr}=k\Delta U_b$. Продолжительность импульса подогрева t_{pr} и величина k выбраны такими, что в конце импульса подогрева напряжение лавинного пробоя становится равным $U_b(\theta_0)$, т.е. температура полупроводника становится равной заданной максимальной температуре θ_0 .

При периодической импульсной модуляции тока питания ЛПД с постоянным периодом модуляции T , значительно превышающим время поперечной тепловой релаксации τ_r полупроводниковой структуры, длительность временного отрезка t_1 выбирается большей τ_{pr} . В этом случае температура θ_1 при прочих равных условиях зависит в основном только от температуры окружающей среды. Если период импульсной модуляции равен или меньше времени тепловой релаксации, температура полупроводниковой структуры вблизи переднего фронта рабочего импульса тока питания определяется в значительной степени разогревом полупроводника импульсами рабочего тока.

Длительность τ_{pr} должна при этом выбираться минимально допустимой, при которой амплитуда тока подогрева I_{pr} меньше пускового тока самовозбуждения генератора. При импульсно-кодовой модуляции тока питания ЛПД, представляющей пачки из N_1 импульсов с длительностью τ_p и периодом повторения T_1 , следующие друг за другом с периодом $T_2 \gg T_1$, величина τ_{pr} выбирается минимально возможной и фиксированной, при которой амплитуда I_{pr} меньше пускового тока самовозбуждения. На рис. 80 приведены временные зависимости импульсного тока питания $I_0(t)$, напряжения на диоде $U_d(t)$, импульсного тока подогрева $I_{pr}(t)$ для случая импульсно-кодовой модуляции. Можно видеть, что амплитуда тока подогрева I_{ipr} ($i=1, 2, 3, \dots$) уменьшается по мере разогрева полупроводника в пределах пачек импульсов с минимальной скважностью $Q_1=T_1/\tau_p$.

Представляет практический интерес определение требуемой дополнительной мощности в зависимости от параметров режима подогрева. Расчет мощности подогрева в зависимости от длительности подогревающего импульса τ_{pr} и скважности импульсного режима подогрева $Q_{pr}=T/\tau_p$ проведен на основе соотношений нестационарного теплового режима ЛПД, определяющих переходное тепловое сопротивление диода $R_T(Q_{pr}, \tau_{pr})$, как функцию Q_{pr} и τ_{pr} , а также параметров геометрии диода (см. 2.4.1). Расчет мощности дополнительного подогрева в зависимости от длительности подогревающего импульса и скважности импульсного режима работы генератора выполнен для двухпролетного кремниевого ЛПД с оптимизированным профилем легирования и диаметром p - n -перехода $d_{pn}=160$ мкм в интервале температур окружающей среды $\theta=-60^\circ\text{C} \dots +70^\circ\text{C}$. В расчете принято, что подогревающий импульс непосредственно примыкает к рабочему импульсу тока питания. Результаты расчета приведены на рис. 81.

На этом рисунке приведены зависимости средней (сплошные кривые) $P_{pr,av}$ и импульсной (пунктир) $P_{pr,p}$ мощности подогрева от скважности СВЧ-сигнала генератора $Q=T/\tau_p$, рассчитанные для длительностей импульсов подогрева $\tau_{pr}=0,1, 0,3, 0,5$ мкс. Можно видеть, что с уменьшением длительности τ_{pr} средняя мощность импульсного подогрева существенно уменьшается, однако, возрастает амплитуда тока импульсного подогрева. Указанное обстоятельство ограничивает минимальную величину τ_{pr} , поскольку необходимо выполнение условия, что ток подогрева меньше пускового тока генератора. Изложенные здесь принципы термостабилизации полупроводниковой структуры ЛПД существенно уменьшают, более чем на порядок, уровень дополнительной мощности для термостабилизации описанных в литературе импульсных ГЛПД [82].

При периодической импульсной модуляции со скважностью $Q > 50$ термостабилизацию полупроводниковой структуры можно осуществить введением дополнительного постоянного тока, величина которого определяется величиной постоянной составляющей напряжения на диоде. В этом случае схема реализации дополнительного подогрева полупроводниковой структуры значительно упрощается, но мощность, необходимая для термостабилизации, возрастает.

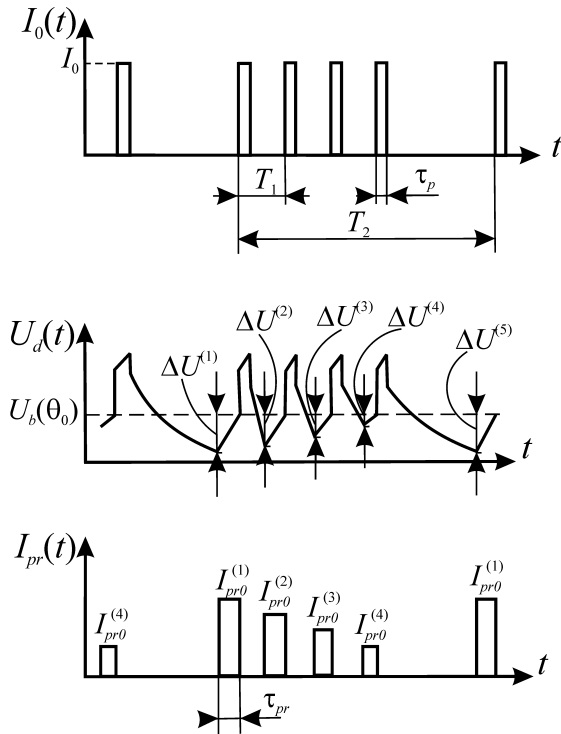


Рис. 80
Временные зависимости импульсного тока питания ЛПД $I_0(t)$, напряжения на диоде $U_d(t)$, импульсного тока подогрева $I_{pr}(t)$ для стабилизации СВЧ-параметров генератора при импульсно-кодовой модуляции.

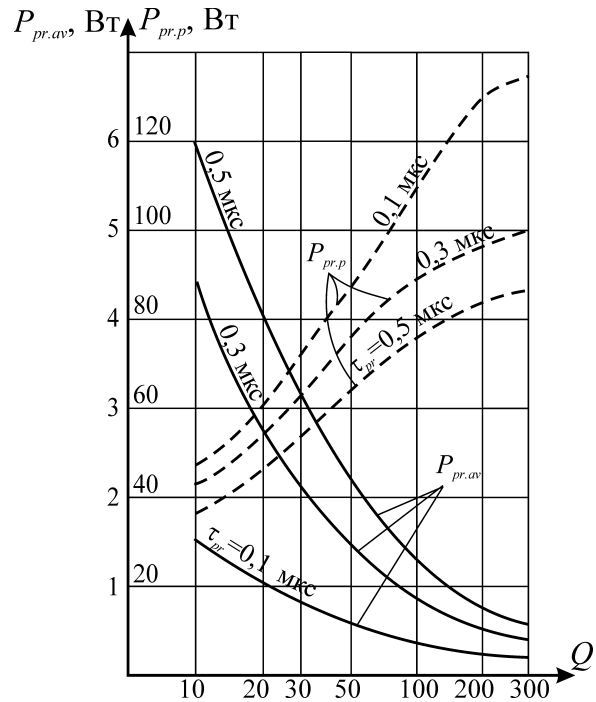


Рис. 81
Зависимости средней мощности $P_{pr.av}$, импульсной мощности $P_{pr.p}$ предварительного подогрева от длительности импульса подогрева τ_{pr} и скважности Q СВЧ-сигнала.

Применение токовой компенсации температурных изменений импеданса ЛПД не устраняет полностью частотную и амплитудную внутриимпульсную модуляцию выходного сигнала генератора, но значительно ее уменьшает. В результате этого появляется возможность применения высокочастотного стабилизирующего резонатора для достижения высокой частотной стабильности. При этом параметры резонатора должны быть выбраны с учетом импульсной модуляции сигнала, т.е. полоса частот резонатора должна превышать ширину спектра импульсного сигнала.

Наиболее эффективная волноводно-резонаторная конструкция стабилизированного генератора на ЛПД в соответствии с результатами 2.2.1 основана на включении резонатора в реактивной отражающей цепи схемы. Эскиз такой конструкции приведен на рис. 82, а эквивалентная схема замещения – на рис. 83. В приведенной конструкции применен цилиндрический резонатор 1, возбуждаемый на волне типа TE_{011} , перестраиваемый по частоте поршнем. Резонатор связан с волноводной секцией 2 щелью 3; волновод сочленен с коаксиальной линией 4, в которой установлен ЛПД 5 на теплоотводящем основании 6 и антипаразитная нагрузка 7; в выходном сечении генератора установлена диафрагма 8 с реактивной проводимостью B_s . Принципы работы генератора те же, что и стабилизированных генераторов непрерывного действия (2.2). Имеются, однако, важные особенности стабилизации частоты в импульсном режиме:

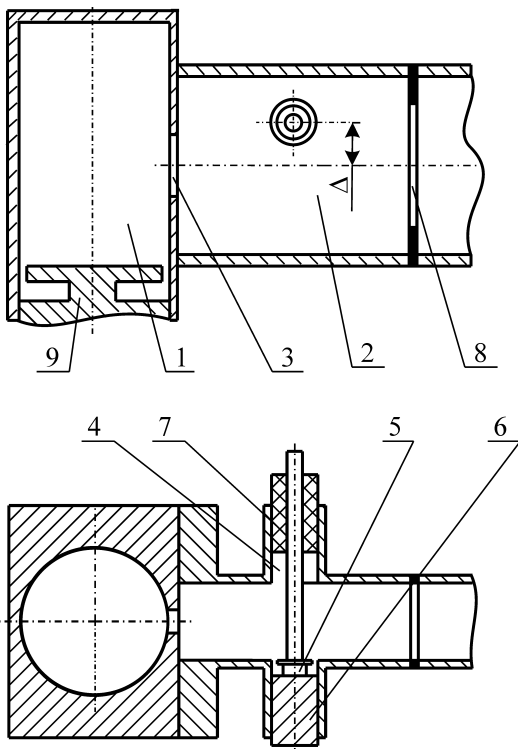


Рис. 82
Эскиз волноводно-резонаторной конструкции частотно стабилизированного импульсного автогенератора на ЛПД.

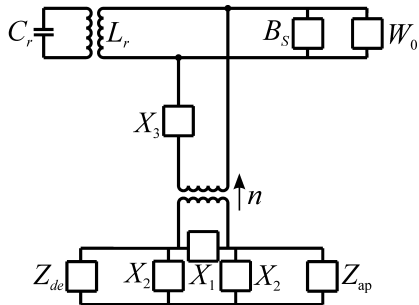


Рис. 83
Эквивалентная схема замещения СВЧ-системы частотно стабилизированного импульсного автогенератора на ЛПД.

- Параметры резонатора и связь с волноводной секцией выбираются такими, чтобы его полоса частот Δf_r превышала ширину спектра стабилизируемого импульсного сигнала с длительностью импульса τ ; с учетом неполной токовой компенсации $\Delta f_r \approx 4/\tau$, а нагруженная добротность резонатора $Q_{Lr} \approx 0,25 f_{r0} \tau$.
- Смещение оси коаксиальной линии относительно оси волновода на Δ относительно оси волновода согласно 2.1.6 позволяет изменять коэффициент трансформации n и благодаря этому обеспечить согласование импедансов диода и нагрузки при $B_s=0$, т.е. при отсутствии диафрагмы 8. Такое решение существенно расширяет полосу перестройки частоты стабилизированного генератора.
- Выбор положений диода 5, 6 и антипаразитной нагрузки 7 в коаксиальной линии 4 производится с целью обеспечения режима захватывания резонатором частоты сигнала в пределах всей длительности импульса, а также достижения максимальной мощности в требуемом частотном диапазоне. Следует отметить, что в режиме стабилизации частоты импульсного автогенератора, так же, как и при синхронизации внешним сигналом, из-за нестационарности теплового режима возможна "частичная синхронизация" сигнала стабилизирующим резонатором. При этом режим стабилизации частоты реализуется лишь на части длительности импульса сигнала. Устранение этого эффекта может потребовать проведение регулировки тока питания диода I_0 и компенсирующей токовой добавки $\Delta I(t)$.
- Определенные трудности при настройке стабилизированного импульсного автогенератора могут возникнуть из-за протяженности фронтов импульса тока питания диода. Действительно, при недостаточно быстром нарастании тока питания

$I(t)$ при $I < I_0$ обычно возникают паразитные колебания на частотах побочных колебательных контуров, образуемых неоднородностями в высокочастотной цепи генератора. Ясно, что подавление этих нежелательных колебаний достигается улучшением формы прямоугольного импульса тока питания – уменьшением длительности его фронтов, прежде всего переднего фронта. Поскольку такое решение не всегда выполнимо, могут быть применены эффективные методы подавления паразитных колебаний на фронтах, основанные на применении $p-i-n$ -модуляторов на выходе генератора, гасящих эти колебания. Наконец, возможно применение дополнительной регулируемой нелинейности закона нарастания компенсирующего тока $I(t)$ в области переднего фронта импульса тока питания.

Приведенные выше решения при использовании двухпролетных кремниевых ЛПД позволили создать в ГП НИИ "Орион" импульсные частотно стабилизированные автогенераторы с уровнями импульсной мощности, превышающей 20–30 Вт в диапазоне 30–40 ГГц и 7–10 Вт – в диапазоне 90–95 ГГц при длительности импульса сигнала $\tau \leq 150-200$ нс и скваж-

ности $Q \geq 200$; нестабильность частоты таких генераторов в пределах длительности импульса в диапазоне 30–40 ГГц составляет 3–5 МГц, а в интервале температур $-50^\circ\text{C} \dots +50^\circ\text{C}$ нестабильность частоты $\Delta f \leq 10\text{--}15$ МГц [49].

б) Стабилизация СВЧ-параметров синхронизированных генераторов

Возможности снижения амплитудной и частотной внутриимпульсной модуляции при введении токовой компенсации температурных изменений импеданса диода определены в 2.4.2б. Рассмотрим более детально особенности работы импульсных синхронизированных генераторов на ЛПД в интервале температур окружающей среды. Изменение температуры полупроводника приводит к смещению вдоль шкалы частот полосы синхронной работы, изменению уровня мощности и фазы выходного сигнала.

На рис. 84 приведены частотные зависимости модуля Γ^2 и фазы γ коэффициента отражения выходного сигнала синхронизированного генератора 8-миллиметрового диапазона волн, выполненного с использованием волноводно-коаксиального Т-образного сочленения; схема замещения этой конструкции приведена на рис. 27. В генераторе применен кремниевый двухпролетный ЛПД с диаметром p - n -перехода $d_{pn}=160$ мкм; применена резонансная трансформация импеданса диода в металлокерамическом корпусе. Расчеты проведены при постоянной плотности тока питания $J_0=16$ кА/см² в интервале температур окружающей среды $\theta=(390\text{--}570)$ К. Как видно из рис. 84 изменения температуры при фиксированной плотности тока питания приводят к существенным смещениям зависимостей $\Gamma^2(f)$, $\gamma(f)$. В результате этого значительно сокращается общая полоса рабочих частот в интервале температур.

Как видно из рис. 84 характеристики $\Gamma^2(f)$, $\gamma(f)$ в значительной мере зависят от настройки генератора, определяющей соотношение между частотой автоколебаний ω_a и резонансной частотой корпусированного диода ω_{0d} .

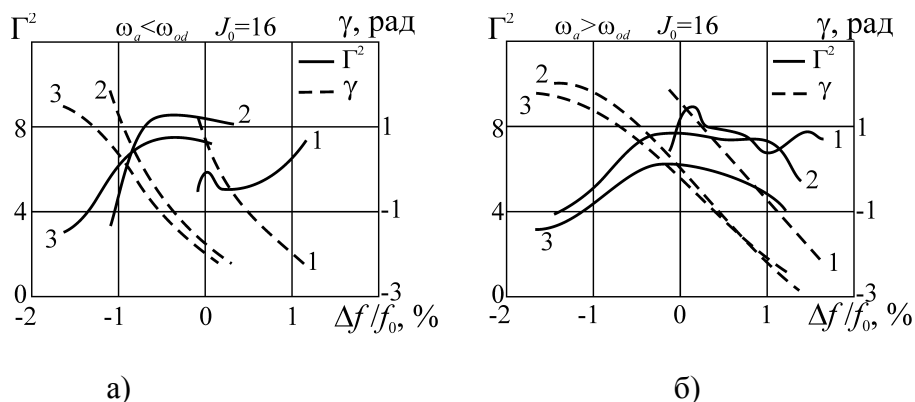


Рис. 84

Частотные зависимости квадрата модуля Γ^2 (сплошные кривые) и фазы γ коэффициента отражения (пунктирные кривые) в выходном волноводе генератора на ЛПД в режиме внешней синхронизации: $\theta = 390$ К – кривые 1, $\theta = 500$ К – кривые 2, $\theta = 570$ К – кривые 3.

Метод токовой компенсации позволяет стабилизировать граничные частоты полосы синхронизации и значительно уменьшить изменения параметров в интервале температур окружающей среды. В этом случае, однако, возникают значительные изменения мощности в интервале температур, и усложняется схема формирования компенсирующей составляющей тока $\Delta I(t)$. Решение задачи стабилизации в интервале температур обеспечивается методами термостабилизации полупроводниковой структуры, так же, как это выполняется в импульсных автогенераторах 2.4.3а.

2.4.4 Расширение диапазонных характеристик импульсных ГЛПД в режиме внешней синхронизации

Синхронизированные генераторы на ЛПД обеспечивают получение значительных уровней мощности, превышающих 30–50 Вт в миллиметровом диапазоне волн при усилении больше 30 дБ и характеризуются высокой стабильностью амплитуды и фазы в пределах длительности импульса и в широком интервале температур окружающей среды. В то же время полоса синхронизации описанных в литературе генераторов не превышает 4–5% при усилении на каскад больше 10 дБ. Пути расширения полосы синхронизации диодных генераторов, описанные в 2.1.6, могут быть применены при построении широкодиапазонного импульсного синхронизированного генератора.

В качестве примера приведем результаты рассмотрения метода существенного расширения полосы синхронизации мощного импульсного синхронизированного генератора на ЛПД в диапазоне частот 33–40 ГГц [25]. ЛПД выполнен на кремниевой полупроводниковой структуре p^+p-n-n^+ с диаметром $p-n$ -перехода $d_{pn}=160$ мкм и оптимальным профилем легирования для достижения максимальных энергетических параметров ($N_a=3,15 \times 10^{16}$ см⁻³, $l_p=0,8$ мкм, $N_d=3 \times 10^{16}$ см⁻³, $l_d=1,0$ мкм). Схема построения синхронизированного генератора приведена в 2.1.6, рис. 26. Применена резонансная трансформация импеданса полупроводниковой структуры при использовании монтажных элементов корпуса диода: $L_p=0,125$ нГ, $C_p=0,2$ пФ, $r_s=0,3$ Ом. В последующих расчетах плотность тока питания $J_0=16$ кА/см², $\theta=500$ К. Расстояние $l_d=0,5\lambda$, т.е. к плоскости коаксиальной линии S_k приводится эквивалентный импеданс диода в резонансном корпусе. Изменение положения отражающей антипаразитной нагрузки Z_{ap} изменяет в широких пределах параметры двухполосника, включаемого последовательно с корпусированным диодом. Так, при $l_{ap}=n\lambda/2$ последовательно с эквивалентным импедансом Z_{de} диода подключается импеданс последовательного контура $Z_k(L_{ap}, C_{ap}, r_{ap})=r_{ap}+j\omega_{0k}L_{ap}(\omega/\omega_{0k}-\omega_{0k}/\omega)$, где ω_{0k} – резонансная частота последовательного контура, $L_{ap}=0,5n\pi W_{0k}/\omega_{0k}$, $n=0, 1, 2, \dots$. Антипаразитная нагрузка коаксиальной линии выполнена с коэффициентом отражения $\Gamma_{ap} \approx 0,8$, т.е. при $W_0=50$ Ом омическое сопротивление $r_{ap}=5,5$ Ом. Известно, что в таких схемах обеспечивается компенсация реактивных сопротивлений, улучшающая диапазонные характеристики усилителей. Расчет СВЧ-характеристик рассматриваемого генератора показывает, что в рассматриваемой схеме достижима рабочая полоса частот $\Delta f/f_0 \geq 13\%$ при коэффициенте усиления $\Gamma^2 \geq 14$ дБ. Введение в схему последовательного резонансного контура в два раза увеличило диапазонные характеристики генератора. Это связано, прежде всего, с расширением пределов углов $\chi_1-\chi_2$, в которых реализуется устойчивый синхронный режим, а также с уменьшением обобщенной добротности.

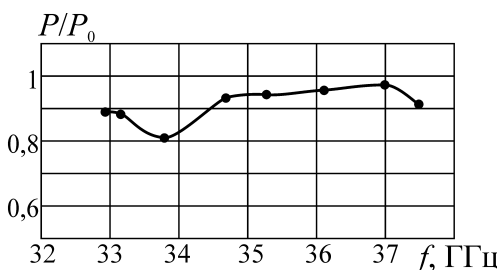


Рис. 85

Измеренная зависимость относительного уровня выходной мощности от частоты, для образца двухкаскадного импульсного синхронизированного генератора с усилением на каскад 15 дБ и с общим усилением 30 дБ.

Создание мощных импульсных генераторов в режиме внешней синхронизации, выполненное с учетом приведенных результатов в ГП НИИ "Орион" (г. Киев, Украина) подтверждает возможность построения мощных импульсных передающих устройств миллиметрового диапазона волн с усилением на каскад большим 12–15 дБ, с рабочей полосой частот $\Delta f/f_0 \geq 12\%$ [84].

Типичная измеренная зависимость относительного уровня мощности от частоты в полосе синхронизации для передатчика данного класса приведена на рис. 85. Передатчик выполнен как двухкаскадный синхронный усилитель на кремниевых двухпролетных ЛПД с общим усилением свыше 30 дБ и импульсной мощностью $P > 20$ Вт. Каскады выполне-

ны на волноводно-коаксиальных конструкциях рис. 26. Диоды установлены в коаксиальных линиях со смещением относительно оси волновода на $1/4$ его ширины. Величина антипаразитного сопротивления в коаксиальной линии $R_{ap} \approx 0,1 W_{0k}$. Диаметр $d_{pn} = 160$ мкм в первом каскаде и 210 мкм – во втором; плотность импульсного тока питания $J_0 = 20$ кА/см².

Существенное расширение рабочей полосы частот генераторов миллиметрового диапазона на ЛПД, действующих в режиме внешней синхронизации, основано на ряде решений, определяющих принципы построения высокочастотной цепи генератора: согласование импедансов высокочастотной нагрузки и полупроводниковой структуры производится при установке диода в параллельный резонансный контур, реактивные элементы которого определяются монтажными элементами металлокерамического корпуса диода и выбором геометрии СВЧ-системы для обеспечения необходимой трансформации характеристического сопротивления выходного волновода к клеммам диода. При этом какие-либо дополнительные неоднородности в выходном волноводе исключаются. Запасенная энергия в такой СВЧ-системе сосредоточена в основном в области корпусированного диода, и обобщенная добротность системы оказывается минимальной. Последовательно с параллельным резонансным контуром диода включается последовательный резонансный контур, существенно уменьшающий реактивную проводимость диода, приведенную к клеммам выходного волновода. Создание последовательного компенсирующего резонансного контура реализуется в крестообразной волноводно-коаксиальной конструкции выбором антипаразитной нагрузки со значительным коэффициентом отражения и необходимым удалением положения этой нагрузки от диода.

При построении широкополосного синхронизированного генератора фиксирующую способность автогенератора (при внешнем синхронизирующем сигнале $i_s = 0$)

$K_{\omega} = \left| \frac{\partial(Y_d + Y_L)}{\partial \omega} \sin(\psi_2 - \psi_1) \right|$ следует уменьшать в рабочей полосе частот. При этом спек-

тральная плотность мощности частотного шума в большей части полосы синхронизации определится спектральными характеристиками синхронизирующего сигнала. Выводы данного раздела справедливы для построения широкодиапазонных диодных генераторов во всем миллиметровом диапазоне волн.

2.5 Суммирование мощностей N диодов

Задача эффективного суммирования мощностей диодов представляет значительный интерес для создания мощных твердотельных источников в диапазоне СВЧ и, прежде всего, в миллиметровом диапазоне волн. Во многих случаях суммирование мощностей N диодов решает проблему построения мощных малогабаритных полупроводниковых передающих устройств для систем радиолокации, связи, управления.

В результате большого числа теоретических и экспериментальных работ в настоящее время определены основные принципы построения сумматоров мощностей полупроводниковых диодов [101]. Большинство известных сумматоров мощностей базируются на применении режима взаимной синхронизации отдельных источников и на применении режима синхронизации сигналом внешнего источника. По принципу построения и характеру внешней полезной нагрузки сумматоры мощности разделяются на два основных класса:

- системы суммирования мощностей в пространстве;
- системы суммирования в локализованных нагрузках линий передачи.

На основе сумматоров мощностей первого класса в настоящее время получили широкое распространение антенные фазированные решетки, полигенераторы-излучатели, в которых отдельные источники электромагнитных колебаний распределены на некоторой общей излучающей поверхности. Проблемы построения этих систем здесь не рассматриваются.

В качестве активных полупроводниковых элементов рассматриваются, прежде всего, лавинно-пролетные диоды на основе кремния, обеспечивающие в настоящее время наибольшие уровни мощности в миллиметровом диапазоне.

Основное внимание в данном разделе уделяется анализу второго класса устройств. Такие системы суммирования по принципу построения различаются следующим образом:

а) Сумматоры независимых СВЧ-источников колебаний, обеспечивающих когерентное суммирование мощностей в общей нагрузке в полосе частот $\Delta\omega < \Delta\omega_s$ ($\Delta\omega_s$ – полоса частот синхронной работы генераторов). Наибольшее распространение эти системы получили при работе в режиме внешней синхронизации. Режим взаимной синхронизации реализуем, однако, он требует скрупулезного регулирования взаимных частотных расстроек, фазовых сдвигов и величин связи между отдельными источниками. К сумматорам мощностей независимых источников относятся, прежде всего, системы, основанные на применении мостовых схем, многополосников, тройников, ответвителей [85, 86].

б) Сумматоры мощностей N полупроводниковых активных элементов, связанных с общей электродинамической системой таким образом, что обеспечивается режим эффективного сложения мощностей в полосе рабочих частот. К таким системам относятся приборы с установкой отдельных активных элементов на общем теплоотводе [48, 87, 88], стабилотронные схемы, в которых суммирование мощностей осуществляется в общем синхронизирующем контуре в режиме автоколебаний и в режиме внешней синхронизации [89, 90, 91, 92].

В данном разделе рассмотрены основные принципы построения сумматоров мощностей миллиметрового диапазона волн:

- определяются достижимые энергетические характеристики при суммировании мощностей ЛПД, установленных на общем теплоотводящем основании;
- определяются характеристики суммирования мощностей независимых источников СВЧ-колебаний в разветвленных системах, основанных на применении различного типа многополосников;
- определяются характеристики стационарного режима автоколебаний в генераторах-сумматорах мощности стабилотронного типа и рассматриваются вопросы оптимизации параметров диодов и высокочастотной цепи;
- рассматриваются характеристики суммирования в режиме внешней синхронизации, так называемое каскадное суммирование мощностей диодов;
- рассматриваются принципы построения электродинамических систем суммирования мощностей диодов в миллиметровом диапазоне волн.

2.5.1 Достижимые характеристики при суммировании мощностей диодов, установленных на общем теплоотводящем основании

Известны разработки мощных полупроводниковых устройств непрерывного режима, в которых успешно применяются многоструктурные диоды с монтажом отдельных структур на общем теплоотводящем основании при параллельном их включении в высокочастотную цепь и в цепь электрического питания [85, 93]. В таких многоструктурных конструкциях в непрерывном режиме достигается уменьшение "поперечной" компоненты теплового сопротивления в \sqrt{N} раз, где N – число монтируемых структур. В известных многоструктурных диодах общая площадь полупроводниковых структур остается практически неизменной и определяется условиями согласования импеданса диода и нагрузки. В связи со снижением теплового сопротивления таких конструкций оказывается возможным увеличить плотность тока питания и, благодаря этому, увеличить достижимую выходную мощность.

Создание многоструктурных конструкций диодов требует, прежде всего, такого размещения структур на общем теплоотводе, при котором их взаимный разогрев сводится к минимуму. Только при этом можно в полной мере реализовать уменьшение поперечной составляющей теплового сопротивления диода. Задача определения взаимного разогрева полупроводниковых структур, расположенных на общем основании и включенных параллельно, решена в [94] в предположении одинаковых диаметров структур d_i , одинаковых тепловых сопротивлений структур R_{Ti} и равных мощностей питания P_{0i} каждой структуры. Следует от-

метить, что последнее упрощающее допущение фактически предполагает малые различия температур отдельных структур диодной решетки, поскольку напряжение лавинного пробоя и, следовательно, ток через структуру зависит от ее температуры. Температура нагрева ΔT_i одной структуры i , расположенной на поверхности, определяется как суперпозиция температур нагрева, вызванного влиянием всех других структур, а также собственного нагрева мощностью P_{0i} :

$$\Delta T_i = \sigma R_{Ti} P_{0i}, \quad \sigma = 1 + \sum \mu(r_{it}/d_i), \quad (99)$$

где μ - функция отношения расстояния r_{it} между структурами i и t к диаметру структуры d_i ; суммирование в (99) берется по всем расстояниям r_{it} при $i \neq t$. На рис. 86 приведены зависимости коэффициента взаимного разогрева σ от числа структур в решетке N для фиксированных величин d/Δ , где Δ - расстояние между смежными структурами. Можно видеть, что для достижения заметного выигрыша при использовании многоструктурного диода необходимо выполнить конструкцию так, чтобы расстояние между структурами превышало их диаметр в 5-10 раз. Размеры решетки при этом значительно возрастают, что существенно затрудняет, особенно в диапазоне миллиметровых волн, обеспечение синфазной работы отдельных структур диода в конструкции генератора.

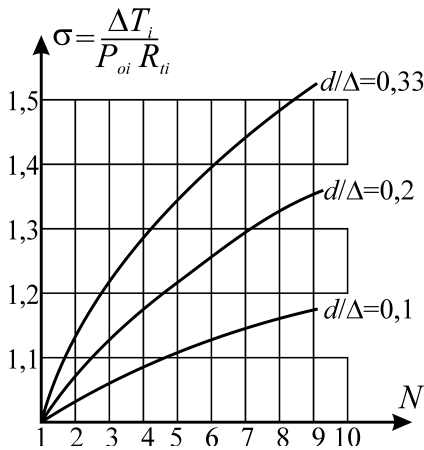


Рис. 86
Зависимости коэффициента σ взаимного разогрева полупроводниковых структур, установленных на общем теплоотводящем основании, от числа структур N в решетке.

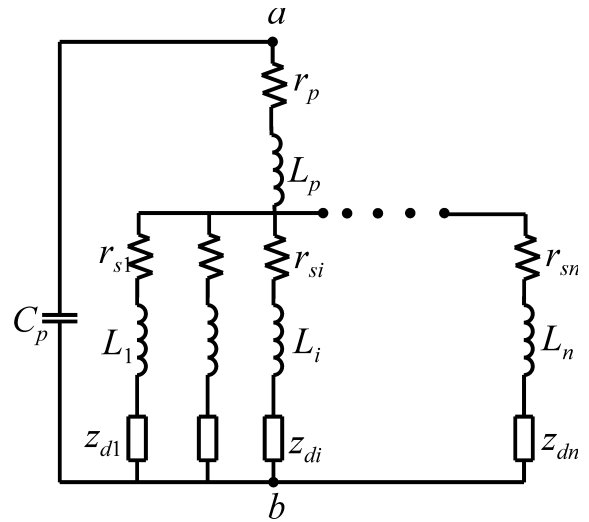


Рис. 87
Эквивалентная схема многоструктурного диода в металлокерамическом корпусе.

Обеспечение синфазности требует введения специальных фазирующих перемычек между структурами [93]. Наконец, при создании конструкций диодных решеток установленных в металлокерамическом корпусе, как правило, применяются дополнительные перемычки для соединения структур с общим выводом диода и друг с другом, приводящие к введению в схему паразитных активных и реактивных сопротивлений, ухудшающих КПД диода. Действительно, эквивалентная схема такой многоструктурной конструкции представлена на рис. 87. Здесь $z_{di} = -r_{di} + jx_{di}$ - импеданс i -ой структуры; r_{si} - суммарное сопротивление потерь в цепи каждой структуры; r_p - сопротивление потерь в общих монтажных цепях корпуса диода; L_p - индуктивность общего монтажного проводника в корпусе диода; L_i - индуктивность монтажных элементов i -ой структуры в корпусе; C_p - емкость корпуса диода. При создании многоструктурного ЛПД, так же, как и для одноструктурного диода, может быть применена резонансная трансформация импеданса (2.1.2а). В этом случае резонансная частота ω_0^N многоструктурного диода, его собственная добротность Q_0^N и резонансное сопротивление R_0^N определяются соответственно выражениями:

$$\omega_0^N = \left[\left(L_p + \frac{L_i}{N} \right) \frac{NC_d C_p}{NC_d + C_p} \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad Q_0^N = \frac{\omega_0^N (L_p + L_i/N)}{\left[-r_{di}/N + r_p + r_{si}/N \right]}, \quad R_0^N = \frac{1}{(\omega_0^N C_p)^2 \left[-r_{di}/N + r_p + r_{si}/N \right]}.$$

Здесь введено аппроксимирующее выражение $x_{di}=1/\omega C_d$, справедливое при работе вдали от лавинного резонанса, и предполагается, что параметры полупроводниковых структур одинаковы. Можно видеть, что для обеспечения резонансной трансформации импеданса необходимо выбирать параметры L_p , C_p , зависящими от числа и параметров полупроводниковых структур. КПД суммирования при установке полупроводниковых структур на общем теплоотводе в едином корпусе определится выражением:

$$\eta_{\Sigma} = \frac{\left| \frac{-r_{di}}{r_{si}} \right| - 1}{\left| \frac{-r_{di}}{r_{si}} \right| - 1 + N \frac{r_p}{r_{si}}} . \quad (100)$$

Расчеты показывают, что в режиме большого сигнала кремниевых двухпролетных ЛПД в 8-миллиметровом диапазоне волн при использовании корпусированных диодов с диэлектрическими втулками и монтажными пластинками ожидаемый КПД суммирования $\eta_{\Sigma} < 70\%$ при $N \geq 3$. Трудности тепловой изоляции структур друг от друга в миллиметровом диапазоне волн, уменьшение КПД суммирования из-за паразитных элементов монтажа в металлокерамическом корпусе объясняют то обстоятельство, что большинство известных многоструктурных диодов выполнены только в сантиметровом и в длинноволновой части миллиметрового диапазона волн.

Значительный интерес для создания мощных диодов в миллиметровом диапазоне представляет новый подход к конструированию многоструктурных диодов [48, 95]. Рассмотрим более подробно эту технику построения многоструктурных диодов. На рис. 88 представлена конструкция сумматора мощностей трех структур ЛПД, предназначенная для работы в W -диапазоне в непрерывном режиме. Данная конструкция характеризуется следующими отличительными признаками:

- Полупроводниковые структуры установлены на общем алмазном теплоотводе при соблюдении равных расстояний между ними; благодаря этому обеспечивается равный нагрев полупроводниковых структур и равные мощности их электрического питания.
- Из конструкции устранены диэлектрическая втулка и проводники, соединяющие структуры друг с другом и с общим выводом диода. Вместо этих элементов применена общая крышка, закрепленная непосредственно на трех торцах полупроводниковых структур, расположенных под углами 120° . Диодная сборка под общей крышкой и с общим теплоотводом установлена в волноводе прямоугольного сечения; к общей крышке подводится электрическое питание диодов. Такое решение практически устраняет паразитные параметры, обусловленные применением монтажных элементов в традиционных конструктивных решениях.
- Выбранные размеры диаметров полупроводниковых структур $d=20$ мкм и расстояний между структурами $\Delta=100$ мкм обеспечивают минимизацию взаимного их нагрева. При этом в работе [48] решена задача оптимизации площади диода для согласования с полезной нагрузкой в режиме максимальной мощности. С использованием развитых в 2.1.2а представлений согласование импедансов диода и нагрузки выполнено на основе резонансной трансформации импеданса диода, расположенного в открытой радиальной линии, верхним проводником которой является общая монтажная крышка. Диаметр холостой радиальной линии $d_r=200$ мкм выбран таким, что к диодам подключается входная реактивность радиальной линии, имеющая индуктивный характер.

В рассмотренной конструкции сумматора применены ЛПД на основе GaAs; на частоте 91 ГГц достигнут уровень непрерывной мощности 500 мВт при плотности тока питания 50 кА/см^2 . КПД диода $\eta=9\%$, а уровень мощности в три раза превышает уровень мощности одноструктурного диода той же геометрии. Таким образом, КПД суммирования близок к 100%. Выходная мощность и КПД примерно в два раза выше, чем при использовании такой же полупроводниковой структуры в обычной конструкции [105] (250 мВт на частоте 91 ГГц,

при $\eta = 4,5\%$). Несомненно, предложенная в [48, 95] конструкция может явиться основой для построения мощных малогабаритных генераторов непрерывного действия миллиметрового диапазона волн в монолитном и гибридно-интегральном исполнении.

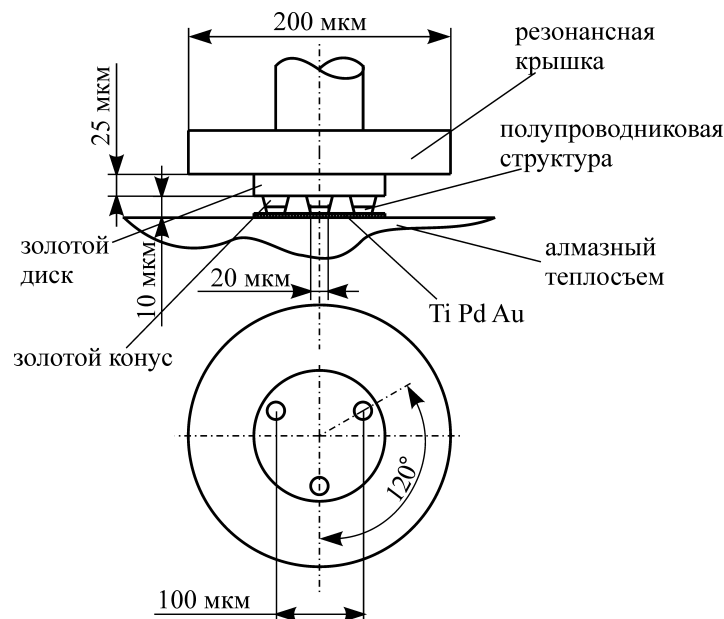


Рис. 88

Схема диода, содержащего 3 структуры GaAs ЛПД на общем алмазном теплоотводе.

В импульсном режиме работы при длительности импульса тока τ_p , значительно меньшей времени поперечной релаксации $\tau_r = r_d^2/\alpha$ (см. 2.4), скважностях импульсных посылок $Q \geq 30$ поперечные градиенты температуры в полупроводниковой структуре не возникают и тепловая задача сводится практически к одномерной. В этом случае “тепловое сопротивление растекания” практически не функционирует в теплопереносе и вопрос о выборе числа монтируемых полупроводниковых структур, с точки зрения достижения максимальных энергетических параметров, сводится к оптимизации площади p - n -перехода диода. Несомненно, вопросы однородности структуры, ее бездефектности, технологичности изготовления и закрепления на теплоотводе должны учитываться при определении целесообразности построения многоструктурного ЛПД импульсного действия.

Известны конструкции многоструктурных диодов при их последовательном соединении в высокочастотной цепи и в цепи электрического питания [86, 87, 96]. В основе известных конструкций лежит применение диэлектрических материалов с высокой теплопроводностью, таких, как окись бериллия, что позволяет обеспечить нормальный температурный режим диодов. Такие диоды были реализованы в 3-сантиметровом диапазоне волн. Значительные реактивные параметры таких многоструктурных конструкций, неодинаковость температурных режимов отдельных структур, значительные габариты не позволяют рассматривать это решение как перспективное в миллиметровом диапазоне.

2.5.2 Суммирование мощностей источников СВЧ-колебаний в мостовых и разветвленных системах

Суммирование мощностей полупроводниковых диодов в мостовых и разветвленных системах сводится фактически к сложению мощностей самостоятельных источников СВЧ-колебаний в независимых электродинамических конструкциях, удовлетворяющих следующим требованиям:

- обеспечивается суммирование мощностей двух и более источников СВЧ с максимальным КПД суммирования в широком частотном диапазоне;

- обеспечивается изоляция источников друг от друга, т.е. исключается взаимное влияние источников в рабочем диапазоне частот;
- не предъявляются к источникам жесткие требования по их равноамплитудности и равнофазности.

Указанным требованиям удовлетворяют различные конструкции электродинамических систем, решающих задачу сложения мощностей двух источников. Это трехдецибелльные шлейфовые направленные ответвители – рис. 89а, щелевые волноводные ответвители – рис. 89б, двойные Т-образные балансные мосты – рис. 89г, кольцевые мосты на микрополосковых линиях – рис. 89в и т.п.

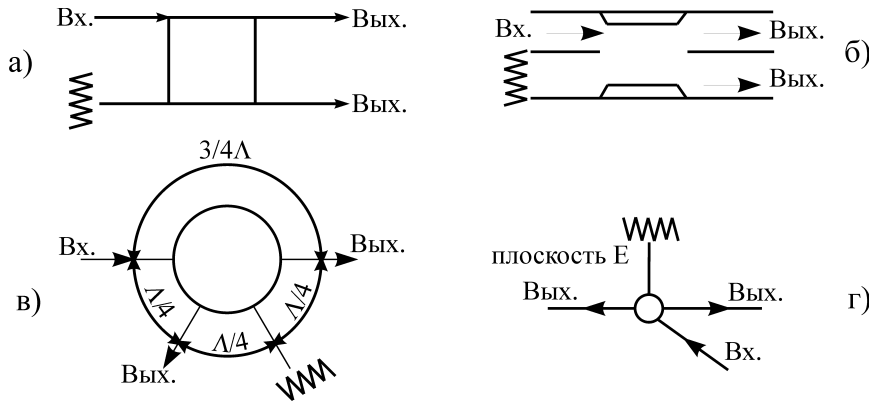


Рис. 89

Системы суммирования мощностей независимых двух источников СВЧ в общей нагрузке.

- а) 3-дБ шлейфовый направленный ответвитель; б) волноводный щелевой мост;
- в) гибридное кольцо на волноводах или микрополосковых линиях; г) гибридный Т-образный мост.

Анализ характеристик этих сумматоров [85] показывает, что эффективность суммирования мощностей двух источников мало зависит от различий уровней мощностей источников в пределах 3 дБ; в то же время оказывается необходимым весьма точный фазовый баланс источников – в пределах до 30° . Указанные сумматоры мощностей двух источников СВЧ могут быть включены в общую разветвленную систему суммирования (типа "дерева") – рис. 90. Системы такого типа при отсутствии потерь позволяют неограниченно увеличивать выходную мощность при увеличении числа суммируемых каскадов. Однако в реальных системах, обладающих потерями в суммирующих каскадах и в цепях, их соединяющих, возможности суммирования мощностей существенно ограничиваются. В рассматриваемых разветвленных сумматорах наиболее применимы источники СВЧ, работающие в стабильном усилительном режиме или в режиме внешней синхронизации. Создание сумматоров автоколебательных источников крайне затруднено, поскольку для этого необходимо обеспечить режим взаимной синхронизации, критичный к фазовым сдвигам между источниками и требующий введения дополнительных ветвей связи между источниками в рассматриваемых гибридных конструкциях.

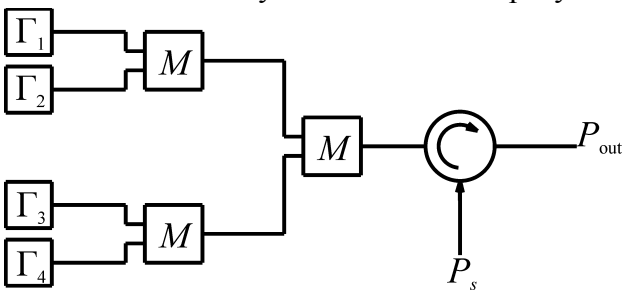


Рис. 90

Разветвленная система "дерево" суммирования мощностей генераторов $\Gamma_1... \Gamma_4$ в гибридных мостах M в режиме синхронизации внешним сигналом с мощностью P_s .

Рассмотрим сумматор типа "дерева", в котором применены гибридные конструкции для попарного сложения мощностей в отдельных каскадах. В этом случае общее число индивидуальных источников $N=2^K$, где K – число каскадов разветвленного сумматора. Введем обозначения: P_{out}^i – выходная мощность i -го источника; P_{in}^i – входная мощность i -го источника, работающего в режиме стабильного усиления или внешней синхронизации; G_i – коэффициент усиления i -го источника; L – потери в каждом каскаде. С уче-

том (42) добавочная мощность на выходе разветвленного сумматора, содержащего K каскадов, определится выражением:

$$P_{add} = 2^K L^{-K} \left(1 - \frac{L^{2K}}{G_i} \right) P_{out}^i \quad (101)$$

При этом КПД суммирования

$$\eta_{\Sigma} = \frac{P_{add}}{NP_i} = L^{-K} \left(1 - \frac{L^{2K}}{G_i} \right). \quad (102)$$

В выражениях (101), (102) добавочная мощность определяется как полная мощность на выходе сумматора, из которой вычитается мощность входного источника, обеспечивающая подведение, с учетом потерь в каскадах, входных мощностей $P_{in}^i = P_{out}^i / G_i$ ко всем N источникам.

Как следует из (101), (102) добавочная мощность не может неограниченно возрастать при увеличении числа K каскадов из-за потерь в СВЧ-цепях. Влияние потерь возрастает при уменьшении усиления суммируемых источников, работающих в усилительном или синхронном режиме. Это связано с возрастанием компоненты, определяемой уровнем входной мощности в общем уровне мощности на выходе сумматора. В качестве иллюстрации на рис. 91 приведены расчетные зависимости $\eta_{\Sigma}(N)$, рассчитанные для различных фиксированных величин потерь L в каскадах и двух значений усиления G_i источников. Из приведенных результатов следует, что в миллиметровом диапазоне волн, где потери на каскад составляют десятые доли дБ, многокаскадное суммирование мощностей целесообразно только при использовании источников с большим коэффициентом усиления.

В литературе описаны экспериментальные разработки рассмотренных разветвленных сумматоров мощностей. В диапазоне 61 ГГц разработан сумматор мощностей четырех двухпролетных ЛПД, установленных в двух гибридных каскадах, выполненных с использованием щелевых волноводных ответвителей. ЛПД работали в схемах усилителей с усилением малого сигнала $G > 20$ дБ; в качестве возбудителя был применен еще один гибридный каскад на щелевом волноводном ответвителе, суммирующий мощности двух ЛПД. Выходная мощность составляла 2,5 Вт в непрерывном режиме; полоса усиления превышала 6 ГГц [97]. В диапазоне 94 ГГц был разработан импульсный сумматор мощностей разветвленного типа, в котором применены 4 гибридных каскада, каждый из которых суммирует мощности двух ЛПД в схемах синхронных усилителей [98].

ЛПД имели уровни импульсной мощности 10–13 Вт и в результате суммирования 8 диодов была достигнута импульсная мощность 63 Вт. Основными особенностями рассмотренных разветвленных сумматоров гибридных попарных соединений независимых источников являются следующие:

- возможность сложения мощностей независимых источников СВЧ при допустимом значительном разбалансе их амплитуд (до 3 дБ) и необходимости достаточно точной балансировки их фаз (с точностью до 30°);
- возможность обеспечения суммирования мощностей в широком диапазоне частот (свыше 10%);
- наиболее эффективно данные сумматоры применимы при использовании в качестве независимых источников диодных стабильных усилителей и генераторов в режиме внешней синхронизации;
- КПД суммирования уменьшается при увеличении числа суммируемых гибридных каскадов, причем тем быстрее, чем меньше коэффициент усиления суммируемых парциальных усилителей;
- сумматоры данного типа характеризуются малой плотностью монтажа активных элементов и значительными массогабаритными характеристиками.

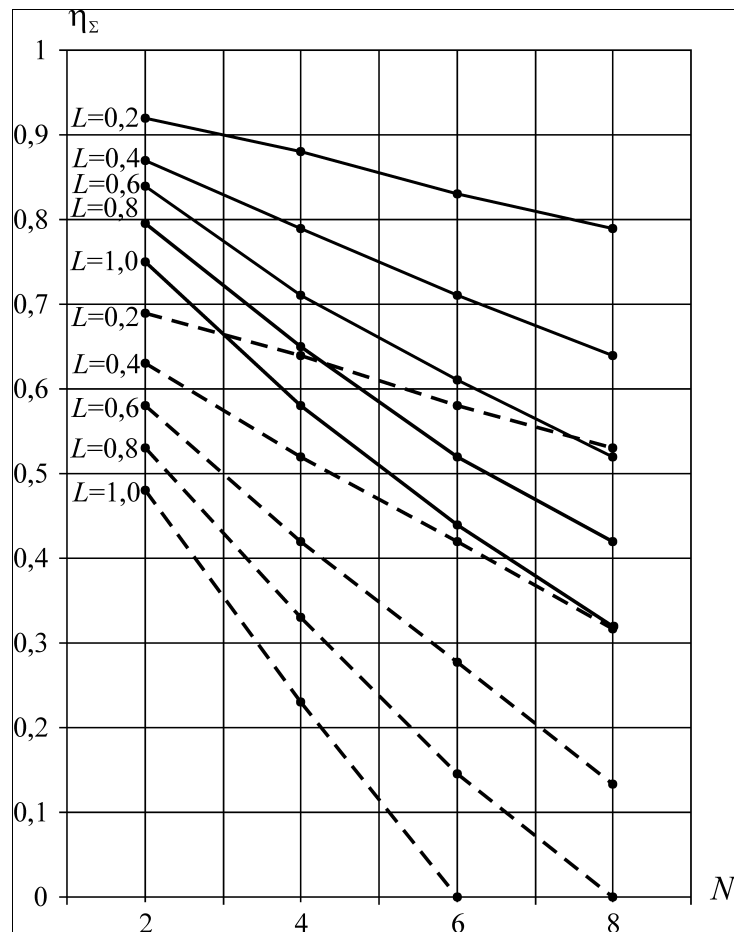


Рис. 91

Зависимость КПД суммирования мощностей усилителей η_{Σ} с коэффициентами усиления $G_i=15$ дБ (сплошные кривые) и $G_i=6$ дБ (пунктирные кривые) от величин потерь L [дБ] в каскадах и числа суммируемых источников N .

2.5.3 Суммирование мощностей диодов в единой электродинамической системе

Наибольшее распространение в диапазонах сантиметровых и миллиметровых волн получили сумматоры мощностей диодов в единой волноводно-резонаторной системе. В таких системах диоды устанавливаются на независимых теплоотводящих основаниях и включаются в высокочастотную цепь так, что их мощности складываются в общей нагрузке. На основе сумматоров этого класса достигнуты значительные уровни мощностей передающих устройств, как в непрерывном, так и в импульсном режиме работы. Так, в диапазоне 3 сантиметров при суммировании мощностей 32 двухпролетных GaAs ЛПД в общем цилиндрическом резонаторе, возбуждаемом на волне типа TM_{020} , достигнут уровень средней мощности $P_{av} > 300$ Вт и пиковой мощности $P_p > 1000$ Вт в импульсном режиме со скважностью $Q=3,3$ [91]. В области частот 40–41 ГГц при суммировании мощностей 12 двухдрейфовых кремниевых ЛПД в общем резонаторе прямоугольного сечения, возбуждаемого на волне типа TE_{106} , создан усилитель с уровнем непрерывной мощности свыше 10 Вт [99]; в диапазоне 91 ГГц при суммировании мощностей 4 двухдрейфовых кремниевых ЛПД, установленных в резонаторе прямоугольного сечения, достигнут суммарный уровень импульсной мощности 40 Вт при скважности $Q=200$ и длительности импульса 100 нс [100]. С использованием сумматоров мощностей кремниевых двухдрейфовых ЛПД рассматриваемого класса достигнуты импульсные мощности в диапазоне 30–40 ГГц $P_{и} > 50$ –100 Вт при скважности $Q > 200$, длительности импульсов $\tau < 200$ нс [49].

Суммирование мощностей диодов в единой электродинамической системе реализуется в различных режимах работы:

- в режиме автоколебаний, когда рабочая частота определяется настройкой суммирующего резонатора;
- в режиме синхронизации внешним сигналом (в режиме усиления), когда рабочая частота определяется задающим генератором.

Рассмотрим принципы построения сумматоров мощностей диодов в указанных режимах работы.

а) Сумматоры в автоколебательном режиме

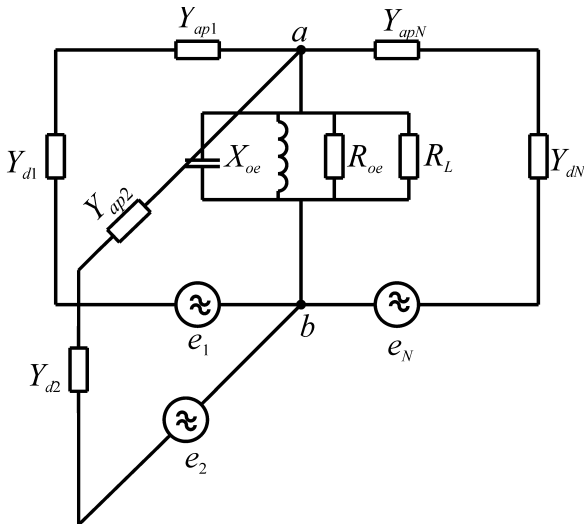


Рис. 92
Эквивалентная схема сумматора мощностей N диодов в общем суммирующем резонаторе (сумматор-стабилотрон).

Частота автоколебаний сумматоров данного типа должна определяться резонансной частотой суммирующего резонатора, должно выполняться требование подавления паразитных типов колебаний, должен обеспечиваться мягкий режим самовозбуждения. Эти требования аналогичны тем, которые предъявляются к стабилизированным генераторам с высокочастотным стабилизирующим резонатором в высокочастотной цепи – к стабилотронам (см. 2.2). Дополнительно должны удовлетворяться требования оптимального сложения мощностей диодов, обеспечиваться максимальный КПД суммирования мощностей диодов и одновременно решаться задача работы каждого диода в режиме максимальной мощности.

Эквивалентная схема сумматора-стабилотрона представлена на рис. 92, где $Y_{di}(\omega, U_i, I_0)$ – эквивалентная проводимость i -го диода, пересчитанная к сечению резонатора; $Y_{ap}(\omega)$ – эквивалентная проводимость i -ой антипаразитной нагрузки, пересчитанная к сечению резонатора; $R_L = 1/G_L$ – сопротивление полезной нагрузки, пересчитанное к клеммам $a-b$; $R_{oe} = 1/G_{oe}$ – резонансное сопротивление колебательного контура при отключенной полезной нагрузке; $X_{oe} = 1/B_{oe}$ – суммарное реактивное сопротивление контура на клеммах $a-b$; e_i – ЭДС шума в цепи каждого диода.

Рассмотрим случай идентичных диодов и чисто активных антипаразитных сопротивлений R_{ap} одинаковых во всех плечах сумматора [101, 12]. В этом случае КПД высокочастотной цепи определяется выражением:

$$\eta_L = \frac{R_L/W_0}{\left(\frac{R_L}{W_0}\right)^2 \left[\frac{1}{(K_0 - R'_{ap})} + \left(\frac{1}{K_0 - R'_{ap}}\right)^2 (1 + \xi^2) \frac{R'_{ap}}{N} \right] + \frac{R_L}{W_0} \left[1 + \frac{2R'_{ap}}{N(K_0 - R'_{ap})} \right] + \frac{R'_{ap}}{N}}, \quad (103)$$

где K_0 – КСВ в диодной линии сумматора при отключенной нагрузке R_L ; $K_0 = R'_{oe} + R'_{ap}$; W_0 – волновое сопротивление диодной линии; $\xi = Q_0(\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)$ – обобщенная расстройка ненагруженной колебательной системы; ω_0 и Q_0 – собственная частота и добротность колебательной системы.

Максимальный КПД высокочастотной цепи достигается при $\xi=0$ и при оптимальной нагрузке резонатора

$$\left(\frac{R_L}{W_0}\right)^{1/2} = \left(\frac{R'_{ap}}{N}\right)^{1/2} \frac{K_0 - R'_{ap}}{[(K_0 - R'_{ap}) + R'_{ap}/N]^{1/2}}. \quad (104)$$

При этом максимальный КПД высокочастотной цепи

$$\eta_{L\max} = \frac{(K_0 - R'_{ap})N}{\left\{ (R'_{ap})^{1/2} + [(K_0 - R'_{ap})N + R'_{ap}]^{1/2} \right\}^2}. \quad (105)$$

На рисунках 93, 94 представлены зависимости $\eta_{L\max}(K_0, R'_{ap}, N)$ и $(R_L/W_0)_{\text{opt}}(K_0, R'_{ap}, N)$. Максимальный КПД суммирования возрастает с увеличением числа N суммируемых активных элементов, с увеличением связи диодных линий с резонатором K_0 и при уменьшении антипаразитной нагрузки R'_{ap} . Анализ показывает, что критичность настройки для получения максимального КПД снижается при уменьшении R'_{ap} и увеличении N . Эффект повышения КПД суммирования при увеличении числа суммируемых диодов объясняется необходимостью уменьшения оптимального сопротивления нагрузки (104). При этом влияние собственных потерь резонатора уменьшается. Эта особенность рассматриваемых сумматоров существенно отличает их от других известных схем суммирования мощностей, у которых КПД суммирования уменьшается при увеличении N – см. 2.5.2. Увеличение КПД и улучшение диапазонных характеристик сумматоров – стабилотронов при уменьшении антипаразитного сопротивления является общей характеристикой генераторов, построенных по стабилотронной схеме – см. 2.2.

В соответствии с методом эквивалентной линеаризации, уравнение стационарного режима автоколебаний сумматора мощностей диодов рис. 91 записывается в виде:

$$H(\omega, U_m, I_{0i})U_m = \sum e_i Y_i = \sum \delta i_i, \quad \delta i_i = e_i Y_i, \quad (106),$$

где $H(\omega, U_m, I_0) = \sum Y_i(\omega, U_m, I_{0i}) + Y_L(\omega)$ – изображающая функция, $Y_i(\omega, U_m, I_{0i}) = (Z_{di} + Z_{api})^{-1}$, U_m – амплитуда высокочастотного напряжения на клеммах $a-b$, I_{0i} – ток питания i -го диода, Y_L – проводимость нагрузки на клеммах $a-b$. Суммирование в (106) проводится по числу диодов N . Критерий устойчивости стационарных колебаний определяется уравнениями (7, 9) (см. 2.1). Устойчивость характеристик стационарного режима автоколебаний определяется для малых гармонических возмущений токов питания диодов $I_i = I_{0i} + \delta I_{mi} \sin(\Omega t + \xi_i)$ и высокочастотных токов в диодных ветвях $\delta i_i(t) = \delta i_{mi} \exp[j(\omega_0 + \Omega)t + \psi_i]$, где $\delta I_{mi} \ll I_{0i}$, $\delta i_{mi} Z_L(\omega_0) \ll U_m$. Решение (106) ищется в виде:

$$U_m(t) = [U_{m0} + \delta U_m(t)] \exp\{j[\omega_0 t + \varphi(t)]\} \quad \text{для случая малых возмущений} \quad \frac{1}{U_{m0}} \frac{d\delta U_m}{dt} \ll \omega_0,$$

$\frac{d\varphi}{dt} \ll \omega_0$. Определение амплитуд возмущений δU_m , $\delta \omega_m$ выполним при следующих упрощающих предположениях:

- активные элементы и схемы их включения идентичны;
- возмущающие сигналы в цепи каждого диода имеют случайные фазы ξ_i , ψ_i и равные амплитуды δI_m , i_m ;
- выполняется условие малости модулирующих частот $\Omega \ll T_1/T_2$, что позволяет искать решение в предположении $\Omega \rightarrow 0$;
- при изменении числа N суммируемых диодов величина полезной нагрузки $R_L(N)$ регулируется так, что рабочая точка на характеристике каждого диода остается неизменной, т.е. $T_1 \exp(j\psi_1) = NT_{1i} \exp(j\psi_{1i})$, $T_2 \exp(j\psi_2) = NT_{2i} \exp(j\psi_{2i}) + T_{2L} \exp(j\psi_{2L})$, где комплексные величины $T_1 \exp(j\psi_1)$, $T_2 \exp(j\psi_2)$, $T_3 \exp(j\psi_3)$ определяются соотношениями аналогичными приведенным в 2.1 (см. 2.13).

В результате несложных преобразований получим следующие соотношения, определяющие амплитуды возмущений δU_m , $\delta \omega_m$:

при $\delta i_{mi} = 0$, $\delta I_m \neq 0$

$$\frac{\delta U_m}{U_{m0}} = \frac{\delta I_m}{\sqrt{N}} \frac{T_{3i}}{T_{1i}} \frac{\sin(\psi_{3i} - \psi_2)}{\sin(\psi_2 - \psi_{1i})}, \quad (107)$$

$$\delta \omega_m = \sqrt{N} \delta I_m \frac{T_{3i} \left[\sin^2(\psi_{3i} - \psi_{1i}) - 0,5 \sin 2(\psi_{3i} - \psi_2) \sin 2(\psi_2 - \psi_{1i}) \right]^{1/2}}{[(NT_{2i})^2 + T_{2L}^2 + 2NT_{2i}T_{2L} \cos(\psi_{2i} - \psi_L)]^{1/2} \sin(\psi_2 - \psi_{2i})}; \quad (108)$$

при $\delta I_m = 0$, $\delta i_{mi} \neq 0$

$$\frac{\delta U_m}{U_{m0}} = \frac{i_{mi}/U_{m0}}{\sqrt{N}} \frac{1}{T_{1i} \sin(\psi_2 - \psi_{1i})}, \quad (109)$$

$$\delta \omega_m = \sqrt{N} \delta i_{mi}/U_{m0} \frac{1}{[(NT_{2i})^2 + T_{2L}^2 + 2NT_{2i}T_{2L} \cos(\psi_{2i} - \psi_L)]^{1/2} \sin(\psi_2 - \psi_{1i})}. \quad (110)$$

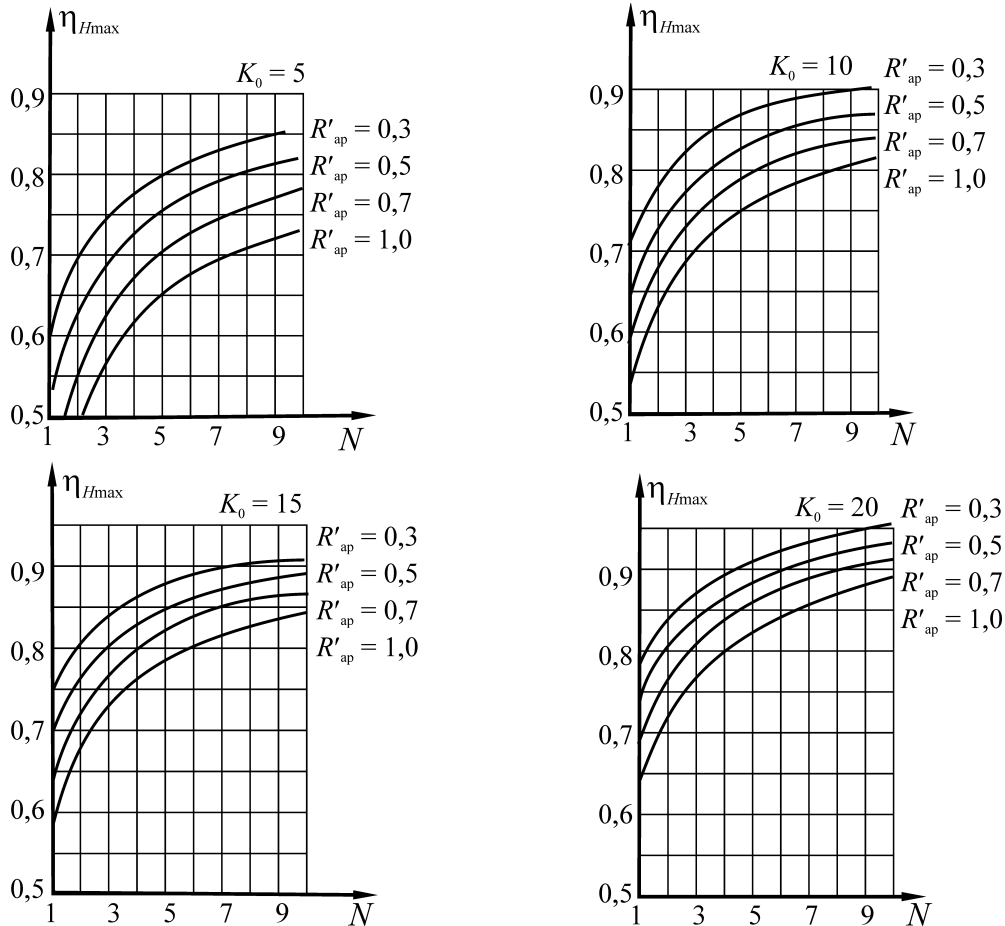


Рис. 93

Зависимости максимального КПД суммирования N диодов в схеме с общим суммирующим резонатором на резонансной частоте при различных величинах антипаразитных сопротивлений $R_{ap}=1/Y_{ap}$ и величинах связи K_0 диодных линий с резонатором.

Таким образом, амплитуда возмущения напряжения сигнала δU_m уменьшается с увеличением числа суммируемых диодов пропорционально $1/N^{1/2}$; амплитуда частотного возмущения $\delta \omega_m$ максимальна при $N=N_0 \approx T_L/T_{2i}$ (при условии, что $|\psi_{2i} - \psi_L| \leq \pi/6$) и при дальнейшем увеличении N уменьшается. Указанное обстоятельство связано с тем, что при $N > N_0$ основной вклад в значение T_2 вносит слагаемое $N \frac{\partial Y_i}{\partial \omega}$. При значительных N величина $\delta \omega_m$

асимптотически приближается к значениям, пропорциональным $\frac{1}{\sqrt{NT_{2i}}}$, не зависящим от

внешней нагрузки. Отсюда следует, что при суммировании большого числа активных элементов для снижения частотного шума следует увеличивать значения T_{2i} , определяемые частотными зависимостями проводимостей эквивалентного диода Y_i ; увеличение добротности резонатора при $N > N_0$ может оказаться неэффективным. Соотношения (108), (110), определяющие уровень амплитудного шума сумматора-стабилотрона в зависимости от числа суммируемых диодов, являются типичными для систем суммирования N осцилляторов.

Приведенные теоретические результаты, относящиеся к энергетическим характеристикам сумматоров мощностей диодов в единой электродинамической системе, к их спектраль-

ным и стабилизационным характеристикам нашли полное подтверждение в процессе разработок различных действующих приборов (например, [12]). Основные особенности этих сумматоров-стабилотронов сводятся к следующему:

- КПД суммирования возрастает с увеличением числа суммируемых диодов, с увеличением связи диодных линий с резонатором, при уменьшении антипаразитной нагрузки;
- при малых величинах антипаразитных сопротивлений в процессе последовательного увеличения числа суммируемых диодов выполняма настройка сумматора на максимальный КПД генератора без корректировки параметров уже настроенных диодных узлов;
- внешняя добротность и амплитудные шумы сумматора уменьшаются при увеличении числа диодов N , а частотные шумы максимальны при некотором числе суммируемых диодов, а при дальнейшем увеличении их числа также уменьшаются.

Сумматор-стабилотрон в автоколебательном режиме является прибором, обеспечивающим эффективное сложение мощностей диодов; однако этот прибор обладает низкой добротностью СВЧ-системы и малой частотной стабильностью.

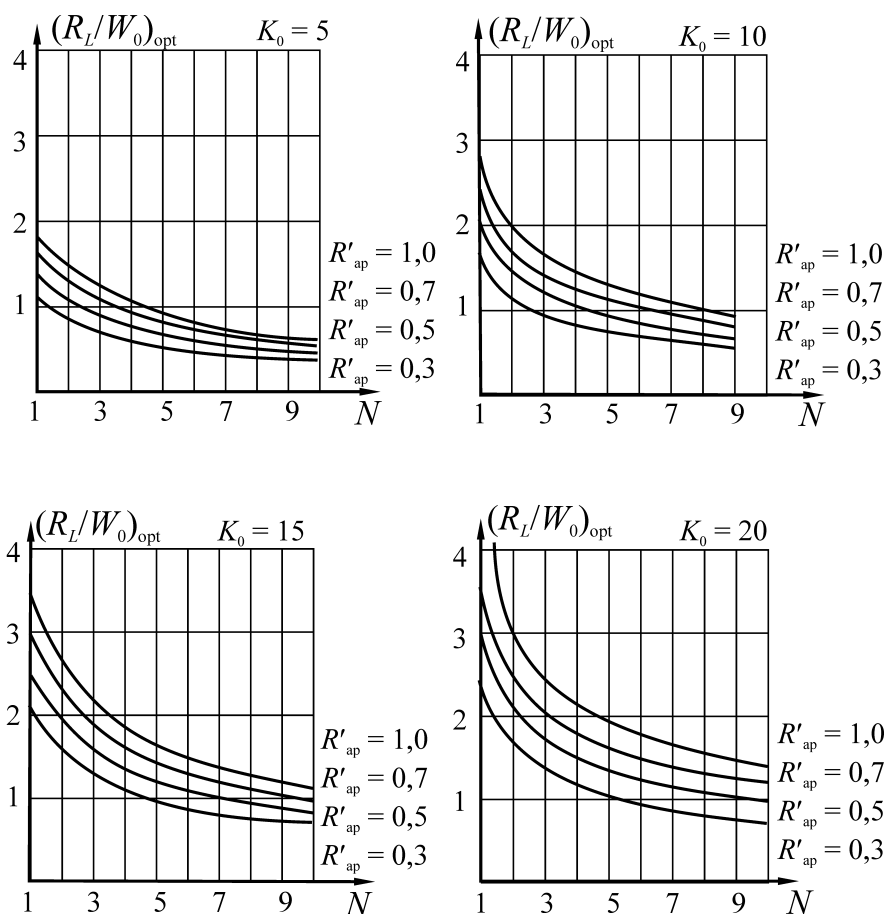


Рис. 94

Зависимость оптимального сопротивления нагрузки $(R_L/W_0)_{opt}$, приведенного к волновому сопротивлению диодной линии W_0 , в зависимости от числа суммируемых диодов N , величины антипаразитного сопротивления R'_{ap} , величины связи диодных линий с резонатором K_0 .

б) Сумматоры в режиме внешней синхронизации

Режим внешней синхронизации генераторов-сумматоров мощностей диодов, установленных в единой СВЧ-системе представляет значительный практический интерес по следующим причинам:

- во-первых, в этом режиме при использовании высокостабильного задающего генератора обеспечивается такая же высокая стабильность частоты выходного сигнала со всеми высокими энергетическими характеристиками;

– во-вторых, оказывается возможным реализовать эффективное суммирование выходных мощностей каскадов, следующих друг за другом (в частности, конечного и предоконечного каскадов) и, в результате, значительно увеличить количество суммируемых диодов, что особенно важно в миллиметровом диапазоне, где размещение большого числа диодов в одном каскаде затруднено из-за малых размеров и необходимости эффективного отвода тепла.

Возможно создание многокаскадных систем, в которых каждый каскад, содержащий один или несколько активных элементов, включается в общую систему при помощи ферритового циркулятора. Такие системы характеризуются высокой выходной мощностью, определяемой суммированием мощностей диодов в выходных каскадах и значительным усилением, определяемым числом каскадов, действующих в режиме синхронизации или стабильного усиления.

Из приведенного рассмотрения сумматоров-стабилитронов видно, что в этих устройствах условие стационарного режима, критерии устойчивости стационарного режима записываются теми же соотношениями, что и в однодиодных генераторах, если ввести представление об эквивалентном диоде, амплитудно-частотные характеристики которого определяются соотношением $Y_{de}^{\Sigma} = \sum_N Y_{de}^i$. Особенностью, по сравнению с автоколебательным режимом, является то, что для

достижения максимальной полосы частот синхронной работы необходимо, насколько это, возможно, уменьшить добротность высокочастотной системы. Применительно к рассматриваемым сумматорам это означает, что суммирование мощностей диодов следует производить не в суммирующем резонаторе, а в волноводе, сочлененном с согласованной нагрузкой. При этом единственной избирательной системой в высокочастотной цепи явится эквивалентный диод с проводимостью Y_{de}^{Σ} . По существу это то же решение, которое применяется в однодиодных синхронизированных генераторах (см. 2.1.6). Конструктивные решения для сумматоров в режиме автоколебаний и в режиме синхронизации внешней силой будут рассмотрены детально в следующем разделе. Здесь остановимся на особенностях суммирования мощностей диодов в режиме внешней синхронизации сигналом большой амплитуды.

Для определенности в качестве синхронизируемого генератора рассматривается волноводно-коаксиальный сумматор-стабилитрон, эффективно применяемый для суммирования мощностей диодов в одном каскаде, а также в однодиодных генераторах в автоколебательном и синхронном режимах (см. 2.1.6, 2.2.1). Конструкция и эквивалентная схема такого генератора представлены со-

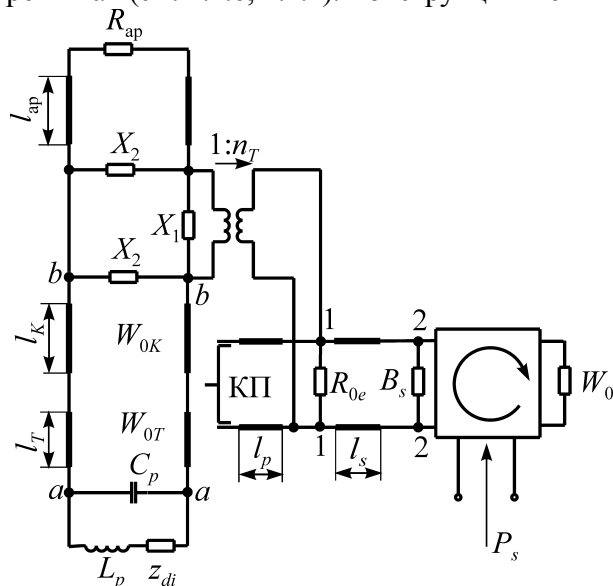


Рис. 95

Эквивалентная схема диодного генератора на волноводно-коаксиальной СВЧ-системе в режиме внешней синхронизации.

ответственно на рисунках 26, 27. Включение полупроводниковой структуры в СВЧ-цепь осуществляется при помощи дополнительного контура, построенного на монтажных элементах металлокерамического корпуса диода.

В случае применения ЛПД дополнительный контур осуществляет резонансную трансформацию импеданса структуры (см. 2.2.1а), а при использовании диодов Ганна в пролетном режиме дополнительный контур характеризуется собственной частотой значительно превышающей рабочую, либо выполнен так, чтобы корректировать амплитудно-частотные характеристики структуры в области малого сигнала (см. 2.2.1б).

Эквивалентная схема анализируемого синхронизированного генератора приведена на рис. 95. На этой схеме i -ая полупроводниковая структура с импедансом z_d^i установлена в корпусе с параметрами монтажа L_p, C_p . Корпуси-

рованный диод включен в сечении $a-a$ в отрезок коаксиальной линии с волновым сопротивлением W_{0K} при использовании коаксиального трансформатора импедансов (W_{0T} , l_T). Со второго конца коаксиальная линия нагружена на антипаразитное сопротивление R_{ap} . Коаксиальная линия связана с волноводным резонатором четырехполосником X_1 , X_2 и трансформатором импедансов (n_T). Волноводный резонатор с одного торца соединен с короткозамыкающим скользящим поршнем КП, а с другого – с полезной нагрузкой W_0 при помощи индуктивной диафрагмы с проводимостью B_s и ферритового циркулятора. Собственные потери суммирующего резонатора учтены сопротивлением R_{0e} . Величина R_{0e} зависит от числа N суммируемых диодов и соответственно от количества диодных линий. При рассмотрении в качестве синхронизируемого генератора N -диодного сумматора-стабилотрона синхронизирующий сигнал с мощностью P_s подводится к выходному сечению 2-2 генератора при помощи циркулятора. В связи с тем, что применена реактивная неоднородность B_s в выходном волноводе, увеличивающая добротность высокочастотной цепи, схема рис. 95 не является оптимальной для достижения максимальных диапазонных характеристик в режиме внешней синхронизации. Эти вопросы детально рассматривались в 2.1.6 и предложенные там методы расширения рабочей полосы частот при исключении реактивной неоднородности из схемы синхронизированного генератора могут с успехом применяться и при каскадном суммировании мощностей. В то же время схема рис. 95 является широко применяемой схемой построения синхронизированных диодных генераторов.

Основными параметрами, определяющими эффективность каскадного суммирования мощностей диодов, являются КПД суммирования и диапазон Δf_p рабочих частот в пределах полосы синхронизации при заданном уровне выходной мощности [102]. Определим КПД каскадного суммирования, как

$$S = \frac{P_{out}^{max}}{P_a^{max} + P_s}, \quad (111)$$

где P_{out}^{max} – максимальное значение мощности на выходе синхронизируемого каскада; P_s – синхронизирующая мощность; P_a^{max} – максимальный уровень выходной мощности в режиме автоколебаний, соответствующий оптимальной настройке по мощности. Как следует из (111), определение КПД каскадного суммирования сводится к оценке степени приближения выходной мощности к максимально достижимой в данной конструкции: $P_{out}^{max} = P_a^{max} + P_s$.

Оценку достижимых характеристик каскадного суммирования мощностей диодов проведем для конкретного случая построения двухкаскадного генератора на ЛПД 8-миллиметрового диапазона волн. В каждом из каскадов установлен двухпролетный кремниевый ЛПД с диаметром p - n -перехода $d_{pn}=250$ мкм. В расчетах приняты следующие параметры схемы рис. 95, соответствующие реальному действующему прибору: $W_{0K}=50$ Ом; $l_T=0$; $l_K=\lambda_0/2$; $R_{ap}=20$ Ом; $l_{ap}=\lambda_0/2$; $X_1=40$ Ом; $1/X_2=0$; $n_T=4$. Величина реактивной проводимости B_s регулируется для достижения максимальной выходной мощности при изменении уровня синхронизирующей мощности P_s и автоколебательной мощности P_a . Расчеты проведены в широком интервале амплитуд тока через полупроводниковую структуру: $I_{ma}=2-10$ А, при которых реализуется автоколебательный режим ГЛПД с заданной частотой f_a .

Типичные зависимости КПД суммирования от уровня мощности синхронизирующего сигнала $S(P_s)$, рассчитанные для фиксированных амплитуд тока автоколебаний $i_{ma}=2, 4, 8$ А, приведены на рис. 96а; на рис. 96б приведены соответствующие зависимости рабочего диапазона частот в полосе синхронизации $\Delta f_p(P_s)$, определенные на уровне -2 дБ от максимального значения P_{out}^{max} .

Можно видеть, что КПД каскадного суммирования мощностей возрастает при увеличении амплитуды тока i_{ma} в автоколебательном режиме, а также при увеличении уровня синхронизирующей мощности, превышая 90% при $P_s/P_a > 0,6$; при этом увеличивается также рабочая полоса частот. Увеличение амплитуды тока i_{ma} приводит к заметному уменьшению уровня входной мощности P_s , соответствующей максимальной величине добавочной мощности $P_{add}^{max} = P_{out}^{max} - P_s$.

Соответствующие зависимости $P_s^{\max}/P_a^{\max}(i_{ma})$ и $P_{out}^{\max}/P_a^{\max}(i_{ma})$ приведены на рис. 97. На этом же рисунке приведена зависимость коэффициента отражения (по мощности) $\Gamma^2(i_m)$, при котором величина добавочной мощности максимальна.

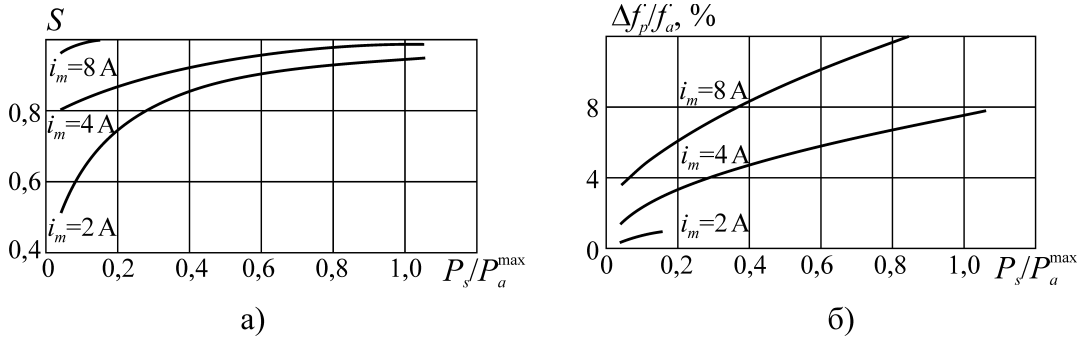


Рис. 96

а) Зависимости КПД каскадного суммирования S от уровня мощности синхронизирующего сигнала P_s/P_a^{\max} , определенные для различных амплитуд СВЧ-тока $i_m=2, 4, 8$ А.

б) Зависимости рабочего диапазона частот каскадного суммирования $\Delta f_p/f_a$ от мощности синхронизирующего сигнала P_s/P_a^{\max} , определенные для $i_m=2, 4, 8$ А.

Можно видеть, что при специальной настройке генератора в режиме автоколебаний, когда амплитуда тока через диод $i_{ma}=i_{ma}^0=3,2$ А и входная мощность $P_s \approx P_a$ уровень выходной мощности в режиме синхронизации $P_{out} \approx 2P_a^{\max}$, т.е. достигается увеличение мощности генератора в два раза. При значениях $i_m < i_{ma}^0$, т.е. при такой настройке генератора в режиме автоколебаний, когда его мощность уменьшается, также достигим режим практически полного каскадного суммирования мощностей, при котором $P_{out}^{\max} \approx P_s + P_a^{\max}$. В частности, при $i_{ma}=2$ А, $P_{out}^{\max} = 3,3P_a^{\max}$; при этом на

вход синхронизируемого генератора подводится синхронизирующая мощность $P_s \approx 2,3 P_a^{\max}$. Такой напряженный энергетический режим с входной мощностью, более чем в два раза превышающей уровень автоколебательной мощности, и коэффициентом усиления $\Gamma^2 \approx 1,4$ вряд ли практически целесообразен, однако, его осуществимость свидетельствует об универсальности принципа каскадного суммирования мощностей в синхронном режиме. При настройке генератора, соответствующей максимальной мощности автоколебаний при максимальной амплитуде СВЧ-тока $i_{ma} > 8$ А, достигается режим максимального усиления при уровне синхронизирующей мощности $P_s < 0,2 P_a$; максимальный уровень выходной мощности близок к максимальному уровню мощности автоколебаний. Следует обратить внимание на то, что достижение максимального КПД суммирования требует изменения настройки генератора в автоколебательном режиме, соответствующем уровню синхронизирующей мощности. Если уровень входной мощности возрастает, то нужно вводить "предыскажения", при которых уровень мощности автоколебаний снижается. В противном случае возникает перенапряженный режим, при котором КПД каскадного суммирования снижается. Оптимальной настройке соответствует достижение максимальной добавочной мощности $P_{add}^{\max} = -1/2G_{de}(\omega, U_m, I_0)U_m^2$ в режиме синхронизации.

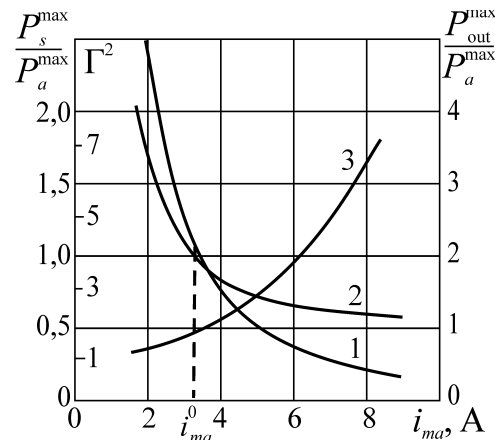


Рис. 97

Зависимость отношения максимальной выходной мощности к максимальной мощности автоколебаний $P_{out}^{\max}/P_a^{\max}$ от амплитуды СВЧ-тока в режиме автоколебаний i_{ma} - кривая 1;

зависимость уровня синхронизирующей мощности $P_s/P_a^{\max}(i_{ma})$ - кривая 2;

зависимость коэффициента отражения по мощности $\Gamma^2(i_{ma})$ - кривая 3.

Совмещение методов суммирования мощностей диодов при их установке в единой электродинамической системе с методами каскадного суммирования – это реальное решение проблемы достижения высоких уровней мощности и КПД источников СВЧ-миллиметрового диапа-

зона при широкой полосе рабочих частот, при максимальной плотности монтажа диодов, минимальных габаритах, допустимом тепловом режиме диодов.

2.5.4 Принципы построения систем суммирования мощностей диодов

При построении сумматоров мощностей N диодов в миллиметровом диапазоне волн возникает ряд трудностей, уменьшающих реализуемое число суммируемых диодов в единой электродинамической системе:

- сокращается пропорционально длине волны периметр резонансной системы, вдоль которого располагаются диодные линии с активными элементами и антипаразитными нагрузками;
- оказывается нецелесообразным применение коаксиального вывода мощности из суммирующего резонатора, что заметно уменьшает число суммируемых диодов в аксиально-симметричных конструкциях.

В связи с этим для достижения значительных мощностей большой смысл приобретает каскадное суммирование, при включении нескольких диодов в каждом каскаде. Такие приборы эффективны в режиме внешней синхронизации и достижение широкой полосы частот обеспечивается при суммировании мощностей диодов в волноводах или в сильно нагруженных резонаторах. В данном разделе рассмотрены основные особенности таких волноводно-резонаторных конструкций.

а) Система суммирования на основе волновода прямоугольного сечения

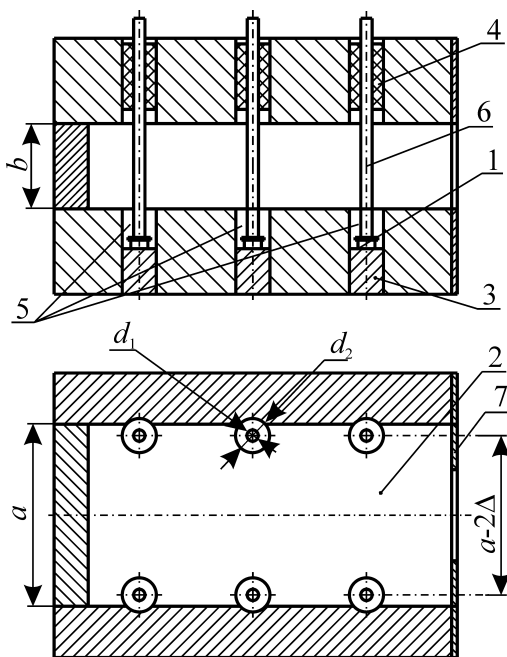


Рис. 98

Эскиз конструкции сумматора мощностей диодов ($N=6$) в резонаторе прямоугольного сечения.

На рис. 98 приведен эскиз сумматора, в котором мощности 6 диодов 1 суммируются в резонаторе 2 прямоугольного поперечного сечения $a \times b$. Диоды 1 на теплоотводящих основаниях 3, антипаразитные нагрузки 4 установлены в коаксиальных диодных линиях 5 с диаметрами наружного и внутреннего проводника d_2, d_1 соответственно; электрическое питание диодов производится при помощи индуктивных штырей 6. Расстояние между осями смежных диодных линий, расположенных вдоль оси резонатора, выбирается равным $\lambda/2$ – половине длины волны в волноводе. В выходном сечении установлена индуктивная диафрагма 7, проводимость которой регулируется в зависимости от числа суммируемых диодов. Конструкция сумматора, подобная представленной на рис. 98, впервые была описана в [89] с теми отличиями, что применялись согласованные антипаразитные нагрузки в диодных линиях и расстояние между осями коаксиальных линий было равно размеру (a) широкой стенки волновода. Отличия конструкции, приведенной на рис. 98, от известной [89] связаны с результатами анализа сумматора-стабилотрона, выполненного на волноводно-коаксиальном Т-образном сочленении, а также анализа синхронного режима такого стабилотрона (см. 2.5.2, а также 2.1.6). В частности, КПД суммирования возрастает при уменьшении величин антипаразитных сопротивлений в диодных линиях, что достигается применением рассогласованных антипаразитных нагрузок; широкополосность синхронизированного сумматора возрастает при согласовании импедансов диодов и нагрузки при помощи регулирования коэффициента трансформации n_{Ti} за счет смещения осей диодных линий относительно боковой стенки резонатора при устранении реактивной неоднородности B_s в выходном сечении генератора (т.е. устранении диафрагмы 7).

Основным узлом рассматриваемых конструкций является Т-образное сочленение коаксиальной диодной линии и волновода. Если расстояние между диодными линиями превышает $\lambda/8$, в первом приближении можно не учитывать взаимодействие между отдельными неоднородностями и каждое Т-сочленение рассматривать независимо. Несмотря на значительное количество публикаций по суммированию мощностей в конструкциях типа рис. 98, характеристики Т-сочленения коаксиальной линии и волновода освещены в литературе недостаточно. Определение основных параметров эквивалентной схемы этого сочленения было проведено экспериментально на основе развитого в [103, 24] метода регулируемых реактивностей и резонансных настроек.

Основные результаты, важные для проектирования конструкций рис. 98, приведены ниже в этом разделе. Эквивалентные схемы замещения вариантов конструкций Т-образных сочленений рис. 99, а именно: а) при расположении оси коаксиала в плоскости боковой стенки волновода; б) при смещении оси коаксиала относительно боковой стенки; в) при расположении оси коаксиала в плоскости торца волновода; г) при введении теплоотводящего основания диода в полость волновода приведены на рис. 100. Общая схема содержит полную систему параметров, основанную на замещении всех неоднородностей линейными П- и Т-образными четырехполносниками. Данная система параметров является избыточной для описания конструкций, представленных на рис. 99.

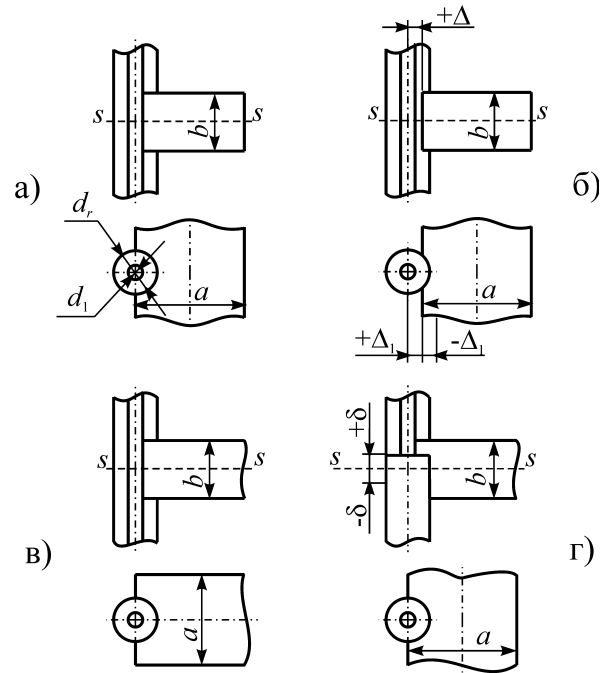


Рис. 99
Варианты конструкций Т-образных сочленений волновода прямоугольного сечения и коаксиальной линии.

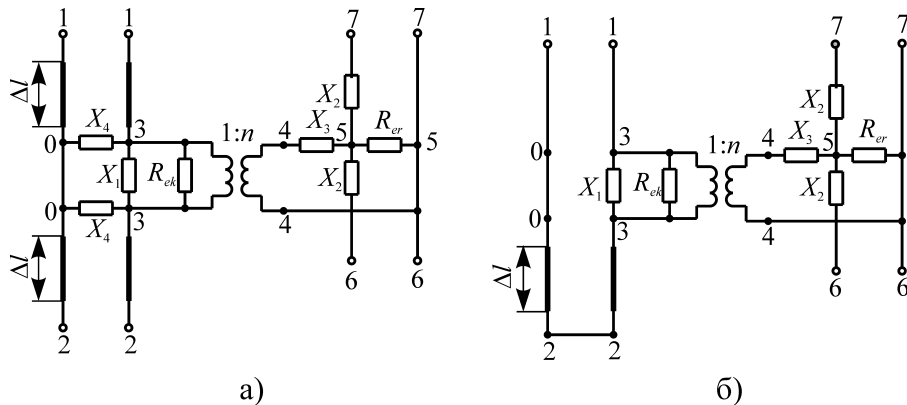


Рис. 100
Эквивалентные схемы замещения вариантов конструкций Т-образных волноводно-коаксиальных сочленений.

Необходимая и достаточная система параметров выбирается для каждой конкретной конструкции. Референсные плоскости (рис. 100) выбраны следующим образом: сечение волновода 5-5 лежит в плоскости, перпендикулярной оси волновода и проходящей через ось коаксиальной линии; сечение коаксиальной линии 0-3 расположено в средней плоскости волновода, параллельной его широкой стенке и перпендикулярной к оси коаксиальной линии; отрезки коаксиальной линии длиной Δl определяют смещение референсной плоскости, определяемое экспериментом. Анализ показывает, что при построении эквивалентных схем замещения возможна замена смещения референсной плоскости на Δl введением реактивного двухполносника X_4 и наоборот.

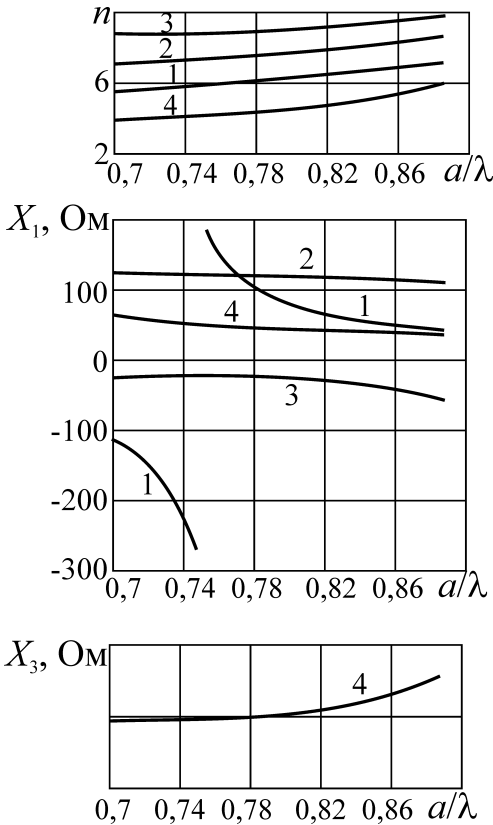


Рис. 101
 Частотные зависимости коэффициента трансформации $n(a/\lambda)$ - рис. а) и реактивных сопротивлений $X_1(a/\lambda)$ - рис. б), $X_3(a/\lambda)$ - рис. в).

Потери в рассматриваемой схеме характеризуются сопротивлениями R_{ek} и R_{er} , учитывающими потери в коаксиальной линии и в резонаторе соответственно. Результаты измерений параметров эквивалентных схем замещения для вариантов конструкций, изображенных на рис. 99а,б представлены на рис. 101. Здесь приведены частотные зависимости коэффициента трансформации $n(a/\lambda)$ и реактивных сопротивлений для конструкций рис. 99 а,б (при $b/a=0,472$) для вариантов:

- а)
- б) 1 - $d_2/a=0,417, d_1/a=0,181, \Delta_1/a=0$;
 2 - $d_2/a=0,347, d_1/a=0,153, \Delta_1/a=0$;
 3 - $d_2/a=0,417, d_1/a=0,181, \Delta_1/a=0,09$;
 4 - $d_2/a=0,417, d_1/a=0,181, \Delta_1/a=-0,094$.
- в)

Зависимости коэффициента трансформации от геометрических размеров Δ_1, b приведены на рис. 28 (2.1.6). Видно, что изменение размеров наружного проводника коаксиальной линии и смещение ее оси относительно плоскости боковой стенки волновода позволяет в широких пределах изменять величину коэффициента трансформации n , в значительной мере определяющего условия согласования импедансов нагрузки и полупроводникового элемента. Смещение оси на $\pm\Delta_1$ приводит к изменению знака шунтирующего трансформатор реактивного сопротивления X_1 , т.е. при изменении смещения оси от $\Delta_1/a=-0,094$ до $\Delta_1/a=+0,09$ происходит настройка в резонанс двухполосника X_1 , являющегося, как следует из приведенных результатов, параллельным резонансным контуром. В эквивалентных схемах замещения при $\Delta_1 \geq 0$ величина $X_3 \ll W_0$ и может быть принята равной нулю. При $\Delta_1 < 0$ значением X_3 пренебрегать не следует. Для рассмотренных на рисунках 99, 100 систем величина $X_4/W_0 > 8-10$, в связи с этим данный параметр схемы можно не учитывать. Величина X_2/W_0 в рассмотренных системах лежит в пределах $X_2/W_0 < 0,12$ и тоже может не рассматриваться в расчетах генераторов. При расположении коаксиальной линии на торцевой стенке волновода зависимости $n(a/\lambda)$ и $X_1(a/\lambda)$ в плоскости, отстоящей от оси коаксиальной линии на четверть длины волны в волноводе, представлены на рис. 102. Для рассмотренных на рис. 99а, б, в систем отрезки линий $\Delta l=0$. В конструкции рис. 99г наибольший интерес представляет изменение коэффициента трансформации n при перемещении короткозамыкающей плоскости δ в коаксиальной линии. На рис. 103а приведены зависимости $n(a/\lambda)$ для трех фиксированных значений δ/b , а на рис. 103б – зависимости смещения референсной плоскости $\Delta l/b(a/\lambda)$ для тех же значений δ/b . Возможность плавного изменения коэффициента трансформации n в процессе настройки генератора представляет несомненный практический интерес для оптимизации согласования импедансов полупроводниковых элементов и нагрузки.

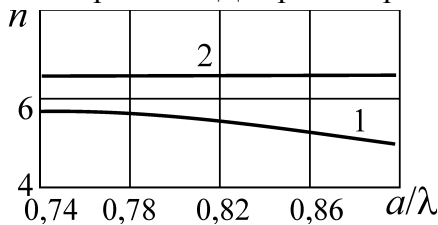


Рис. 102
 Частотные зависимости коэффициента трансформации $n(a/\lambda)$ (кривая 1) и реактивного сопротивления $X_1(a/\lambda)$ (кривая 2), определенные для системы рис. 99 в, в плоскости, отстоящей на четверть длины волны в волноводе от оси коаксиальной линии.

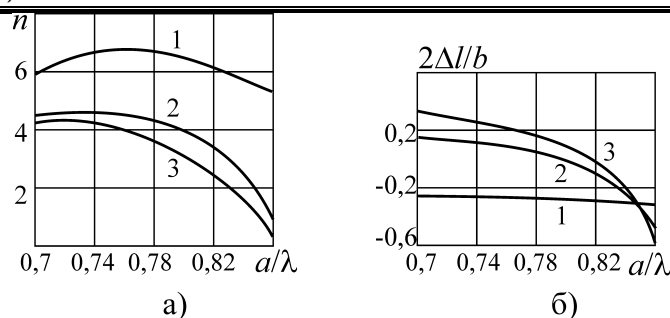


Рис. 103

Частотные зависимости коэффициента трансформации $n(a/\lambda)$ – (а) и референсной плоскости $\Delta l(a/\lambda)$ – (б) для системы рис. 96г при трех положениях короткозамыкающего торца в несимметричной коаксиальной линии: 1 – $2\delta/b = 0$, 2 – $2\delta/b = 0,523$, 3 – $2\delta/b = 0,706$.

В соответствии с известными результатами разработок сумматоров мощностей диодов в резонаторах прямоугольного сечения в диапазоне частот 30–40 ГГц число суммируемых диодов $N=6–12$ в одном каскаде. При этом уровни выходной мощности при использовании Si и GaAS ЛПД превышают 10 Вт в непрерывном режиме и (40–100) Вт в импульсном режиме работы. Указанные уровни мощности могут быть примерно в два раза увеличены при каскадном включении таких многодиодных сумматоров мощности. Как следует из приведенных характеристик T -сочленений коаксиальных линий и волновода прямоугольного сечения, необходимая настройка каскадов (в зависимости от уровня входной мощности) для достижения максимального КПД суммирования достигается смещением осей диодных линий относительно оси волновода. Так, настройка выходного каскада при каскадном суммировании должна производиться в недонапряженном режиме автоколебаний (при $P_s=0$), что достигается приближением осей диодных линий к боковой стенке резонатора. Возможность регулирования коэффициента трансформации (n) позволяет реализовать согласование импедансов N диодов при $B_s=0$, т.е. осуществить суммирование мощностей диодов в согласованном волноводе, что обеспечивает значительное увеличение рабочей полосы частот.

В соответствии с результатами, приведенными в 2.1.6, дальнейшее расширение диапазонных характеристик достижимо при настройке отражающих антипаразитных нагрузок в диодных линиях, при которых последовательно с активными диодами (ЛПД с резонансной трансформацией импеданса) включаются дополнительные последовательные резонансные контура.

б) Системы суммирования на основе цилиндрических резонаторов

Сумматоры-стабилотроны с резонаторами цилиндрической формы широко используются в диапазоне сантиметровых волн [91], [104]. В известных конструкциях достигнуто суммирование мощностей более 30 диодов, и уровни генерируемой импульсной мощности превышают 1 кВт в трехсантиметровом диапазоне волн. Основные особенности этих генераторов состоят в следующем: с целью увеличения числа суммируемых диодов используется азимутально-симметричный тип волны TM_{020} , а возбуждение других паразитных типов подавляется введением специальных поглощающих элементов; применяется коаксиальный вывод мощности, благодаря чему достигается полная азимутальная симметрия связи активных элементов с резонатором; при использовании коаксиальных диодных линий с диаметром наружного проводника $d_2 < \lambda/10$ достигается значительный коэффициент трансформации между диодными линиями и резонатором, благодаря чему обеспечивается согласование большого числа диодов с СВЧ-нагрузкой. В миллиметровом диапазоне волн реализация указанных решений затруднена и в связи с этим сумматоры на основе цилиндрических резонаторов в этом диапазоне известны только в 8-миллиметровом диапазоне [90].

В этой работе описан усилитель, состоящий из 5 каскадов. Два конечных каскада являются сумматорами мощностей диодов в цилиндрических резонаторах с коаксиальными

выводами мощности из резонаторов; коаксиальные выводы сочленяются с волноводами прямоугольного сечения. Резонаторы работают на основной волне типа TM_{010} . В выходном каскаде усилителя производится суммирование мощностей 8 кремниевых двухпролетных ЛПД, а в предоконечном каскаде суммируются мощности 4 таких же диодов. Полная мощность на выходе усилителя равна 5 Вт. Три входных каскада усилителя работают в режиме стабильного усиления и обеспечивают полное усиление равное 33 дБ. Все каскады соединены в схеме усилителя при помощи ферритовых циркуляторов и вентилях – см. рис. 104.

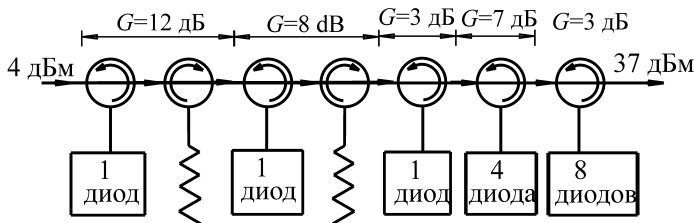


Рис. 104

Схема построения 5-и каскадного усилителя непрерывного действия 8-мм диапазона с суммированием мощностей диодов в двух оконечных каскадах в цилиндрических резонаторах

сумматоре с цилиндрическим резонатором основано на применении "гибридной" конструкции, в которой цилиндрический и прямоугольный участки сочленяются в некотором сечении (рис. 105). Диаметр цилиндрического участка резонатора выбирается равным $D=\lambda_0/1,305$, обеспечивающим возбуждение основной азимутально-симметричной волны TM_{010} ; высота резонатора выбирается в интервале $\lambda_0/8-\lambda_0/4$. Коаксиальные диодные линии 1 расположены на боковой поверхности резонатора 2. Регулировка резонансной частоты осуществляется винтом 3, а связь с волноводом вывода мощности изменяется при помощи индуктивной диафрагмы 4. В диодных линиях установлены антипаразитные сопротивления 5, положение которых вдоль оси может регулироваться. В 8-миллиметровом диапазоне реализуемое число активных элементов $N=6$ при их установке на индивидуальных теплоотводящих основаниях с возможностью их перемещения и фиксации положения в диодных линиях. С учетом каскадного суммирования такие приборы могут развивать мощности свыше 100 Вт при длительности импульса $\tau \leq 200$ нс и скважности $Q \geq 200$ [49].

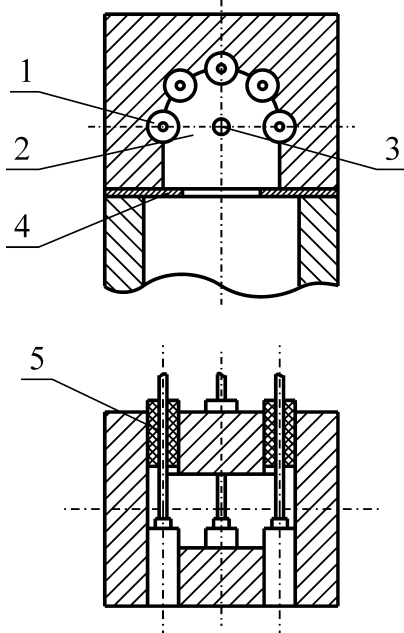


Рис. 105

Гибридная конструкция сумматора мощностей диодов.

Известны варианты сумматоров мощностей диодов на цилиндрических резонаторах с волноводными выводами энергии. Такие конструкции активно разрабатывались в ГП НИИ "Орион" еще в 80-е годы XX столетия. Мы рассмотрим вариант такой конструкции, обеспечивший достижение импульсной мощности, превышающей 100 Вт в 8-миллиметровом диапазоне.

Наиболее очевидное решение в создании волноводного вывода энергии в сумматоре с цилиндрическим резонатором основано на применении "гибридной" конструкции, в которой цилиндрический и прямоугольный участки сочленяются в некотором сечении (рис. 105). Диаметр цилиндрического участка резонатора выбирается равным $D=\lambda_0/1,305$, обеспечивающим возбуждение основной азимутально-симметричной волны TM_{010} ; высота резонатора выбирается в интервале $\lambda_0/8-\lambda_0/4$. Коаксиальные диодные линии 1 расположены на боковой поверхности резонатора 2. Регулировка резонансной частоты осуществляется винтом 3, а связь с волноводом вывода мощности изменяется при помощи индуктивной диафрагмы 4. В диодных линиях установлены антипаразитные сопротивления 5, положение которых вдоль оси может регулироваться. В 8-миллиметровом диапазоне реализуемое число активных элементов $N=6$ при их установке на индивидуальных теплоотводящих основаниях с возможностью их перемещения и фиксации положения в диодных линиях. С учетом каскадного суммирования такие приборы могут развивать мощности свыше 100 Вт при длительности импульса $\tau \leq 200$ нс и скважности $Q \geq 200$ [49]. В 3-миллиметровом диапазоне, при использовании диодов на индивидуальных теплоотводящих основаниях, реализуемое число $N=3-4$, и при этом достижимый уровень мощности $P_{out} > 40-50$ Вт при $Q \geq 200$ и $\tau \leq 100$ нс.

Несомненными достоинствами сумматоров данного типа являются значительная плотность монтажа диодов, их малые габариты, увеличение КПД суммирования при увеличении числа суммируемых активных элементов.

2.5.5 Результаты экспериментальных исследований диодных сумматоров мощности

Построение мощных полупроводниковых передающих устройств требует, прежде всего, создания активных элементов с высокими энергетическими параметрами. В качестве таких полупроводниковых элементов в миллиметровом диапазоне волн широко применяются

лавинно-пролетные диоды и эффективные полевые транзисторы. В таблице 8 приведены достигнутые в настоящее время в непрерывном режиме работы уровни мощностей и КПД оптимизированных по профилю легирования и геометрии лавинно-пролетных диодов на кремнии и арсениде галлия и эффективных типов полевых транзисторов – РНЕМТ и InP НЕМТ (см. часть II).

Таблица 8

Активный элемент	f , ГГц	30–40	60	95
Si ЛПД	P_{out} , Вт	1,5–2,0	1,0	0,5–0,7
	КПД, %	7–10	7	5
GaAs ЛПД	P_{out} , Вт	2,0–3,0	1,5	0,3–0,5
	КПД, %	15	7	3–5
РНЕМТ	P_{out} , Вт	3,5		
	КПД, %	33		
InP НЕМТ	P_{out} , Вт		1,0	0,4
	КПД, %		25	20

В таблице 8 приведены результаты для двухпролетных ЛПД с плоским профилем легирования; параметры транзисторов соответствуют усилителям непрерывного действия выполненным на одном чипе в монолитно интегральном исполнении. Можно видеть, что по уровням достижимых мощностей в непрерывном режиме наиболее эффективные полупроводниковые диоды и транзисторы близки друг к другу в диапазоне частот 30–100 ГГц. В то же время КПД современных транзисторов значительно выше, чем у наиболее эффективных GaAs мощных ЛПД. В связи с этим применение РНЕМТ и InP НЕМТ представляется наиболее эффективным в мощных полупроводниковых передающих устройствах непрерывного действия в миллиметровом диапазоне с уровнями выходной мощности от долей до единиц Ватт.

Для многих применений необходимо создание полупроводниковых передающих устройств с уровнями мощностей в непрерывном и импульсном режимах десятки и сотни Ватт. Такие передающие устройства на основе современной полупроводниковой элементной базы могут быть построены только с использованием методов суммирования мощностей отдельных активных элементов.

В соответствии с данными таблицы 8 в сумматорах мощностей непрерывного действия в миллиметровом диапазоне волн наиболее целесообразно применение РНЕМТ и InP НЕМТ, обладающих наибольшими КПД. Вопросы построения сумматоров мощностей на транзисторах в непрерывном режиме обсуждаются в разделе 2 части II. В этом разделе рассматриваются сумматоры мощностей импульсного действия на основе полупроводниковых диодов и прежде всего кремниевых двухпролетных ЛПД. Выбор в качестве активного элемента кремниевого лавинно-пролетного диода (Si ЛПД) определяется тем, что при его использовании реализуются наибольшие уровни импульсной мощности, превышающие 20–30 Ватт в 8-мм диапазоне и 10 Ватт в 3-мм диапазоне при скважности $Q > 100$ –200 и длительности импульса выходного сигнала $\tau < 0,2$ мкс. Эти уровни мощности примерно на порядок выше, чем у наиболее эффективных транзисторов НЕМТ, РНЕМТ. Коэффициент полезного действия Si ЛПД в 8-мм диапазоне не превышают 7%. Эти величины значительно меньше, чем у НЕМТ и РНЕМТ, что, однако, в короткоимпульсном режиме работы и при значительных скважностях не имеет решающего значения. Таким образом, ЛПД с оптимальной структурой представляется наиболее пригодным активным элементом для построения мощных короткоимпульсных источников миллиметрового диапазона.

Основные требования к этим источникам:

- обеспечение требуемого уровня импульсной мощности в широком интервале параметров импульсного режима – длительности импульса τ и скважности Q ;
- обеспечение широкого рабочего диапазона частот выходного сигнала;

- обеспечение высокой степени когерентности выходного сигнала при минимальных фазовых и амплитудных нестабильностях в пределах длительности импульса и при переходе от импульса к импульсу;
- обеспечение высокой стабильности амплитудно-частотных характеристик выходного сигнала при внешних климатических и механических воздействиях.

В большинстве применений принципиальными являются требования минимальных массогабаритных параметров источников, интегрированных в единой конструкции совместно с блоками импульсного питания. Удовлетворение приведенным, во многом противоречивым, требованиям требует компромиссных решений при выборе схем построения и конструкций отдельных узлов и всего источника.

Приведенные выше основные требования к мощным источникам с импульсным режимом питания определяют в значительной степени их оптимальную схему построения. Действительно, требования когерентности и стабильности амплитудно-фазовых параметров в импульсном режиме может быть реализовано только в режиме внешней синхронизации (или пассивного усиления) высокостабильным непрерывным сигналом. В качестве источника входного сигнала может быть применен диодный генератор, стабилизированный высокодобротным объемным резонатором или генератор в области низких частот (субгармоники рабочей частоты), стабилизированный кварцем или диэлектрическим резонатором при последующем умножении частоты (см. 2.2.4). Требования к высокой стабильности амплитуды и фазы выходного сигнала – это, прежде всего требования к стабилизации параметров входного сигнала, а также к компенсации температурных изменений импедансных характеристик активных элементов в существенно нестационарном тепловом режиме при импульсном режиме питания. Требования к уровню импульсной мощности при определенных параметрах импульсного режима определяют наиболее целесообразный метод суммирования, при котором реализуются минимальные габариты источника и его минимальная стоимость.

Наиболее интенсивно разработка мощных импульсных передающих устройств на основе суммирования мощностей полупроводниковых диодов проводилась в 80–90 годах прошлого столетия. В современных сумматорах мощностей применяются в основном следующие методы суммирования: каскадное суммирование, суммирование мощностей при установке диодов в общей электродинамической системе, суммирование в мостовых и разветвленных системах. В разделе 2.5.4 рассматривались некоторые из этих конструкций и достигнутые при их использовании результаты. Ниже обсуждаются конструкции сумматоров мощностей ЛПД в коротковолновой части сантиметрового диапазона и в миллиметровом диапазоне в режиме внешней синхронизации или пассивного усиления, являющиеся на наш взгляд, наиболее перспективными для построения мощных импульсных передающих устройств.

а) Сумматоры мощностей на основе цилиндрических резонаторов, возбуждаемых на волнах типа TM_{010} , TM_{020}

Сумматоры мощностей диодов на основе цилиндрических резонаторов с азимутально симметричными типами колебаний нашли применение в ряде разработок в миллиметровом и сантиметровом диапазонах [90, 91]. Некоторые характеристики этих систем суммирования описаны в 2.5.4б. Основная их особенность заключается в возможности размещения максимального числа суммируемых диодов.

На рисунке 106 приведен эскиз рассматриваемой конструкции. Диоды 1 на теплоотводящих основаниях, совместно с антипаразитными нагрузками 2 установлены в коаксиальных линиях 3; внутренние проводники этих линий 4 обеспечивают подведение электрического питания к диодам. Оси диодных линий параллельны оси резонатора 5 и расположены на равных расстояниях друг от друга вдоль окружности с диаметром $d_d \leq D_r$ (D_r – диаметр резонатора). Диаметр D_r определяется типом возбуждаемой в резонаторе волны: $D_r = \lambda_0 / 1,305$ для волны типа TM_{010} , $D_r = \lambda_0 / 0,569$ для волны типа TM_{020} . Диаметр d_d определяется экспериментально с целью достижения согласования суммарной проводимости диодов и нагрузки (смещение оси диода относительно боковой стенки резонатора изменяет коэффициент трансформации между коаксиальной

диодной линией и резонатором, так же как и в системах с прямоугольным резонатором (см. 2.5.4). Применен коаксиальный вывод суммарной мощности из резонатора. Подстройка частоты резонатора производится штырем 7, положение которого регулируется. При работе на волне TM_{020} применяются конструктивные элементы подавляющие возбуждение нерабочих типов колебаний – это диэлектрические вставки 8, расположенные в области, где электрическое поле для рабочего вида (TM_{020}) равно нулю и торцевой диск 9 со щелями 10, заполненными поглощающими материалами, пересекающими линии токов для волны типа TM_{010} и расположенными в области, где радиальные токи рабочего вида колебаний отсутствуют.

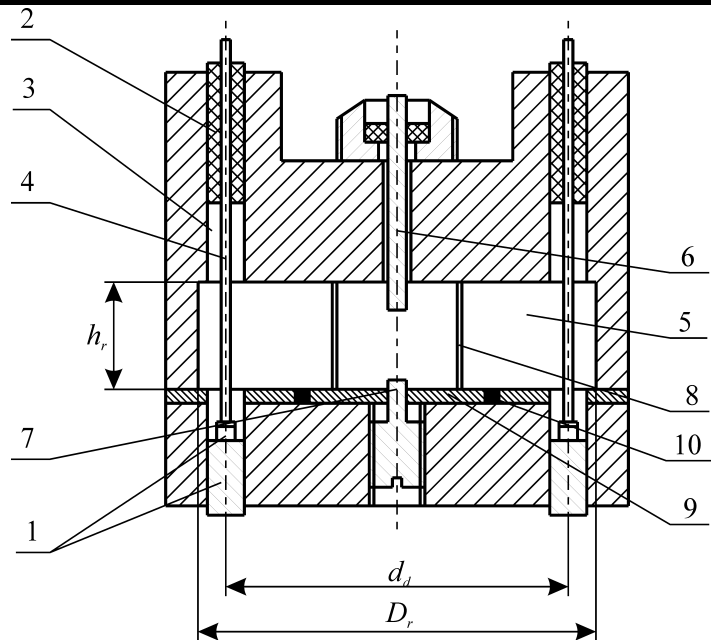


Рис. 106

Эскиз конструкции сумматора мощностей 32 Вт. GaAs ЛПД в 3-сантиметровом диапазоне волн [90,91], выполненном на цилиндрическом резонаторе с волной TM_{020} .

При использовании рассматриваемой конструкции сумматоров с цилиндрическими резонаторами на волнах типов TM_{010} , TM_{020} получены следующие результаты в режиме внешней синхронизации:

$\lambda=3$ см, TM_{020} : $N=32$, $P_{и\sum}=1043$ Вт, $P_{ср}=313$ Вт, ЛПД на основе GaAs, двухпролетные с Ридовским профилем легирования (разработка фирмы Raytheon Co, USA), усиление $G>4,3$ дБ, полоса рабочих частот 1,3%, КПД суммирования $\eta_{\sum}>80\%$, коаксиальный вывод мощности [98].

$\lambda=2,3-1,67$ см, TM_{020} (рис. 106): $N=12$, $P_{и\sum}=86$ Вт, $P_{ср}=21,5$ Вт, ЛПД на основе Si, двухпролетные с плоским профилем легирования (разработка фирмы Hulled Packard), $\eta_{\sum}>80\%$, коаксиальный вывод мощности [98].

$\lambda=0,81$ см, TM_{010} (рис. 106): $N=8$, $P_{и\sum}=5$ Вт (непрерывный режим), ЛПД на основе Si, двухпролетные с плоским профилем легирования, полоса рабочих частот 2%, усиление $G>7$ дБ, коаксиальный вывод мощности [90].

$\lambda=0,86$ см, TM_{010} (рис. 105): $N=4-6$ (в одном каскаде), при каскадном сложении мощностей $P_{и\sum}=120$ Вт, ЛПД на основе Si, двухпролетные с плоским профилем легирования, $\tau=0,2$ мкс, $Q\geq 200$, полоса рабочих частот 2%, усиление в 4-каскадной конструкции $G=30$ дБ, КПД суммирования выходных каскадов $\eta_{\sum}>90\%$, волноводный вывод мощности, разработка ГП НИИ "Орион", 1987 г. [49].

Использование сумматоров мощностей на основе цилиндрических резонаторов в милли-

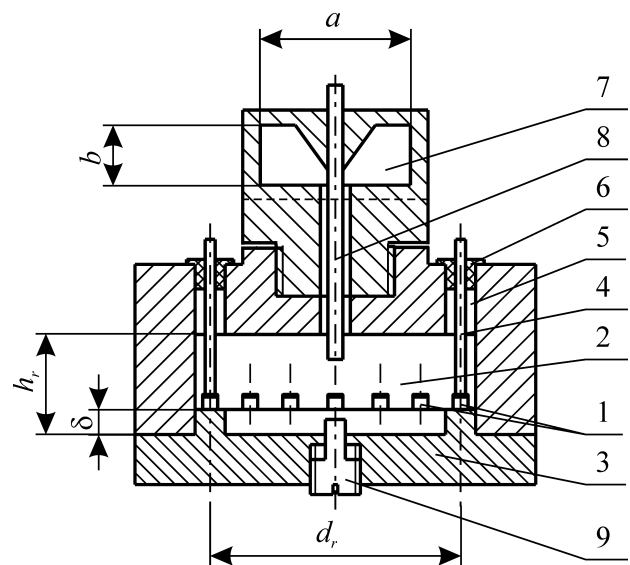


Рис. 107

Вариант конструкции N корпусированных ЛПД, установленных на общем теплоотводе без индивидуальной настройки положения каждого

метровом диапазоне волн приводит к существенному уменьшению числа суммируемых диодов. Это связано в значительной степени с установкой диодов на индивидуальных теплоотводящих основаниях и построением конструкций, при которых положение диода вдоль оси коаксиальной линии регулируется в процессе настройки. Можно, однако, представить конструкцию сумматора мощностей, в которой N диодов с оптимальными площадями p - n -переходов (для достижения максимальной мощности каждого диода) установлены на общем теплоотводящем элементе высокочастотной системы, в которой решается задача суммирования мощностей всех N ЛПД. В такой конструкции можно ввести понятие эквивалентного диода с суммарной комплексной проводимостью $[\bar{Y}(\omega, U_{m1}, J_0, \theta)]_{de}^{\Sigma}$ (см. 2.5.3); эта величина может использоваться в расчетах, определяющих характеристики стационарных режимов автоколебаний и внешней синхронизации [15].

Вариант такой конструкции для применения в короткоимпульсном режиме внешней синхронизации может быть построен на основе известного многодиодного сумматора мощностей в цилиндрическом резонаторе рис. 106, возбуждаемом на азимутально-симметричном виде колебаний TM_{020} (или TM_{010}). На рис. 107 представлен вариант такой мыслимой конструкции. N корпусированных ЛПД 1 установлены на равных расстояниях друг от друга вдоль окружности, диаметр которой близок к диаметру D_r цилиндрического резонатора 2. Диоды закреплены на кольцевом пьедестале торцевой плоскости резонатора, являющейся общим теплоотводящим основанием 3. Электрическое питание к диодам подводится внутренними проводниками 4 коаксиальных линий 5, в которых установлены антипаразитные сопротивления 6. Регулируемая связь резонатора с волноводной нагрузкой 7 осуществляется при помощи волноводно-коаксиального перехода 8. Перестройка резонатора по частоте осуществляется штырем 9, положение которого регулируется. В данной конструкции применены все дополнительные элементы [99], обеспечивающее возбуждение резонатора на одном типе волны.

В конструкции рис. 107 применены корпусированные ЛПД с резонансной трансформацией импедансов полупроводниковых структур, при помощи контуров, образованных монтажными элементами корпусов; отсутствуют индивидуальные настройки отдельных диодов путем перемещения их вдоль оси. Выбор высоты пьедестала δ производится с целью достижения требуемой трансформации импедансов диодов к коаксиальной линии вывода мощности (в соответствии с результатами [36]). В короткоимпульсном режиме работы резонансные частоты суммируемых диодов определяются параметрами монтажных элементов корпуса диода L_k, C_k и практически не зависят от эквивалентных емкостей полупроводниковых структур, поскольку выполняется условие $C_{di} \gg C_k$ (см. 2.1.2а). Анализ [107] показывает, что требования к идентичности параметров полупроводниковых структур не являются жесткими в данной конструкции. В случае выхода из строя отдельных полупроводниковых структур уровень выходной мощности уменьшится пропорционально, если предусмотрены методы разрыва их связей с высокочастотной системой. Такой разрыв при коротком замыкании структуры может осуществляться автоматическим сжиганием контактной пластинки в корпусе диода. Одна и та же конструкция рис. 107, только при изменении числа суммируемых диодов, может применяться для построения импульсных источников СВЧ с различными уровнями выходной мощности.

Представляет интерес оценка достижимых энергетических характеристик рассматриваемой конструкции рис. 107 [106]. В таблице 9 приведены расчетные величины максимального количества размещаемых диодов N_{\max} в цилиндрических резонаторах 8-миллиметрового диапазона, возбуждаемых на типах волн TE_{010}, TE_{020} , максимального уровня достижимой суммарной импульсной мощности P_{out}^{Σ} при $Q=300, Q=1000$ и $\tau < 200$ нс, значения потребляемой мощности питания диодов P_0^{Σ} .

В режиме внешней синхронизации рассматриваемых источников с максимальным числом суммируемых диодов рабочая полоса частот (без введения дополнительных компенсирующих контуров) $\Delta f/f_0 > 2-3\%$. Достижение усиления $G > 30$ Дб, при котором входная синхронизирующая мощ-

ность $P_{in} < 100$ мВт, потребует введения дополнительных 2–3 однодиодных ступеней синхронного усиления.

Таблица 9

		$Q=300$	$Q=300$	$Q=300$	$Q=1000$	$Q=1000$	$Q=1000$
Тип волны	N_{max}	P_i , Вт	P_{out}^{Σ} , Вт	P_0^{Σ} , Вт	P_i , Вт	P_{out}^{Σ} , Вт	P_0^{Σ} , Вт
TE_{010}	10	20	200	13	30	300	6
TE_{020}	24	20	480	32	30	720	14

Здесь P_i – мощность одного диода с оптимальным профилем легирования и геометрией.

б) Сумматоры мощностей на основе волноводов прямоугольного сечения

Сумматоры мощностей диодов на основе волноводов (резонаторов) прямоугольного сечения широко применяются в миллиметровом диапазоне волн в непрерывном и в импульсном режимах работы. Эквивалентные схемы таких сумматоров, принципы расчета и конструирования их приведены в (2.5.3, 2.5.4). Сумматор, рассмотренный в [100], является развитием схемы [89]. В его конструкции впервые в зарубежной литературе применены несогласованные антипаразитные сопротивления (без обоснований – см. 2.5.3). Ниже приведены результаты применения такой конструкции в трехмиллиметровом диапазоне волн с характеристиками:

$\lambda=3$ мм, $N=4$, $P_{из}=40$ Вт, $P_{ср}=200$ мВт, Si ЛПД, двухпролетные с плоским профилем легирования (разработка фирмы Hughes Aircraft Co, USA), автоколебательный режим с нестабильностью частоты в пределах длительности импульса $\Delta f=700$ МГц, $\tau=0,2$ мкс, $Q \geq 200$, $\eta_{\Sigma} > 80\%$, применен волноводный вывод мощности.

в) Сумматор импульсных мощностей диодов на основе микрополосковой разветвленной схемы

Блок-схема импульсного сумматора приведена на рис. 108 [108]. Сумматор работает в режиме внешней синхронизации. Опорный сигнал формируется однодиодным каскадом 1, в котором ЛПД в корпусе с дисковым резонатором сочленяется с микрополосковой линией емкостной связью. Этот метод связи применен для всех диодов схемы. Опорный сигнал разделяется между двумя сумматорами мощностей двух диодов 2, 3, выполненных на делителях Уилкинсона 4. Разделение опорного сигнала также производится делителем Уилкинсона 5 совместно с ферритовым циркулятором 6. Согласование импедансов диодов и линий обеспечивается применением трансформаторов импедансов в микрополосковых линиях. Данная конструкция является одной из первых известных микрополосковых конструкций импульсных сумматоров мощностей диодов. Ниже приведены основные результаты применения этой конструкции:

$\lambda=2,83-3,19$ см, $N=4$ (в оконечных двух каскадах), $P_{из}=105-120$ Вт (полная мощность с учетом каскадного суммирования), $P_{ср}=16,8-19,2$ Вт, полоса рабочих частот 11%, $\tau=0,6$ мкс, $Q=6,25$, $\eta_{\Sigma} > 80\%$, применен микрополосковый вывод мощности.

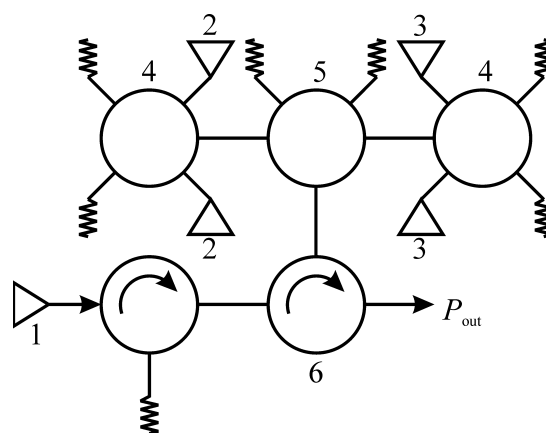


Рис. 108

Сумматор мощностей 4-х GaAs ЛПД в микрополосковой разветвленной схеме.

г) Сумматор мощностей диодов на основе микрополоскового кольцевого гибридного моста

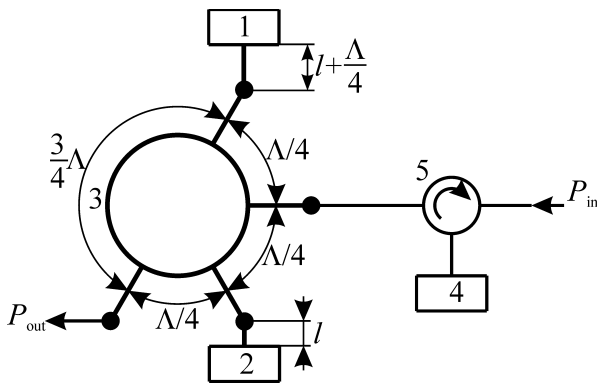


Рис. 109

Сумматор мощностей в микрополосковом кольцевом гибридном мосте.

проходной синхронный усилитель и не нуждается в применении дополнительных ферритовых циркуляторов. Оптимизация параметров каждого генератора производится независимо и для объединения генераторов в сумматоре требуется минимальная их подстройка. Интегральная схема сумматора выполнена на дуриде. Габариты сумматора $33 \times 25,4 \times 12,7$ мм. Ниже приведены основные параметры микрополоскового сумматора мощностей импульсных генераторов на ЛПД в режиме внешней синхронизации сигналом, формируемым высокостабильным источником и предоконечным синхронизированным каскадом 4 на ЛПД, включенным в высокочастотную цепь при помощи циркулятора 5:

$\lambda = 0,4 - 0,273$ см, $N = 2$, $P_{ис} = 20$ Вт, $P_{ср} = 64$ мВт, полоса рабочих частот более 30%, усиление $G > 20$ дБ, $\tau = 0,04$ мкс, $Q = 312$, $\eta_{\Sigma} > 80\%$, применен микрополосковый вывод мощности.

2.6 Шумовые характеристики диодных генераторов и усилителей

Во многих применениях полупроводниковых генераторов и усилителей миллиметрового диапазона обеспечение высокой чистоты спектра полезного сигнала имеет принципиальное значение. В связи с этим изучение источников флуктуаций и различных нестабильностей амплитуды и фазы выходного сигнала, изучение методов снижения шумовых составляющих в спектральных характеристиках источников СВЧ являются важными направлениями в разработках полупроводниковых электронных приборов.

С учетом того, что одна из основных областей применения устройств на полупроводниковых диодах в миллиметровом диапазоне волн – это источники мощности передающих устройств и гетеродины приемников, в этом разделе основное внимание уделено рассмотрению шумовых характеристик генераторов в автономном и синхронном режимах. В качестве малозумящих усилителей входных сигналов приборы на ЛПД и ДГ практически не применяются. В широкой области частот миллиметрового диапазона, вплоть до 180–200 ГГц, малозумящие входные усилители строятся на основе транзисторов; достигнутый уже в настоящее время коэффициент шума таких усилителей без дополнительного их охлаждения составляет 3–4 дБ в диапазоне частот 30–180 ГГц [110].

Основными источниками возникновения нестабильностей СВЧ-параметров и шумовых компонент в спектре выходного сигнала генераторов являются:

- шумовой характер тока питания диода;
- шумовой характер СВЧ-сигнала, воздействующего на автоколебательную систему, например, синхронизирующего сигнала в режиме внешней синхронизации;
- нестабильности температуры полупроводниковой структуры, параметров согласования полезной нагрузки (антенны) и т.п.

Во всех практических ситуациях тепловые воздействия на полупроводниковую структуру в непрерывном режиме работы являются медленными, происходящими за единицы – десятки секунд, и поэтому здесь не рассматриваются. В импульсном режиме изменения температуры полупроводникового диода носят регулярный характер, определяемый нагревом структуры в пределах длительности импульса тока питания диода. Возникающие нестабильности параметров не являются случайными и методы их стабилизации описаны в разделах 2.1.6, 2.4 настоящей главы.

Случайные флуктуации тока питания диода имеют основное значение в возникновении амплитудных и частотных шумов в автоколебательных и синхронизированных генераторах. То же относится и к воздействиям внешнего сигнала, в спектре которого содержится распределенная мощность шума. Шумовые характеристики диодных генераторов и усилителей зависят не только от флуктуационных параметров диодов, но также от стабилизационных, фильтрующих характеристик СВЧ-цепей и систем питания диодов.

Вопросам определения шумовых характеристик диодных генераторов и усилителей миллиметрового диапазона волн, рассмотрению путей уменьшения шумов в спектре выходного сигнала, оценке достижимого уровня шумовых характеристик посвящено последующее изложение.

2.6.1 Спектральные характеристики колебаний с флуктуациями амплитуды и частоты

Для полноты изложения приведем, прежде всего, основные понятия, определяющие шумовые характеристики генераторов [111, 112]. Выходной сигнал генератора в общем случае, при случайных воздействиях на его параметры, можно представить как сигнал, амплитуда и фаза которого изменяются во времени:

$$A(t) = \bar{A}[1+m(t)] \cos[\omega t + \int \delta\omega(t) dt + \varphi_0]. \quad (112)$$

Здесь $m(t) = \frac{\delta A(t)}{\bar{A}}$ – относительная флуктуация амплитуды, $\delta\omega(t) = 2\pi\delta f(t)$ – флуктуация угловой частоты, $\bar{A}, \bar{\omega}$ – средние значения амплитуды и частоты колебаний соответственно.

Колебание, определяемое выражением (112), рассматривается в дальнейшем как стационарный случайный сигнал, поскольку амплитуда $\bar{A}[1+m(t)]$ и частота $[\bar{\omega} + \delta\omega(t)]$ являются статистически стационарными процессами. Это означает, что эти случайные процессы характеризуются распределениями плотностей вероятности, независимыми от времени, имеющими определенные средние значения $\bar{A}, \bar{\omega}$.

В общем случае, при произвольных спектральных распределениях $m(t)$ и $\delta\omega(t)$ анализ спектра $A(t)$ крайне затруднителен. Ограничимся рассмотрением частных случаев, когда флуктуации амплитуды $m(t)$ и частоты $\delta\omega(t)$ стационарны и скоррелированы между собой. В этом случае спектральное распределение плотности мощности рассматриваемого колебания (112) в областях частот, удаленных от несущей частоты генератора, как будет показано ниже, определяется спектрами флуктуаций амплитуды и частоты, а также комбинационным спектром амплитудных и частотных флуктуаций (в англоязычной литературе – cross spectrum)

Рассмотрим, прежде всего, флуктуации амплитуды, полагая $\omega(t) = \bar{\omega}$ (при $\delta\omega(t) \equiv 0$), т.е. $A(t) = \bar{A}[1+m(t)] \cos[\bar{\omega}t + \varphi_0]$. Примем, что частотное распределение среднего квадрата амплитуды $W_m(F)$ известно (см. рис. 110).

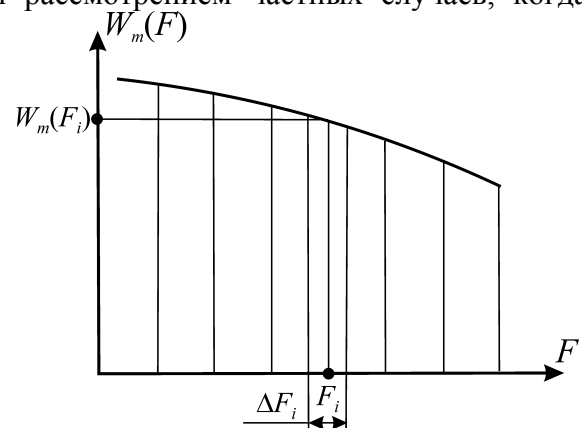


Рис. 110

Спектральное распределение $W_m(F)$ среднего квадрата амплитуды флуктуаций.

Действие флуктуаций амплитуды $m(t)$ с распределением спектральной плотности мощности $W_m(F)$ можно представить действием суммы гармонических колебаний. Частоты этих колебаний определяются дискретными значениями F_i , а их амплитуды определяются из условия равенства мощности гармонического колебания и мощности шума в полосе ΔF_i , т.е.

$$\frac{m_i^2}{2} = W_m(F_i)\Delta F_i \quad (113)$$

Справедливость такого подхода возрастает при увеличении числа дискретных точек F_i и уменьшении ширины полос ΔF_i . Выражение (113) означает энергетическую эквивалентность действия шума и заменяющих его гармонических колебаний. Выражение, определяющее $A(t)$, можно представить в виде:

$$A(t) = \bar{A} \cos \varpi t + \sum_{i=1}^{i=N} \frac{\bar{A} m_i}{2} \cos(\varpi + \Omega_i)t + \sum_{i=1}^{i=N} \frac{\bar{A} m_i}{2} \cos(\varpi - \Omega_i)t, \quad (114)$$

где $\Omega_i = 2\pi F_i$.

Можно видеть, что спектр колебаний содержит сигнал на несущей частоте с амплитудой \bar{A} и две боковые полосы с амплитудами $\bar{A} m_i/2$, симметрично расположенных относительно несущей. Поскольку $m_i \ll 1$, основная энергия сигнала сосредоточена на несущей частоте, а боковые полосы образуют пьедестал, близкий по форме к спектру модулирующей функции $m(t)$. Мощность несущей равна $P_n = \bar{A}^2/2$, а мощность боковых, расположенных от несущей на расстоянии $\pm F_i$ в двух боковых полосах ΔF_i равна

$$P_A(F_i)|_{2\Delta F} = \frac{(\bar{A}^2 m_i^2)}{8} \times 2 = \frac{\bar{A}^2 m_i^2}{4} = \frac{\bar{A}^2 W_m(F_i)\Delta F_i}{2}. \quad (115)$$

Отсюда можно получить:

$$\frac{P_A(F_i)|_{2\Delta F}}{P_0} = W_m(F_i)\Delta F_i. \quad (116)$$

Таким образом, отношение мощности боковых полос амплитудной шумовой модуляции в полосе 1 Гц к мощности несущих колебаний в диапазоне СВЧ численно равно спектральной плотности мощности флуктуаций амплитуды на низких частотах. Это положение лежит в основе метода измерений спектрального распределения плотности мощности амплитудного шума.

Аналогичным образом можно определить спектр колебаний с флуктуациями частоты. Заменим действие частотного шума действием суммы гармонических функций с угловой частотой модуляции Ω_i , с девиацией угловой частоты $\Delta_{\omega i}$ и с индексом частотной модуляции $k_i = \Delta_{\omega i}/\Omega_i$. Такой сигнал, при частотной модуляции по гармоническому закону с частотой Ω_i , можно записать как $U_i(t) = U \cos[\varpi t + \int \Delta_{\omega i} \cos \Omega_i t dt] = \bar{U} \cos[\varpi t + \frac{\Delta_{\omega i}}{\Omega_i} \sin \Omega_i t]$. Этот частотно-модулированный сигнал можно представить суммой компонент спектра:

$$U(t) = U \sum_{s=-\infty}^{s=+\infty} J_n \left(\frac{\Delta_{\omega i}}{\Omega_i} \right) \cos(\varpi + n\Omega_i)t, \quad (117)$$

где $J_n \left(\frac{\Delta_{\omega i}}{\Omega_i} \right)$ – функция Бесселя первого рода n -го порядка. Можно видеть, что даже в самом простом случае чисто гармонической частотной модуляции спектр содержит бесконечное число составляющих, отстоящих друг от друга на Ω_i . Амплитуды спектральных составляющих резко уменьшаются на частотах, лежащих вне полос девиации $\pm \Delta_{\omega i}$, т.е. на частотах $(\varpi - \Delta_{\omega i}) > \omega > (\varpi + \Delta_{\omega i})$. Внутри полосы девиации частоты амплитуды спектральных составляющих могут иметь близкие величины и, таким образом, ширина спектра может быть прибли-

женно оценена, как $\Delta\omega_s \approx 2\Delta\omega_i = 2\Omega_i \times n_{i \max}$. Здесь $n_{i \max} = \Delta\omega_i / \Omega_i$ номер спектральной составляющей с частотой Ω_i при превышении, которого их амплитуды существенно уменьшаются. В литературе получило распространение понятие "ширина спектральной линии" вместо ширины спектра. Ширина спектральной линии определяется, как область частот, в пределах которой спектральная плотность мощности сигнала уменьшается в два раза. Именно в пределах ширины спектральной линии сосредоточена основная энергия колебаний автогенератора. Обычно ширина спектральной линии мала, не превышает десятков–сотен герц. Распределение энергии в этой области частот определяется параметрами низкочастотных флуктуаций, с частотами $\Omega_i \ll \Delta\omega_i$, для которых индекс частотной модуляции $k_i \gg 1$. Вопросы энергетического спектра в пределах ширины спектральной линии (формы спектральной линии) детально рассмотрены во многих литературных источниках (например, [111]), и мы останавливаться на них не будем. Для практических задач радиолокации, радиосвязи, управления и т.п. значительно больший интерес представляют высокочастотные флуктуации, энергетический спектр которых лежит далеко за пределами ширины спектральной линии генератора. Спектр колебаний с флуктуирующей частотой для этой области частот получил название "крылья спектральной линии".

Определим амплитуды девиации частоты $\Delta\omega_i$ так, чтобы спектральное распределение среднего квадрата флуктуаций угловой частоты в данном участке спектра на частоте F_i в полосе ΔF_i был равен среднему за период квадрату амплитуды гармонической функции, т.е.

$$\frac{\Delta\omega_i^2}{2} = W_\omega(F_i)\Delta F_i \quad (118)$$

Здесь $W_\omega(F_i)$ – спектральная плотность среднего квадрата флуктуаций угловой частоты на частоте F_i . Сигнал с флуктуациями частоты в заданном участке спектра можно при этом представить как

$$U(t) = \bar{U} \cos[(\omega t) + \psi_k(t)] + \sum_{i=k}^{i=N} \frac{\bar{U}\Delta\omega_i}{2\Omega_i} \cos[(\omega + \Omega_i)t + \psi_k(t)] - \sum_{i=k}^{i=N} \frac{\bar{U}\Delta\omega_i}{2\Omega_i} \cos[(\omega - \Omega_i)t + \psi_k(t)], \quad (119)$$

где $\psi_k(t) = \sum_{i=1}^{i=k} \frac{\Delta\omega_i}{\Omega_i} \sin \Omega_i t$ характеризует низкочастотные флуктуации в пределах ширины

спектральной линии; $\sum_{i=k}^{i=N} \frac{\Delta\omega_i}{\Omega_i} \sin \Omega_i t \ll 1$ во все моменты времени. Можно видеть, что сигнал

с флуктуациями частоты можно представить суммой колебания в области несущей частоты ω и в боковых полосах частот. В связи с тем, что при $i \geq k$, все $\Delta\omega_i / \Omega_i \ll 1$ в (119), практически вся мощность колебания $U(t)$ содержится в области медленно модулированной несущей. Эта мощность равна $P_0 = U^2/2$; мощность боковых, расположенных на расстоянии $\pm F_i$ от несущей в полосах ΔF_i , равна $[P_B(F_i)]_{2\Delta F} = \frac{\bar{U}^2 \Delta\omega_i^2}{8\Omega_i^2} \times 2 = \frac{\bar{U}^2 W_\omega(F_i) \Delta F}{2\Omega_i^2}$. Отношение мощностей в

двух боковых полосах к мощности несущей определится выражением:

$$\frac{[P_B(F_i)]_{2\Delta F}}{P_0} = \frac{W_\omega(F_i) \Delta F}{\Omega_i^2} = \frac{W_f(F_i) \Delta F}{F_i^2} = W_\varphi(F_i) \Delta F. \quad (120)$$

Здесь $W_\varphi = \frac{W_f(F_i)}{F_i^2}$ – спектральная плотность флуктуаций фазы. Выражение (120) относится к

флуктуациям частоты и фазы на частотах значительно превышающих ширину спектральной линии. Только на таких значительных частотах, в интервалах времени, в течение которых среднее значение фазы изменяется незначительно, можно рассматривать фазовые флуктуации как стационарные и говорить об их энергетическом спектре. На низких частотах, при значи-

тельных временах анализа, случайные изменения накапливаются и в конечном итоге могут оказаться значительными, несмотря на малость фазовых флуктуаций.

Рассмотрим более детально особенности спектра сигнала с флуктуациями амплитуды и частоты, при условии, что эти флуктуации взаимно коррелированы. Определим спектральные характеристики сигнала в области крыльев спектральной линии при модуляции по амплитуде и частоте гармоническим сигналом с частотой Ω_i , с коэффициентом модуляции по амплитуде m_i и девиацией частоты $\Delta_{\omega i}$. Такое рассмотрение соответствует воздействию одной составляющей шумовых флуктуаций, представленных в виде суммы гармонических колебаний. При значительных удалениях от средней частоты спектра ω , когда индекс частотной модуляции $k_i = \Delta_{\omega i} / \Omega_i \ll 1$, т.е. в областях крыльев спектральной линии, учитывая, что при малых

индексах модуляции $J_n(k) \approx \frac{(0,5k)^n}{n!}$, можно сигнал $A(t)$ представить в виде:

$$A(t) = \bar{A} \{ [\cos \omega t] + [S_a] + [S_f] + [S_{af}] \}, \quad (121)$$

где $S_a = m/2 [\cos(\omega + \Omega)t + \cos(\omega - \Omega)t]$ – спектр амплитудной модуляции,

$$S_f = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(0,5k_i)^n}{n!} [\cos(\omega + n\Omega_i)t + (-1)^n \cos(\omega - n\Omega_i)t] \text{ – спектр фазовой модуляции,}$$

$$S_{af} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{m(0,5k_i)^n}{2n!} [\cos(\omega + (n+1)\Omega_i)t + (-1)^n \cos(\omega - (n+1)\Omega_i)t] \text{ – комбинационный амплитудно-частотный спектр.}$$

Учитывая, что в области крыльев спектральной линии $k \ll 1$, $m \ll 1$, можно считать, что амплитуды компонент комбинационного спектра являются величинами второго порядка малости и могут не рассматриваться при анализе спектра сигнала с коррелированными амплитудными и частотными флуктуациями.

Определенные соотношениями (116), (120) спектральные плотности флуктуаций амплитуды и частоты $W_m(F)$, $W_\omega(F)$ являются основными параметрами, характеризующими шумовые свойства генераторов. В процессе измерения шумовых параметров генераторов измеряются средние квадраты флуктуаций на частоте F_i в полосе частот ΔF , по амплитуде – $[\overline{m(t)^2}]_{\Delta F}$, по угловой частоте – $[\overline{\delta\omega(t)^2}]_{\Delta F}$; спектральные плотности мощности амплитудного и фазового шума на расстоянии F_i от несущей частоты определяются как:

$$W_m(F) = \frac{[\overline{m_i}]^2}{2\Delta F_i}, \quad W_\omega(F_i) = \frac{[\overline{\Delta_{\omega i}}]^2}{2F_i^2 \Delta F_i} \quad (122a)$$

Следует иметь в виду, что спектральные плотности флуктуаций фазы определяются средними квадратами флуктуаций частоты в области низких частот:

$$W_\omega(F_i) = \frac{[\overline{\delta\omega(t)^2}]_{\Delta F}}{\Delta F_i}, \quad W_f(F_i) = \frac{[\overline{\delta f(t)^2}]_{\Delta F}}{\Delta F_i} = \frac{1}{(2\pi)^2} W_\omega(F_i). \quad (122б)$$

Кроме спектральных плотностей мощности амплитудного и фазового шума в литературе широко применяются и другие параметры, определяющие шумовые характеристики генератора:

- Средние квадраты флуктуаций амплитуды и частоты в полосе пропускания ΔF , на расстоянии F от несущей частоты $[\overline{m(t)^2}]_{\Delta F}$, $[\overline{\delta f(t)^2}]_{\Delta F}$.
- Стандартные отклонения $\sigma_m(t) = \sqrt{[\overline{m(t)^2}]_{\Delta F}}$, $\sigma_f(t) = \sqrt{[\overline{\delta f(t)^2}]_{\Delta F}}$, обозначаемые сокращенно rms (ratio medium square – среднеквадратичное отношение).
- Отношение мощности боковых спектральных составляющих амплитудной и частотной модуляции в некоторой узкой полосе частот ΔF на расстоянии F от средней частоты (частоты несущей) к средней мощности колебаний. Обычно эти отношения определяются в

децибелах и учитывают мощность, приходящуюся на одну боковую полосу. При этом для амплитудной модуляции

$$[\gamma_m(F)]_{\Delta F} = \frac{[P_B(F)]_{\Delta F}}{P_0} = \frac{W_m(F)\Delta F}{2}; \text{ при } \Delta F=1\text{Гц } [\gamma_m(F)]_{\text{дБ}} = 10\lg\{1/2 W_m(F)\}; \quad (123)$$

для частотной модуляции

$$[\gamma_f(F)]_{\Delta F} = \frac{[P_B(F)]_{\Delta F}}{P_0} = \frac{W_f(F)\Delta F}{2F^2}; \text{ при } \Delta F=1\text{Гц } [\gamma_f(F)]_{\text{дБ}} = 10\lg\left\{\frac{W_f(F)}{2F^2}\right\}. \quad (124)$$

Учитывая, что спектральные плотности частотных и фазовых флуктуаций связаны соотношением (122б), выражение (124) можно представить в виде $[\gamma_f]_{2\Delta F} = W_\phi(F)$.

2.6.2 Преобразование шумовых спектральных характеристик диодов в схемах генераторов и усилителей

Полупроводниковые диоды являются основными первичными источниками шума генераторов и усилителей, выполненных на их основе. Уровень шума диодов значительно превышает тепловой шум радиотехнических цепей, определяемый формулой Найквиста:

$V^2=4kTR_LB$, где \bar{V}^2 – средний квадрат шумового напряжения, k – постоянная Больцмана, R_L – сопротивление, на клеммах которого возникает шумовое напряжение, B – полоса частот, в пределах которой определяется тепловой шум.

Шумовые характеристики полупроводниковых диодов определяются обычно спектральным распределением плотности среднего квадрата шумового тока или напряжения на клеммах диода $S_{U,I}(\Omega)$ в полосе частот. Спектральное распределение $S_{U,I}(\Omega)$ определяется физическими особенностями работы диода, параметрами и геометрией полупроводниковой структуры. Но при использовании любых классов диодов спектральное распределение плотности мощности шума в полезной нагрузке в области рабочих частот зависит от схемы построения генератора или усилителя и режимов их работы. Рассмотрим в связи с этим вопросы определения спектральных распределений амплитудного и частотного шума в нагрузке полупроводникового диодного генератора в режиме автоколебаний, в режиме усиления и внешней синхронизации.

а) Шумовые характеристики диодного автогенератора

Флуктуации тока питания диода, или напряжения на его клеммах, являются основной причиной шумовых нестабильностей амплитуды и частоты выходного сигнала диодного автогенератора. Так же, как в разделе 2.6.1, определим ток питания диода как $I(t)=I_0[1+m(t)]$, где I_0 – среднее значение тока питания, $m(t)=\Delta I(t)/I_0$ – относительная величина флуктуации тока питания. Заменим действие распределенных по частоте шумовых флуктуаций тока питания действием суммы гармонических колебаний на дискретных частотах F_i с амплитудами, определяемыми спектральным распределением плотности мощности амплитудных флуктуаций $W_m(F)$. Относительная амплитуда дискретного гармонического колебания m_i на частоте F_i определяется из условия равенства мощности этого колебания и мощности шума в полосе ΔF_i , т.е.:

$$m_i^2 = [\Delta I_{mi}(F_i)]^2 / I_0^2 = 2W_m(F_i)\Delta F_i. \quad (125)$$

Как следует из анализа устойчивости характеристик стационарного режима автоколебаний (см. 2.1.1) модуляция тока питания диода гармоническим сигналом с частотой $\Omega_i=2\pi F_i$ приводит к амплитудно-частотной модуляции СВЧ-сигнала:

$$i(t) = i_{m0} \left[1 + \frac{\delta i_{mi}}{i_{m0}} e^{j(\Omega_i t + \alpha_i)} \right] e^{j[\varpi_0 t + \int \delta \omega_i(t) dt]}. \quad (126)$$

Величины δi_{mi} , $\delta \omega_{mi}$ в соответствии с 2.1.1, при выполнении условий $\Delta I_{mi} \ll I_0$, $\delta i_{mi} \ll i_{m0}$, $\delta \omega_{mi} \ll \bar{\omega}$, $\frac{1}{i_{m0}} \frac{\partial i_{mi}}{\partial t} \ll \varpi$, пропорциональны ΔI_{mi} и зависят от характеристик импедансов дио-

да, СВЧ-цепи и производных этих импедансов по частоте и по амплитудам сигнала и тока питания. С использованием соотношений (16) введем характеристики, определяющие устойчивость параметров СВЧ-сигнала автогенератора δi_{mi} , $\delta \omega_{mi}$ к флуктуациям тока питания δI_{mi} :

$$M_{i,l}(\Omega_i) = \frac{\delta I_{mi}}{\delta i_{mi}(\Omega_i)/i_{m0}} = \frac{k_i T_1}{T_3} \left| \frac{\sin(\psi_2 - \psi_1 - \chi_i)}{\sin(\psi_2 - \psi_1)} \right| - \quad (127a)$$

мера устойчивости амплитуды СВЧ-сигнала к флуктуациям тока питания диода,

$$M_{\omega,l}(\Omega_i) = \frac{\delta I_{mi}}{\delta \omega_{mi}(\Omega_i)} = \frac{T_2}{T_3} \left| \frac{\sin(\psi_2 - \psi_1 - \chi_i)}{\sin(\psi_3 - \psi_1 - \chi_i)} \right| - \quad (127б)$$

мера устойчивости частоты СВЧ-сигнала к флуктуациям тока питания диода.

С учетом (115), (120), (127) спектральная плотность относительной мощности амплитудного шума $W_{ms}(\Omega)$ и фазового шума $W_{\phi s}(\Omega)$ СВЧ-сигнала автогенератора в области крыльев спектральной линии на отстройке F от частоты несущей ω определяются выражениями:

$$W_{ms}(F) = \frac{(P_{ms})_{2\Delta F}}{P_{0s} \Delta F} = \frac{W_{ml}(F)}{(M_{i,l})^2 \Delta F} = \frac{W_{ml}}{\Delta F} \left[\frac{T_3}{kT_1} \left| \frac{\sin(\psi_2 - \psi_3)}{\sin(\psi_2 - \psi_1 - \chi)} \right| \right]^2, \quad (128a)$$

$$W_{\phi s}(F) = \frac{(P_{\phi s})_{2\Delta F}}{P_{0s} \Delta F} = \frac{W_{ml}(F)}{F^2 (M_{\omega,l})^2 \Delta F} = \frac{W_{ml}}{F^2 \Delta F} \left[\frac{T_3}{T_2} \left| \frac{\sin(\psi_3 - \psi_1 - \chi)}{\sin(\psi_2 - \psi_1 - \chi)} \right| \right]^2, \quad (128б)$$

где $(P_{ms})_{2\Delta F}$ – суммарная мощность амплитудного шума на отстройке F от несущей частоты ω , в полосе частот ΔF ; P_{0s} – мощность СВЧ-сигнала; $W_{ml}(F) = 0,5(\delta I_{mi}/I_0)^2$ – спектральное распределение относительной мощности амплитудных флуктуаций тока питания диода.

Полученные соотношения позволяют сделать важные для практики выводы, определяющие шумовые характеристики автогенераторов:

- В области крыльев спектральной линии, но при выполнении условия $\Omega T_2/T_1 \ll \pi/2$, что соответствует наиболее интересному для практики частотному интервалу, наибольшее уменьшение шумовых параметров генератора по амплитуде и частоте достигается при такой настройке, когда разность углов $\psi_2 - \psi_1 \approx \pi/2$; сознательная реализация этого условия требует знания амплитудно-частотных характеристик импедансов СВЧ-цепи и корпусированного диода (см. 2.1.2).
- В генераторах непрерывного действия на ЛПД амплитудный и фазовый шум могут быть уменьшены при уменьшении тока питания диода, поскольку при этом частота лавинного резонанса удаляется от рабочей частоты генератора, что приводит к уменьшению $T_3 = \frac{\partial Z_{de}}{\partial I_0}$.
- В генераторах на диодах Ганна, работающих в пролетном режиме при отказе от резонансной трансформации импеданса диода либо применении корпуса с резонансной частотой, существенно превышающей рабочую частоту, в широком интервале амплитуд СВЧ-сигнала и рабочих частот достигается значительное снижение амплитудного шума генератора. Это связано со значительными величинами параметра T_1 полупроводниковых структур диодов Ганна (см. 2.1.2б).
- Фазовые шумы диодных генераторов при любых типах диодов существенно уменьшаются при включении в СВЧ-системы высокочастотных резонансных узлов, позволяющих увеличить параметр T_2 . Это решение положено в основу построения частотно стабилизированных диодных генераторов с высокочастотными стабилизирующими резонаторами (см. 2.2).
- При любых схемах и конструкциях автогенераторов уменьшение шумовых характеристик реализуется при использовании диодов и схем источников электрического питания, обеспечивающих уменьшение собственных флуктуаций напряжения и тока питания, т.е. уменьшение W_{ml} .

Из приведенных соотношений (127, 128) следует, что при определенных настройках высокочастотной цепи генератора, когда угол $\zeta = (\psi_2 - \psi_1 + \chi)$ приближается к нулю, уровень шума возрастает и в конечном итоге, вместо гармонических колебаний, с определенными частотой и амплитудой, возникают стохастические колебания, характеризуемые шириной спектра и спектральным распределением плотности энергии. Такой переход к стохастическим колебаниям является "мягким", при котором спектральные плотности амплитудного и частотного шума возрастают плавно и постепенно по мере приближения угла ζ к нулю. В то же время, в процессе настройки диодных автогенераторов, часто возникают внезапные скачкообразные переходы к шумовым колебаниям с высокой энергией. Такие скачки имеют место в тех случаях, когда высокочастотная система имеет много степеней свободы, в частности, из-за паразитных параметров, приводящих к возможности стационарных режимов автоколебаний на близких частотах. Шумовые колебания при этом представляют собой случайные скачкообразные переходы от одного стационарного решения к другому [113], [114]. Каждое стационарное решение существует при этом лишь в течение малого интервала времени, меньшего во многих случаях периода колебаний. Автоколебательные системы такого типа находят применение при построении мощных генераторов шумовых колебаний, так называемых "прямошумовых" генераторов. В данной книге эти вопросы не рассматриваются.

б) Шумовые характеристики диодного генератора в режиме внешней синхронизации и пассивного диодного усилителя

Ниже рассматриваются синхронизированный диодный генератор и пассивный диодный усилитель отражательного типа, представляющие наибольший практический интерес.

Шумовые флуктуации выходного сигнала синхронизированных диодных генераторов и усилителей определяются собственными нестабильностями амплитуды и фазы генераторов и усилителей, а также шумовыми параметрами входного сигнала. Собственные нестабильности, так же как и в автогенераторах, связаны, прежде всего, с флуктуациями тока питания диода. Нестабильности входного сигнала в общем случае характеризуются как амплитудными, так и фазовыми флуктуациями. Ниже рассмотрены основные частные случаи.

1. Флуктуации тока питания диода $\delta I_m \neq 0$; входной сигнал не имеет шумовых флуктуаций амплитуды и частоты, т.е. амплитуда тока синхронизации $i_s = i_{s0}$, $f_s = f_0$

Шумовые характеристики определяются в области крыльев спектральной линии. Флуктуации амплитуды тока питания представляются суммой гармонических колебаний с амплитудами $\delta I_m(F)$ при удалении от несущей частоты, равном F .

Воздействие флуктуаций тока питания на диодный генератор в режиме внешней синхронизации иллюстрируются рисунком 111. Аналогичное построение, с учетом 2.1.7, возможно и для пассивного усилителя. На рис. 111 приведены амплитудные зависимости изображающей функции первого порядка $\bar{H}_1(U_m) = \bar{H}(U_m)U_m$ для фиксированной частоты f_0 входного источника; зависимости I и II построены для токов питания диода I_0 и $(I_0 + \delta I_m) = I_0(1 + m_a)$ соответственно. Пунктирная окружность на рис. 111 определяет воздействие входного сигнала с амплитудой тока i_{s0} (см. 2.1.6). Точка A_1 – точка стационарного режима при токе питания I_0 , амплитуде СВЧ-напряжения на диоде U_0 ; точка A_2 – точка стационарного режима при токе питания $I_0 + \delta I_m$, амплитуде СВЧ-напряжения на диоде $U_0 + \delta U_m$. Можно

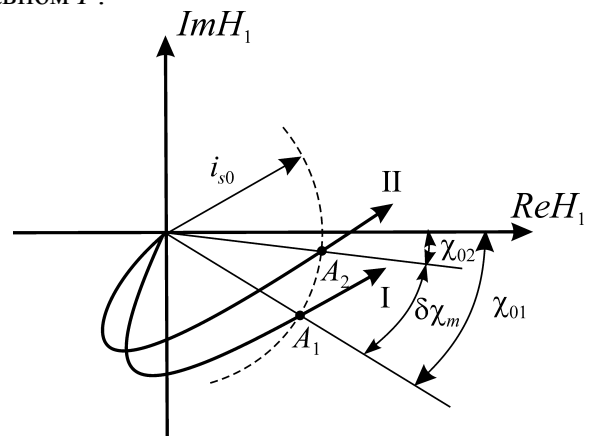


Рис. 111

Иллюстрация воздействия флуктуаций тока питания диода δI на характеристики генератора в режиме внешней синхронизации при постоянной амплитуде тока синхронизации i_{s0} и частоте ω_0 .

видеть, что при фиксированной частоте входного сигнала изменение тока питания на δI приводит к изменению амплитуды напряжения на диоде на δU_m и к изменению угла χ_0 вектора изображающей функции \bar{H} на $\delta\chi_m$. При выполнении условий $\delta I_m \ll I_0$, $\delta U_m \ll U_0$, $\delta\chi_m \ll \chi_0$ можно получить следующие выражения, определяющие флуктуации амплитуды δU_m и фазы $\delta\chi_m$:

$$\frac{\delta U_m}{U_0} = \frac{\delta I_m}{I_0} \frac{I_0 T_3 \cos(\psi_3 - \chi_0)}{H_0 + T_1 \cos(\psi_1 - \chi_0)} = m_U, \quad (129a)$$

$$\delta\chi_m = \frac{\delta I_m}{I_0} \frac{I_0 \left\{ T_3 \sin(\psi_3 - \chi_0) + [T_1 \sin(\psi_1 - \chi_0)] \frac{\delta U_m}{U_0} \right\}}{H_0}. \quad (129b)$$

Найденные из выражений (129) флуктуации амплитуды напряжения на клеммах диода δU_m и фазы $\delta\chi_m$ вектора \bar{H} определяют амплитудный и частотный шумы выходного сигнала синхронного или пассивного усилителя в рассматриваемом случае, когда входной сигнал является идеальным гармоническим. Действительно, как показано в 2.1.6, выходной сигнал определяется как отраженный от выходных клемм усилителя с комплексным коэффициентом отражения $\bar{\Gamma} = \Gamma \exp(j\gamma)$. При флуктуациях δU и $\delta\chi$ возникают флуктуации модуля и фазы коэффициента отражения $\Delta\Gamma(t)$ и $\Delta\gamma(t)$, определяемые выражениями (94, 95). Ясно, что изменяющиеся во времени флуктуации фазы эквивалентны флуктуациям частоты выходного сигнала $\delta\Omega = 2\pi\delta F = \frac{\partial\gamma}{\partial t}$. Таким образом, даже в том случае, когда входной сигнал характеризуется

абсолютно стабильными частотой и амплитудой, выходной сигнал будет содержать частотные и амплитудные шумы, вызванные флуктуациями тока питания диода усилителя. Суммарная спектральная плотность мощности амплитудного и частотного шума в двух боковых полосах частот будет при этом определяться выражениями:

$$W_{mI}(F_n)\Delta F = \left(\frac{P_B(F_n)}{P_0} \right)_{2\Delta F} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta\Gamma_I}{\Gamma_0} \right)^2 = \frac{1}{2} \left[\frac{\Delta U_{mI}}{U_0} \left(1 + \frac{\cos\gamma_0}{\Gamma_0} \right) - \Delta\chi_I \frac{\sin\gamma_0}{\Gamma_0} \right]^2, \quad (130a)$$

$$W_{fI}(F_n)\Delta F = \left(\frac{P_B(F_n)}{P_0} \right)_{2\Delta F} = \frac{1}{2} (\Delta\gamma_I)^2 = \frac{1}{2} \left[\Delta\chi_I \left(1 + \frac{\cos\gamma_0}{\Gamma_0} \right) + \frac{\Delta U_{mI}}{U_0} \frac{\sin\gamma_0}{\Gamma_0} \right]^2. \quad (130b)$$

Здесь ΔF элементарный интервал частот в окрестности дискретной частоты F_n , в котором определяется мощность $P_B(F_n)$ флуктуаций амплитуды или частоты, W_{mI} , W_{fI} – спектральные плотности мощности амплитудного и частотного шума, вызванного флуктуациями тока питания диода при постоянном значении амплитуды синхронизирующего тока i_{s0} и частоты ω_0 .

Представляет интерес выполнить оценки шумовых характеристик выходного сигнала усилителей (синхронных и пассивных) в рассматриваемом режиме, когда первичный источник шума определяется флуктуациями тока питания диода. Рассматривается синхронный усилитель на двухпролетном кремниевом ЛПД 8-миллиметрового диапазона волн. Профиль легирования полупроводниковой структуры выбран оптимальным для достижения максимальных энергетических параметров. С целью расширения диапазонных характеристик высокочастотная система выполняется с минимальной добротностью, в результате чего основным частотно избирательным узлом высокочастотной цепи является ЛПД в корпусе, обеспечивающем резонансную трансформацию импеданса полупроводниковой структуры (2.1.2а).

Ниже рассмотрены представляющие интерес для практики режимы:

- непрерывный режим работы при плотности тока питания $J_0 = 4$ кА/см² и площади полупроводниковой структуры $S_{pn} = 5 \times 10^{-5}$ см² – режим I;
- импульсный режим работы при плотности тока $J_0 = 20$ кА/см², $S_{pn} = 3,14 \times 10^{-4}$ см² – режим II.

Импедансные характеристики диодов определены на основе численных расчетов (см. 1.2). Рассматривается режим максимальной выходной мощности при амплитуде высокочастотного напряжения на диоде $U_m=20$ В. Флуктуации напряжения δU_m и фазы $\delta \chi_m$ определяются для частот в области крыльев спектральной линии. На рис. 112а представлены расчетные зависимости $\frac{\delta U_m / U_0}{\delta I_m / I_0} = f(\chi_0)$ для рассматриваемых режимов работы I и II (кривые I

и II соответственно) На рис. 112б приведены зависимости $\frac{\delta \chi_m}{\delta I_m / I_0} = f(\chi_0)$, рассчитанные для

приведенных режимов и параметров. Интервал углов $-90^\circ < \chi_0 < +90^\circ$ соответствует интервалу частот в полосе синхронизации (усиления). Значениям $\chi_0 = \pm 90^\circ$ соответствуют ориентировочно высокочастотная и низкочастотная границы полосы синхронизации. Определение численных значений $\delta U_m / U_0$, $\delta \chi_m$ требует знания величин флуктуаций тока питания диода $\delta I_m / I_0$. Для рассматриваемых здесь ЛПД эта величина определена расчетным путем по формуле (128а) на основе измерения спектральной плотности относительной мощности амплитудного шума $W_{ms}(F)$ на расстоянии F от несущей частоты. На рис. 112в приведена определенная таким образом зависимость $\delta I_m / I_0(F)$ для кремниевого двухпролетного ЛПД 8-миллиметрового диапазона волн. Найденные величины флуктуаций δU_m , $\delta \chi$ позволяют найти согласно (94, 95) величины $\Delta \Gamma$ и $\Delta \gamma$, определяющие амплитудный и частотный шумы синхронного и пассивного усилителя. Необходимо отметить, что влияние флуктуаций δU_m и $\delta \chi_m$ на вариации модуля и фазы коэффициента отражения, существенно зависят от коэффициента усиления по мощности $(\Gamma_0)^2$. При значительном коэффициенте усиления $(\Gamma_0)^2 > (13-15)$ дБ в центральной части рабочей полосы частот величины $\Delta \Gamma$, $\Delta \gamma$ можно определять по упрощенным формулам: $\frac{\Delta \Gamma}{\Gamma_0} \cong \frac{\delta U_m}{U_0} (1 + \frac{\cos \gamma_0}{\Gamma_0})$, $\Delta \gamma_0 \cong \delta \chi_m (1 + \frac{\cos \gamma_0}{\Gamma_0})$. В общем случае, в режиме малого усиления, например, при каскадном суммировании мощностей (см. 2.5) или вблизи границ рабочей полосы частот необходимо пользоваться формулами (94, 95) без упрощений.

Из анализа соотношений (128) и зависимостей флуктуаций, приведенных на рис. 112, можно сделать следующие выводы, определяющие шумовые характеристики синхронных и пассивных диодных усилителей отражательного типа в полосе рабочих частот, источником которых являются флуктуации тока питания диода:

- Шумовые флуктуации тока питания диода приводят к флуктуациям δU_m – амплитуды напряжения на диоде U_{m0} и к флуктуациям $\delta \chi_m$ – фазового сдвига χ_0 вектора изображающей функции, определяющей фазу напряжения на диоде по отношению к фазе синхронизирующего тока \bar{i}_s .
- Флуктуации δU_m , $\delta \chi_m$ определяют флуктуации модуля и фазы коэффициента отражения от выходного сечения синхронизированного генератора или пассивного усилителя, что определяет амплитудные и частотные шумы выходного сигнала.
- В пределах полосы синхронизации имеется область частот, в которой флуктуации δU_m , $\delta \chi_m$, а, следовательно, амплитудный и частотный шум выходного сигнала, резко возрастают. Этой области частот соответствует условие $H_0 + T_1 \cos(\psi_1 - \chi_0) \rightarrow 0$. В обычных реализуемых конструкциях синхронизированных генераторов эта область повышенной неустойчивости возникает вблизи границ полосы синхронизации, когда угол $(\psi_1 - \chi_0)$ лежит во втором или третьем квадранте. Аналогичное положение имеет место и в пассивных усилителях.
- Численные расчеты показывают, что амплитудный шум выходного сигнала в большей части полосы синхронизации близок к амплитудному шуму автогенератора на том же диоде и в том же режиме электрического питания. Частотный шум синхронизированного

генератора (или пассивного усилителя), вызванный флуктуациями амплитуды тока питания диода, пренебрежимо мал и в реализуемых системах, за исключением областей частот, примыкающих к границам полосы синхронизации, может не учитываться.

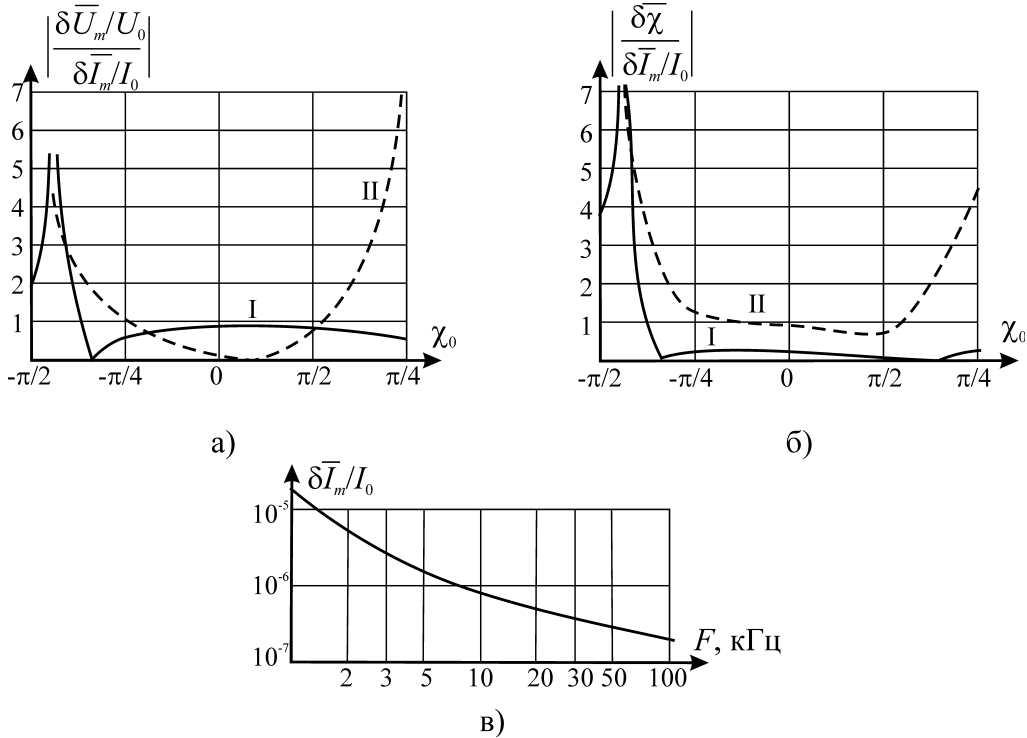


Рис. 112

а) Зависимость отношения флуктуаций амплитуды напряжения на диоде $\delta \bar{U}_m / U_0$ и флуктуаций тока питания диода $\delta \bar{I}_m / I_0$ в полосе синхронизации; сплошная кривая I – при плотности тока питания ЛПД $J_0 = 4 \text{ кА/см}^2$; пунктирная кривая II – при $J_0 = 20 \text{ кА/см}^2$.

б) Зависимость отношения флуктуаций фазы изображающей функции $\delta \bar{\chi}_m$ и флуктуаций тока питания $\delta \bar{I}_m / I_0$ в полосе синхронизации; сплошная кривая I – при $J_0 = 4 \text{ кА/см}^2$; пунктирная кривая II – при $J_0 = 20 \text{ кА/см}^2$.

в) Спектральное распределение амплитуды флуктуаций тока питания ЛПД 8-мм диапазона волн, выполненного на основе кремния, со структурой $p^+ - p - n - n^+$ при плотности тока питания 3-5 кА/см^2 .

2. Флуктуации амплитуды синхронизирующего тока $\delta i_s \neq 0$; частота синхронизирующего сигнала $f_s = f_0 = \text{const.}$, ток питания диода I_0 не имеет флуктуаций, т.е. $\delta I_m = 0$

Иллюстрация этого случая приведена на рис. 113. На этом рисунке, на комплексной плоскости H_1 приведена зависимость $H_1(U_m)$ при фиксированной частоте f_0 , определенная для рассматриваемой схемы генератора (или усилителя) с диодом, параметры которого известны. Пунктирные окружности на рис. 113 определяют воздействие входного сигнала с амплитудами тока i_{s0} и $i_{s0}(1+m_s)$. Можно видеть, что вариации амплитуды синхронизирующего тока приводят к вариациям δU_{mi} амплитуды напряжения на диоде U_0 и к вариациям $\delta \chi_{mi}$ фазы вектора изображающей функции χ_0 .

При тех же упрощающих предположениях, что и в предыдущем рассмотрении (частный случай 1), полагая $i_s = i_{s0} + \delta i_{ms} \sin \Omega t = i_{s0}(1 + m_s \sin \Omega t)$, можно получить следующие выражения, определяющие величины флуктуаций δU_{mi} , $\delta \chi_{mi}$:

$$\frac{\delta U_{mi}}{U_0} = \frac{H_0 m_s}{H_0 + T_1 \cos(\chi_0 - \psi_1)}, \tag{131a}$$

$$\delta \chi_{mi} = - \frac{\delta U_m T_1 \sin(\chi_0 - \psi_1)}{U_0 H_0}. \tag{131б}$$

Флуктуации δU_{mi} , $\delta \chi_{mi}$ в соответствии с (94, 95) приводят к флуктуациям модуля и фазы коэффициента отражения от выходных клемм синхронного или пассивного усилителя. Источниками амплитудного шума выходного сигнала в рассматриваемом случае являются, во-первых, амплитудный шум входного сигнала, определяемый флуктуациями δi_s амплитуды тока i_s и, во-вторых, амплитудный шум, вызванный флуктуациями $\Delta \Gamma$, $\Delta \gamma$ комплексного коэффициента отражения $\bar{\Gamma}$.

В более общем случае, когда имеют место шумовые флуктуации тока питания диода и синхронизирующего тока, спектральное распределение относительной плотности мощности амплитудного шума можно представить как $W_m(F) = W_{ml} + W_{ms} + W_{mi}$, где приняты обозначения:

$$W_{ml}(F)\Delta F = \left(\frac{P_{ml}(F)}{P_0} \right)_{2\Delta F} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta \Gamma_{ml}(F)}{\Gamma_0} \right)^2, \quad (132a)$$

- спектральное распределение плотности мощности составляющей амплитудного шума, вызванной флуктуациями тока питания диода при постоянной амплитуде синхронизирующего тока (см. (130a);

$$W_{ms}(F)\Delta F = \left(\frac{P_{ms}(F)}{P_0} \right)_{2\Delta F} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta \Gamma_{ms}(F)}{\Gamma_0} \right)^2, \quad (132б)$$

- спектральное распределение плотности мощности составляющей амплитудного шума, вызванной флуктуациями модуля коэффициента отражения $\Delta \Gamma_{ms}(F)$ из-за шумовой модуляции синхронизирующего тока питания;

$$W_{mi}(F)\Delta F = \left(\frac{P_{mi}(F)}{P_0} \right)_{2\Delta F} = \frac{1}{2} \left(\frac{\delta i_{ms}}{i_{s0}} \right)^2; \quad (132в)$$

- спектральное распределение плотности мощности составляющей амплитудного шума, вызванной флуктуациями амплитуды синхронизирующего тока δi_{ms} при постоянной величине модуля коэффициента отражения Γ_0 . В приведенных формулах P_{ml}/P_0 , P_{ms}/P_0 , P_{mi}/P_0 – это мощности амплитудного шума в двух боковых полосах $2\Delta F$ на расстоянии F от несущей частоты, вызванные только флуктуациями тока питания диода, флуктуациями модуля коэффициента отражения на клеммах усилителя при стабильной амплитуде тока питания, шумовыми флуктуациями амплитуды синхронизирующего тока соответственно.

Суммирование мощностей амплитудного шума в рассматриваемом случае, при одновременном учете флуктуаций тока питания диода и синхронизирующего тока оправдано тем, что суммируемые шумовые колебания некогерентны из-за некогерентности первичных источников шума, определяющих $I(t)$ и $i_s(t)$.

3. Флуктуации частоты синхронизирующего тока $\Delta \omega_s \neq 0$; амплитуды синхронизирующего тока и тока питания диода не имеют флуктуаций, т.е. $\delta i_s \neq 0$, $\delta I_m \neq 0$

Данный случай определяет влияние параметров синхронизирующего источника на шум синхронизированного или пассивного усилителя. Рассматривается случай, представляющий наибольший практический интерес, когда модуляция частоты синхронизирующего источника происходит с низкой частотой $F_m \ll \omega_0$, и амплитуда синхронизирующего тока достаточно велика, при которой выполняется условие $\Delta f_s \gg 2\chi_m$, т.е. ширина полосы синхронной работы значительно больше шумовой девиации частоты синхронизирующего источника.

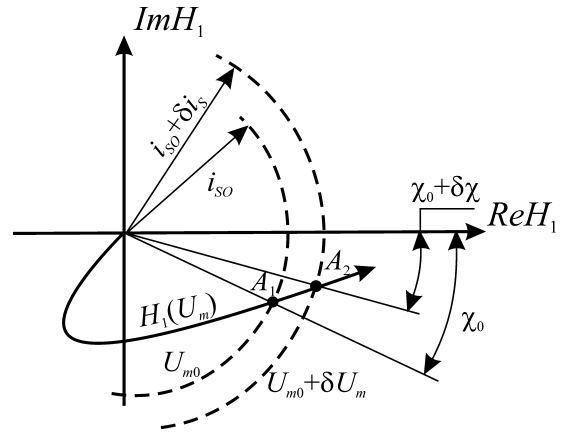


Рис. 113

Иллюстрация воздействия флуктуаций δi_s амплитуды синхронизирующего тока на характеристики генератора в режиме внешней синхронизации при постоянном токе питания диода I_0 и частоте ω_0 . Точка A_1 соответствует стационарному режиму при $i_s = i_{s0}$, точка A_2 соответствует стационарному режиму при $i_s = i_{s0} + \delta i_{sm}$.

В рассматриваемом случае следует отметить существенные различия выходного сигнала в интервалах частот, соответствующих ширине спектральной линии, и в области крыльев спектральной линии. В области ширины спектральной линии $\chi_m \geq F$, т.е. девиация частоты входного сигнала превышает частоту модуляции, индекс частотной модуляции $k_s \geq 1$. Здесь изменение средней частоты ω входного сигнала с частотой модуляции F приводит к соответствующему изменению средней частоты выходного сигнала. При этом ширина спектральной линии синхронизированного сигнала та же, что и у входного сигнала. То же относится к пассивным усилителям. В области крыльев спектральной линии при $F \gg \chi_m$ спектральные характеристики входного сигнала преобразуются схемами синхронизированных генераторов и пассивных усилителей.

Рассмотрим спектральные характеристики выходного сигнала в области крыльев спектральной линии. Рассмотрение проводится с использованием тех же методов, что и в частных случаях 1 и 2 настоящего раздела, при допущении о малости амплитуды флуктуаций частоты выходного сигнала, т.е. $\delta\omega_m/\Omega \ll 1$, и малости флуктуаций амплитуды выходного сигнала на клеммах диода $\delta U_m/U_0 \ll 1$. Можно записать следующие выражения, определяющие амплитуды флуктуаций:

$$\delta\omega_m = \frac{\delta\omega_{ms}}{\Omega_s} \frac{H_0 \cos(\psi_1 - \psi_0)}{T_2 \sin(\psi_2 - \psi_1)}, \quad (133)$$

$$\frac{\delta U_m}{U_0} = \frac{\delta\omega_{ms}}{\Omega_s} \left| \frac{H_0 \cos(\psi_2 - \psi_1)}{T_1 \sin(\psi_2 - \psi_1)} \right|. \quad (134)$$

Можно видеть, что амплитуда шумовых флуктуаций частоты выходного сигнала обратно пропорциональна фиксирующей способности генератора или усилителя по частоте $K_\omega = T_2 \sin(\psi_2 - \psi_1)$; амплитуда шумовых флуктуаций амплитуды напряжения на клеммах диода обратно пропорциональна фиксирующей способности по амплитуде $K_i = T_1 \sin(\psi_2 - \psi_1)$. При увеличении амплитуды синхронизирующего тока i_s и прочих неизменных параметрах амплитуды шумовых флуктуаций возрастают, так как стационарный режим достигается при этом при больших величинах H_0 . Таким образом, описанные в разделе 2.1.6 пути расширения рабочей полосы частот синхронизированного генератора и усилителя, основанные на снижении фиксирующей способности по частоте и увеличении амплитуды входного сигнала, приводят к увеличению шумов выходного сигнала в области крыльев спектральной линии. Спектральные плотности мощности амплитудного и частотного шума при использовании (133) и (134) определяются по соотношениям (123), (124).

2.6.3 Шумовые характеристики полупроводниковых генераторно-усилительных диодов

Спектральные распределения плотности мощности амплитудного и частотного шума диодных генераторов и усилителей при любых схемах построения этих устройств определяются шумовыми характеристиками диодов. Известны различные подходы к оценке шумовых параметров полупроводниковых диодов:

- Шум в интервале частот Δf представляется эквивалентным генератором ЭДС $\sqrt{e^2}$, включенным последовательно с диодом, или эквивалентным генератором тока $\sqrt{i^2}$, включенным параллельно диоду. $\sqrt{e^2}$ – среднеквадратичное значение шумовой ЭДС холостого тока; $\sqrt{i^2}$ – среднеквадратичное значение шумового тока короткого замыкания цепи диода; обе эти величины относят к единице полосы пропускания.
- Вводится понятие эквивалентного шумового сопротивления, $R_{ш}$, диода по аналогии с известным соотношением Найквиста, определяющим шумовое напряжение на клеммах сопротивления R при температуре T и полосе частот Δf

$$R_{ш} = \frac{\overline{e^2}}{4kT\Delta f}, \quad (135)$$

где k – постоянная Больцмана.

- Широко используется понятие меры шума NM (коэффициента шума, шумового отношения) данного диода, в определении которого используется понятие полного сопротивления диода $z_d=r_d+jx_d$ или его полной проводимости $y_d=g_d+jb_d$:

$$NM = \frac{\overline{e^2}}{4kTr_d\Delta f} = \frac{\overline{i^2}}{4kTg_d\Delta f}. \quad (136)$$

- Наряду с шумовым отношением (мерой шума) в ряде работ вводится эквивалентная шумовая температура $T_{ш}$, определяемая как $T_{ш}=(NM)T$.

Смысл величин (NM) и $T_{ш}$ заключается в том, что с их помощью можно выразить мощность шума P_n в полосе частот Δf , выделяемой в согласованной нагрузке:

$$P_n = \frac{\overline{e^2}}{4R} = \frac{\overline{i^2}}{4g} = (NM)kT\Delta f = kT_{ш}\Delta f. \quad (137)$$

Таким образом, мощность шума данного полупроводникового устройства, выделяемая в согласованной нагрузке в (NM) раз превышает соответствующую мощность шума активного сопротивления.

Шумовые характеристики диодов разных классов определяются физическими процессами, лежащими в основе их работы. Меры шума всех известных генераторно-усилительных диодов миллиметрового диапазона волн лежат в пределах примерно 20-40 дБ. При этом шумы диодов разных классов также различаются на один-два порядка.

Величина меры шума диода во многих случаях определяет возможность их использования в конкретных радиотехнических устройствах. Например, для гетеродинов радиоприемных устройств с высокой чувствительностью энергетические характеристики не имеют решающего значения, в то время как уровень шума диода должен быть минимальным. В других применениях, например, в приемопередающих устройствах радиолокации движущихся объектов, принципиально важным является достижение максимальных уровней мощности и КПД при одновременных высоких требованиях к стабильности частоты и уровню частотных шумов выходного сигнала. Наконец, существует самостоятельная область применения полупроводниковых приборов, где необходимо обеспечение высоких уровней мощности шума в широкой полосе частот – это шумовые источники, важные для построения передатчиков помех и для выполнения калибровки радиоприемных устройств.

Ясно, что в зависимости от области применения следует применять диоды того или иного класса. В связи с этим ниже рассматриваются основные физические процессы, определяющие шумовые характеристики диодов. Рассматриваются также принципы построения диодов и выбора их рабочих режимов с целью существенного снижения их шумовых параметров.

а) Шумовые характеристики лавинно-пролетных диодов

Основным источником флуктуаций в ЛПД является процесс лавинообразования. Его статистическая природа обусловлена случайным характером генерации электронно-дырочных пар в зоне лавинного умножения. Тепловые флуктуации в омических сопротивлениях диода на несколько порядков слабее флуктуаций тока при лавинном пробое и их роль пренебрежимо мала. Анализ шумовых характеристик ЛПД посвящены многочисленные исследования. Статистические характеристики лавинообразования впервые рассмотрены А.С. Тагером [99]. В дальнейшем были опубликованы многочисленные исследования, развивающие теорию шумов ЛПД в режиме малого сигнала (например, [116], [117], [118]) и в режиме сильного сигнала (например, [119], [120], [121]). Ниже излагаются только основные результаты выполненных исследований. Рассматривается в основном область частот, соответствующая крыльям спектральной

линии, т.е. флуктуации на сравнительно больших отстройках от несущей частоты (больших 10^3 Гц). В этой области частот можно не учитывать генераторно-рекомбинационный шум, а также фликкерный шум по сравнению с дробовым шумом [7, 115].

Генераторно-рекомбинационный (дробовой) шум ЛПД связан с прохождением электронов и дырок через пролетные участки p - n -перехода и базу полупроводниковой структуры. Флуктуации в этих областях связаны с процессом тепловой генерации и рекомбинации носителей в объеме кристалла и на его поверхности и их столкновениями с решеткой кристалла. В диодах миллиметрового диапазона эта составляющая флуктуаций незначительна на частотах свыше 100–1000 Гц, так как время пролета носителей тока через слой умножения и зону пролета (дрейфа) много меньше времени жизни носителей.

Фликкер-эффект в значительной степени зависит от степени однородности пробоя по площади p - n -перехода и условий на его наружной поверхности. Неоднородность пробоя, связанная, например, с возникновением локальных пробоев – микроплазм, с интенсивной генерацией неосновных носителей на поверхности ловушек у границ p - n -перехода, вызывает резкое увеличение фликкер-шума. Если же пробой однороден и генерация неосновных носителей происходит в основном в объеме полупроводника, а не на его поверхности, то фликкер-шум ЛПД сравнительно невелик и на частотах больших 100–1000 Гц перекрывается дробовым шумом.

При введении предположений о равенстве скоростей электронов и дырок скорости насыщения в области дрейфа, т.е. $v_n=v_p=v_s$, о связи коэффициентов ионизации для дырок β и для электронов α соотношением $\beta=k\alpha$ можно определить среднее значение тока диода

$$I_0 = \frac{I_{s0}}{1 - \Psi(E)}. \quad (138)$$

Здесь: $\Psi(E) = \int \bar{\alpha} dx$ – интегральное умножение носителей в слое умножения, т.е. среднее число ионизаций, совершенных одним носителем тока в слое умножения; $\bar{\alpha} = \alpha \frac{k-1}{\ln k}$ – среднее значение эквивалентного коэффициента ионизации электронов и дырок, δ – протяженность области эквивалентного слоя умножения; $M = \frac{I_0}{I_{s0}} = \frac{1}{1 - \Psi(E)}$ – среднее число частиц в

лавине, $I_s = I_{sn} + I_{sp}$ – первичный ток насыщения, протекающий в диоде при обратном его смещении; I_{s0} – постоянная составляющая тока насыщения; I_{sn} , I_{sp} – электронный и дырочный токи насыщения. Флуктуации тока лавины I_l , выходящего из эквивалентного слоя умножения, обусловлены дробовым эффектом в первичном токе I_s и флуктуациями числа частиц в лавинах, образованных каждым из первичных носителей тока. Первичные токи I_{sn} , I_{sp} образованы неосновными носителями, движущимися к границам слоя умножения из объема полупроводника, где они рождаются в результате тепловой генерации. Каждый из первичных носителей дает начало лавине с полным числом частиц равным M . Рождение каждой новой частицы происходит в среднем за время $\tau_\delta = \delta/v$, равным времени прохождения частицы через эквивалентный слой умножения. Среднее время развития лавины с числом частиц M по порядку величины равно $\tau_M \approx M\tau_\delta$. Ток, создаваемый такой лавиной на выходе из слоя умножения, равен

$$I_l^M(t) = e \sum_{i=1}^M \delta(t - t_i),$$

где $\delta(t)$ – δ -функция, нормированная к единице, t_i – моменты вылета носителей из слоя умножения, e – абсолютное значение заряда электрона. В соответствии с анализом, проведенным в [7], спектральное распределение плотности флуктуаций тока лавины определяется выражением:

$$S_{In}(\Omega) = \frac{2eI_s \bar{M}^2}{1 + \left(\frac{\Omega}{\Omega_M}\right)^2}, \quad \Omega_M = 2(M\tau_\delta)^{-1}. \quad (139)$$

В кремниевых ЛПД непрерывного действия миллиметрового диапазона частота $F_M = \Omega_M / 2\pi$ составляет сотни кГц – десятки МГц. Можно видеть, что в области низких частот $F \ll F_M$ спектральная плотность шумов лавины мало зависит от частоты; при $F \gg F_M$ спектральная плотность шумов лавины снижается при увеличении частоты как $1/F^2$. Это означает, что в области крыльев спектральной линии спектральная плотность мощности амплитудного шума слабо изменяется с частотой при $F < F_M$. Это означает также, что в этой области частот спектральная плотность мощности частотного шума уменьшается как $1/F^2$.

Анализ (139) позволяет сделать и другие следующие практически важные выводы. В частности, увеличение тока насыщения I_{s0} при постоянной величине постоянного тока через диод I_0 реализуется при уменьшении средней величины числа частиц в лавине $M = I_0 / I_{s0}$; можно видеть, что при этом уменьшается плотность шума тока лавины, следовательно, и спектральная плотность мощности амплитудного и частотного шума генератора (см. 2.6.2). Теоретический и экспериментальный анализ, проведенный в [120], подтверждает возможность снижения шума диода при увеличении тока насыщения I_s . В этой работе проведен нелинейный анализ шумовых характеристик ЛПД на основе GaAs с ридовским профилем легирования. На рис. 114 приведены зависимости меры частотного шума M_{FM} в зависимости от тока насыщения I_s , рассчитанные для различных величин постоянного тока диода и соответственно различных уровней мощности выходного сигнала. На рис. 115 приведена экспериментальная зависимость меры частотного шума диода в зависимости от тока насыщения. Эти результаты были получены путем изменения температуры диода, что приводило к изменению тока насыщения. Соответствующие температуры приведены цифрами на зависимости $M_{FM}(I_s)$. При охлаждении диода одновременно изменялся и уровень выходной мощности: $P_{out} = 1,62$ Вт при $\theta = 234,5^\circ\text{C}$, $P_{out} = 2,43$ Вт при $\theta = 56,1^\circ\text{C}$. Измерения проводились на частоте 9,96 ГГц. Можно

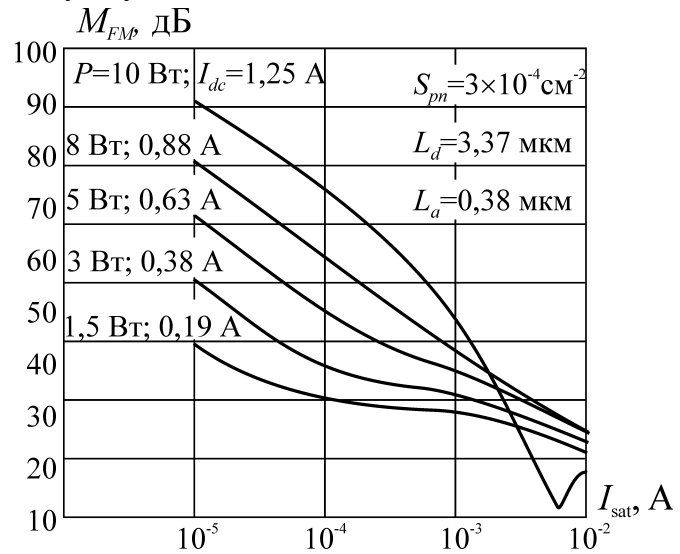


Рис. 114

Меры частотного шума [дБ] в зависимости от величины обратного тока насыщения I_s , рассчитанные для GaAs ЛПД с ридовской структурой (low-high-low).

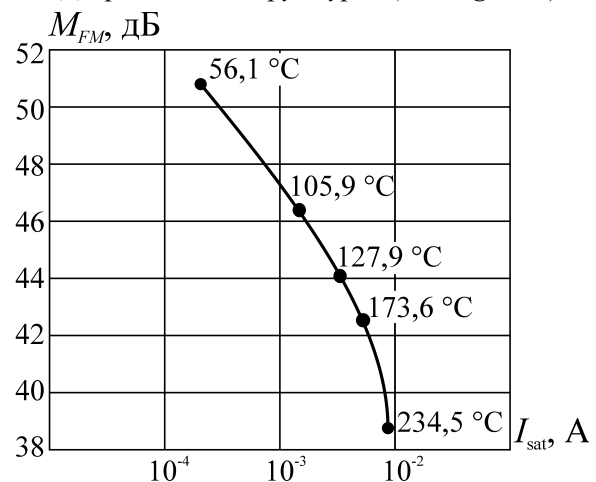


Рис. 115

Меры частотного шума в зависимости от величины обратного тока насыщения I_s , определенные экспериментально для GaAs ЛПД с ридовской структурой (low-high-low).

видеть, что мера шума снизилась на порядок при уменьшении выходной мощности всего в 1,5 раза за счет увеличения тока насыщения ЛПД. Снижение шума диода за счет увеличения

его тока насыщения является в настоящее время одним из перспективных направлений для создания малошумящих мощных ЛПД (этот вопрос подробнее обсуждается дальше).

Значительное различие величин коэффициентов ионизации электронов и дырок, как следует из приведенного выше соотношения, приводит к уменьшению среднего эффективного коэффициента ионизации $\bar{\alpha}$, т.е. к уменьшению интегрального умножения $\Psi(E)$ при прочих равных условиях. В связи с этим требуется увеличение числа актов ионизации для сохранения необходимого постоянного тока питания диода. В полупроводниковых структурах ЛПД это происходит за счет увеличением ширины эквивалентного слоя умножения δ . Ясно, что при этом шум диода возрастает. Из сказанного следует, что шумы диодов, выполненных на основе различных материалов, могут значительно отличаться друг от друга. Это обстоятельство объясняет существенно меньшие шумы ЛПД на основе GaAs по сравнению с ЛПД на основе Si – примерно на 10–15 дБ. В области напряженностей электрического поля в полупроводниковом материале $E=(3,5-5)10^5$ В/см для GaAs отношение $k=\beta/\alpha\approx 0,98-0,5$, для Si $k\approx 0,4-0,1$; большие значения k в рассматриваемых полупроводниковых материалах имеют место при больших величинах электрического поля E . Зависимость шумовых характеристик ЛПД от соотношения коэффициентов ионизации β/α подтверждаются также теоретическим рассмотрением шумов ЛПД, выполненных на основе Si и Ge [118]. Соотношение коэффициентов ионизации электронов и дырок в Ge значительно ближе к единице, чем в кремнии и соответственно меры шума у германиевого диода на 5–10 дБ ниже, чем у кремниевого ЛПД. Теоретический анализ ЛПД [118], проведенный для режима слабого сигнала, позволил определить шумовые характеристики диодов в широком диапазоне частот. В этой работе учитывается неравенство коэффициентов ионизации ($\alpha\neq\beta$) и не накладываются какие-либо ограничения на профиль легирования полупроводниковой структуры.

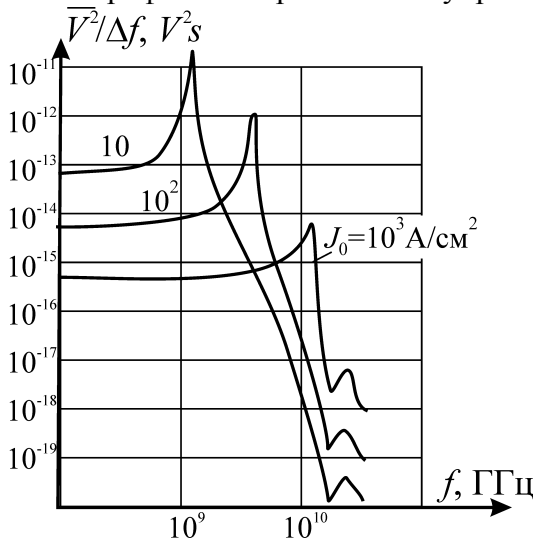


Рис. 116
Частотная зависимость среднего квадрата шумового напряжения холостого хода на клеммах диода в полосе 1 Гц.

величина \bar{V}^2 пропорциональна току I_0 . Расчеты [118] проведены для идеализированной модели диода, но приведенные выводы носят общий характер, справедливый для реализуемых структур ЛПД на основе различных полупроводниковых материалов. Приведем следующие некоторые важные для практики выводы.

- В области низких частот $f < f_a$ слабая зависимость среднего квадрата шумового напряжения от частоты позволяет создавать широкодиапазонные генераторы шума с устойчивыми параметрами к различным внешним воздействиям. Высокая устойчивость параметров таких источников шумового напряжения связана, прежде всего, с отсутствием отрицательного

На рис. 116 приведены результаты численного расчета среднего квадрата шумового напряжения холостого хода на клеммах диода в полосе 1 Гц ($\bar{V}^2 / \Delta f$), проведенного для идеализированного диода с однопролетной структурой $p^+ - p - n^+$, с одинаковыми коэффициентами ионизации для дырок и электронов $\alpha=\beta$. Можно видеть, что в области низких частот $f < f_a$ (f_a – частота лавинного резонанса), шумовое напряжение практически не зависит от частоты; величина \bar{V}^2 обратно пропорциональна постоянному току питания диода I_0 . Шумовое напряжение \bar{V}^2 принимает максимальные значения на частоте лавинного резонанса f_a ; при этом величина шумового напряжения возрастает при уменьшении тока I_0 , т.е. при приближении к состоянию лавинного пробоя диода. При дальнейшем увеличении частоты \bar{V}^2 уменьшается пропорционально $1/f^4$. В этой области частот

сопротивления диода в этой области частот и высокой устойчивостью электрических и геометрических параметров полупроводниковой структуры. Следует отметить, что один диод с заданной структурой способен обеспечить широкий диапазон частот, превышающий октаву, и переход от одного участка диапазона к другому требует изменения конструкции только СВЧ-цепи. Генераторы шума этого класса находят широкое применение в качестве калибровочных генераторов в миллиметровом диапазоне волн.

- В области частот $f > f_a$ уменьшение шумов диода требует отхода от частоты лавинного резонанса в сторону больших частот. Это достигается в диоде с заданной структурой уменьшением тока питания I_0 , поскольку при этом уменьшается частота лавинного резонанса обратно пропорционально $\sqrt{I_0}$. Низкий уровень шума требует при этом отказа от достижения максимальных энергетических характеристик диода.

В течение многих лет развивается теория шумов ЛПД в режиме большого сигнала [119], [120], [122]. Большинство работ по нелинейной теории шума ЛПД базируется на квазистатистическом рассмотрении шумов лавинообразования, справедливом в приближении тонкого слоя умножения. Поэтому ее применение ограничено условием малости углов пролета электронов в зоне умножения. Последнее не выполняется для большинства диодных структур, предназначенных для работы в коротковолновой части сантиметрового диапазона, и тем более в миллиметровом диапазоне волн.

Существенное продвижение в теории шумов ЛПД связано с разработкой теории генерации лавины и лавинных шумов с широким слоем умножения [123], [124]. Эта теория названа волновой, поскольку она учитывает волновые эффекты в зоне умножения. Сопоставление результатов расчетов по волновой теории и результатов экспериментального исследования шумов генераторов на ЛПД в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн показывает их хорошее соответствие. В частности, в генераторах миллиметрового диапазона практически отсутствует рост уровней спектральной плотности мощности амплитудного и частотного шума при больших амплитудах колебаний. В приборах сантиметрового диапазона уровни спектральной плотности мощности шума растут с увеличением выходной мощности. В качестве иллюстрации к сказанному на рис. 117 представлены расчетные (по волновой теории) и экспериментальные зависимости спектральной плотности мощности амплитудного шума γ_m и квадрата девиации частоты $[\delta f]^2/\Delta F$ в полосе 1 Гц частотного шума S_f в зависимости от отношения рабочего тока I_0 к пусковому $I_{П}$.

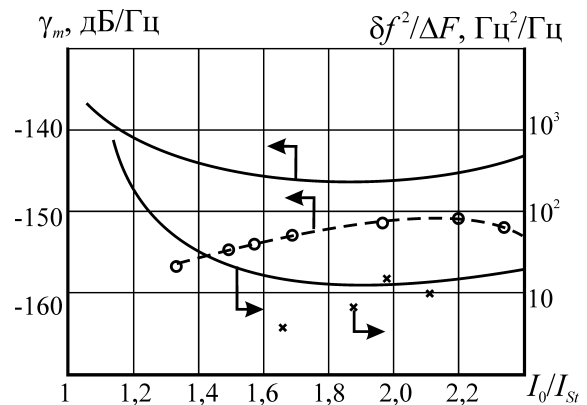


Рис. 117

Теоретические (сплошные кривые) и экспериментальные (пунктирная кривая и точки) зависимости спектральной плотности мощности амплитудного шума γ_m и квадрата девиации частоты $\delta f^2/\Delta F$ для генераторов на GaAs ЛПД.

Высокие энергетические и диапазонные характеристики ЛПД и, в то же время, присутствующий им существенный недостаток, связанный со значительными мерами шума, большими, чем у диодов Ганна на 10–15 дБ, ограничивает область использования лавинно-пролетных диодов в миллиметровом диапазоне волн, в основном, применением в радиопередающих устройствах. Естественно, что это обстоятельство стимулирует активные исследования, направленные на снижение шумов ЛПД при сохранении их высоких энергетических параметров. Рассмотрим основные направления этих работ и уже достигнутые результаты.

Эффективный метод повышения КПД диода и снижения его шумов основан на ограничении области лавинного умножения. Решение этой задачи достигается созданием специального профиля легирования полупроводниковой структуры (типа ридовского) или созданием плоского профиля

легирования с максимально резким p - n -переходом. Эти решения в миллиметровом диапазоне выполнимы только при использовании технологического оборудования и технологических процессов, обеспечивающих высокую точность выполнения требуемого профиля легирования. Размеры областей пролета в полупроводниковых структурах диодов составляют десятые доли микрона, а необходимые точности выполнения требуемого профиля легирования – сотые доли микрона. Так, в кремниевом двухпролетном диоде с плоским профилем легирования $p^+-p-n-n^+$ [125], работающем в области 90 ГГц создана структура с параметрами: концентрация акцепторных и донорных примесей $N_a=2,0 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ $N_d=1,8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ с шириной слоев $l_a=l_d=0,3$ мкм. Достигнутый уровень непрерывной мощности превышает 500 мВт при КПД=6%.

В работе [126] описана разработка кремниевое двухпролетного диода с двойным модифицированным ридовским профилем легирования ($p^{++}-p-p^+-i-n^+-n-n^{++}$) “double low-high-low-DLHL”, работающем в области частот 140 ГГц. Ширины областей пролета электронов и дырок равны $l_n=0,18$ мкм, $l_p=0,12$ мкм, ширина области i равна $l_i=0,08$ мкм. Диод развивает непрерывную мощность 300 мВт при КПД=5–8%. В режиме максимальной мощности спектральная плотность относительной мощности частотного шума составляет –75 дБ/Гц на расстоянии от несущей 100 кГц.

Пути достижения высокой эффективности ЛПД – это те же пути, которые обеспечивают уменьшение шумов диодов. В [127] проведено экспериментальное исследование, подтверждающее приведенное теоретическое утверждение. В этой работе, с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии созданы однопролетные ЛПД на основе GaAs с ридовским профилем легирования $p^{++}-n^+-n-n^{++}$ в диапазоне 30 ГГц.

Зависимость развиваемой этим диодом мощности в схеме автогенератора от тока питания I_0 приведена на рис. 118а. На рис. 118б приведены зависимости спектральной плотности относительной мощности частотного шума $S_f(I_0)$ и КПД в зависимости от тока питания диода. Максимальная мощность $P_{\max}=425$ мВт достигается при $I_0=110$ мА; при этом КПД=14%. При уменьшении тока до 60 мА мощность падает до 300 мВт, но КПД возрастает до 22%. Именно в этой области максимального КПД достигается минимальный уровень частотного шума, равный 88 дБ/Гц на расстоянии от несущей 100 кГц.

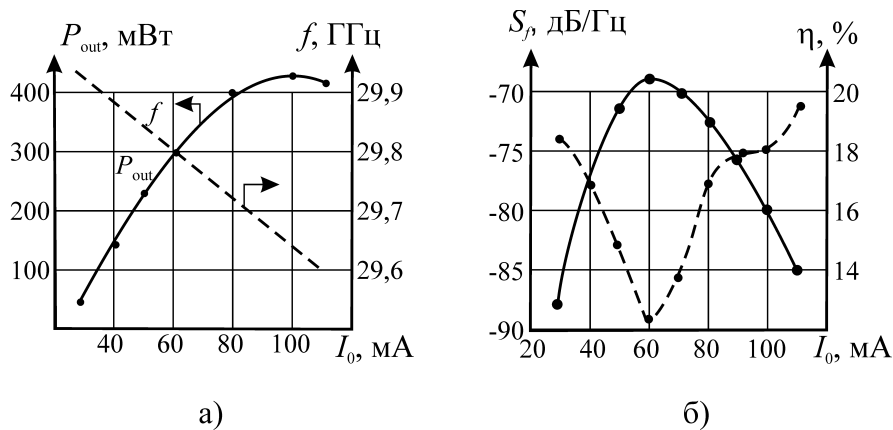


Рис. 118

а) Зависимости мощности и частоты выходного сигнала генератора на GaAs ЛПД с ридовской структурой $p^{++}-n^+-n-n^{++}$.

б) Зависимость спектральной плотности мощности частотного шума (пунктир) и КПД генератора на GaAs ЛПД со структурой $p^{++}-p-n-n^{++}$.

Совпадение экстремальных значений КПД и S_f представляется необязательным, но, несомненно, корреляция между эффективностью взаимодействия и уровнем шума существует – именно в области максимального КПД режим генерирования СВЧ-мощности происходит при минимальном токе питания, т.е. при минимальном числе актов ионизации в слое умножения. В результате методы увеличения КПД и снижения шумов оказываются общими. В частности, уменьшение паразитного омического сопротивления, включаемого последовательно с диодом, в равной мере улучшает КПД и снижает уровень шума диода [118]. Следует отметить

важное для практики решение, позволяющее существенно уменьшить шум диода при незначительном уменьшении уровня выходной мощности; для этого следует уменьшить ток питания диода и не стремиться работать в режиме максимальной выходной мощности. Так, в [127] уменьшение уровня выходной мощности с 425 мВт до 300 мВт при уменьшении тока с 110 мА до 60 мА приводит к уменьшению частотного шума на 16 дБ. Этот эффект наиболее полно проявляется в диодах с ограниченной зоной лавинообразования.

На основании многочисленных проведенных исследований можно сформулировать ряд эффективных методов снижения шума ЛПД. В частности, одним из эффективных методов снижения шума ЛПД является выбор полупроводникового материала с отношением коэффициентов ионизации электронов и дырок наиболее близким к единице. Это решение обеспечивает существенное снижение шума при использовании ЛПД на основе GaAs вместо Si. Возможно, в связи с тем, что отношение α/β приближается к единице при увеличении напряженности электрического поля в полупроводниковой структуре, что имеет место при укорочении длины волны, в широком интервале длин волн миллиметрового диапазона уровень шума диодов изменяется незначительно при прочих равных условиях.

Увеличение тока насыщения I_s в обратно смещенном диоде позволяет существенно уменьшить шум ЛПД. В основе этого метода лежит в конечном итоге уменьшение актов ионизации в слое умножения при сохранении величины постоянного тока диода. Этот путь выбран в настоящее время как один из основных для создания эффективных полупроводниковых диодов пролетного типа с высокими спектральными характеристиками.

Описанные в литературе методы построения диодов пролетного типа с уменьшенным лавинообразованием носителей основаны в основном на инжекции в область взаимодействия дополнительного туннельного тока. В TUNNETT (tunnel transit time) диодах ширина области, инжектирующей туннельный ток, настолько мала, что ток лавины практически не образуется [128]. Весь ток диода является туннельным. Диоды этого класса обеспечивают уровень мощности на частотах больших 80 ГГц практически такой же, что и ЛПД на основе GaAs, но их уровень шума примерно на 5 дБ ниже, чем у GaAs ЛПД и на 20 дБ ниже, чем у Si ЛПД (рисунки 1В, 2В). Основная область применения этих диодов лежит на частотах свыше 150 ГГц при работе на второй гармонике.

Диоды, в которых имеет место лавинный пробой и одновременно инжектируется туннельный ток, получили название МПАТТ (mixed tunneling avalanche transit time) диоды. Построение этих диодов основано на применении гетеропереходов, создающих в области высокоэлектрического поля тонкие слои узкозонного полупроводника, генерирующего туннельную составляющую тока. Энергетические и спектральные параметры МПАТТ диодов лежат между ИРАТТ и TUNNETT диодами.

Значительный интерес представляет предложенная в [129] диодная гетеро-структура пролетного типа, в которой узкозонный полупроводник с большими величинами коэффициентов ионизации электронов и дырок в двухпролетной структуре диода занимает положение между p - и n -областями. В соответствии с теоретическими расчетами такой диод может характеризоваться высокими энергетическими параметрами и, одновременно, очень низким уровнем шума. Экспериментальное подтверждение этих результатов отсутствует.

б) Шумовые характеристики диодов Ганна

Шумы диодов Ганна, так же как и ЛПД, значительно превышают шумы активного сопротивления при нормальной температуре, т.е. мера шума $M \gg 1$. В то же время, эти диоды в миллиметровом диапазоне волн характеризуются значительно меньшими шумами, чем ЛПД и, в связи с этим, находят широкое применение для построения радиоприемных устройств с высокой чувствительностью, прежде всего в малошумящих высокостабильных гетеродинах. В отличие от ЛПД, для которых можно указать один основной источник шумов – процесс лавинообразования, в диодах Ганна физическая природа шумов обусловлена многими статистическими процессами в объеме полупроводника, определяющими одновременно основные энергетические и диапазонные характеристики диодов. К таким процессам следует в первую очередь отнести:

- Формирование тока питания диода при подведении к нему требуемого рабочего напряжения. Существует прямая связь шумовых характеристик диода со стабильностью напряжения питания на его клеммах. Это означает необходимость применения источника питания с высоко стабильным напряжением.
- Явления у катода, определяющие процесс зарождения домена. Одним из эффектов, приводящих к шумам диода, является зарождение домена на большом числе малых локальных неоднородностей, расположенных вблизи катода. Такие статистически зарождающиеся домены далее нарастают, распространяются к аноду и приводят к флуктуациями тока диода. Другой эффект связан с явлениями диффузии электронов из области n^+ резкого n^+-n -перехода и, после рассеяния на фонах, отбор в области катода электронов с повышенной энергией. Именно эти электроны раньше других переходят в верхнюю долину и создают флуктуации зарождения домена.
- Переход электронов, при достижении необходимого импульса в сильном электрическом поле, из нижней долины, с низкой энергией и высокой подвижностью, в верхнюю долину, характеризующейся высокой энергией и малой подвижностью. В связи со статистическим характером междолинного перехода возникают флуктуации относительного числа носителей в верхней и нижней долинах и, в связи с этим, шумовые флуктуации тока через диод.
- Перемещение домена в полупроводнике к аноду диода. Перемещение домена характеризуется случайными изменениями его скорости и формы вследствие эффектов вызванных диффузией, рекомбинацией, генерацией носителей. В результате этих эффектов возникают флуктуации тока во внешней цепи диода при перемещении домена.
- Неоднородности и дефекты на границе перехода n^+-n и в объеме полупроводника, ловушки на поверхности полупроводника (и в меньшей мере в его объеме), случайно захватывающие и освобождающие электроны, являются источником низкочастотных шумовых флуктуаций тока и напряжения на клеммах диода. Эти низкочастотные флуктуации в результате нелинейности характеристик диода переносятся в область СВЧ, создавая так называемый фликкер-шум. Основная особенность этого шума – зависимость спектральной плотности флуктуаций по закону $1/f$.

Для ответа на вопрос о влиянии различных источников шума целесообразно рассмотреть экспериментально определенные спектральные распределения выходного сигнала генератора Ганна.

На рисунке 119 приведены определенные экспериментально распределения спектральной плотности мощности частотного шума для генераторов на диодах Ганна, измеренные на частоте 80 ГГц. По оси ординат отложена нормированная величина $[\gamma_f(F)]^H = 10 \lg[\gamma_f(F)Q_0^2]$. Диоды выполнены на основе GaAs (пунктирная кривая) и на основе InP (сплошная кривая). Генератор на InP с добротностью СВЧ-цепи $Q_0=125$ развивает мощность 125 мВт, генератор на GaAs ДГ с добротностью $Q_0=690$ развивает мощность 29 мВт. Частотная зависимость $W_f(F)$ может быть аппроксимирована как $1/F^\alpha$, где показатель степени α зависит от частоты. В частности, для генератора на GaAs диоде величина α изменяется с частотой следующим образом: в интервале частот 1-10 кГц $\alpha=3$, 10-100 кГц $\alpha=2,6$; 1–10 МГц $\alpha=2$. Таким образом, в соответствии с 2.6.1 фликкер-шум превышает все другие виды флуктуаций в области частот $f < 10$ кГц. По мере увеличения отстройки от несущей начинают проявляться другие виды шума, близкие по характеру к дробовому. На частотах $F > 1$ МГц частотная зависимость $W_f \sim 1/F^2$, что означает очень слабую частотную зависимость спектральной плотности среднего квадрата шумовой девиации частоты. Это возможно, если флук-

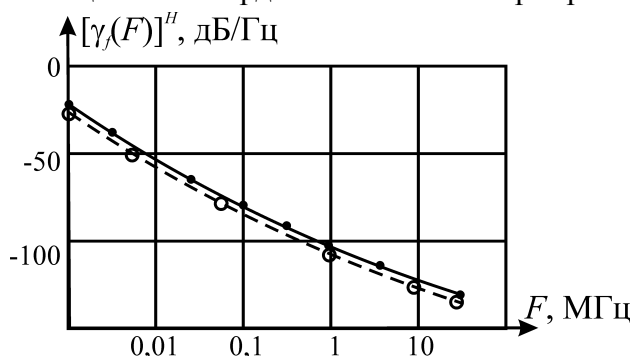


Рис. 119

Зависимости СПМ $\gamma_f(F)$ [дБ/Гц] частотного шума от расстояния F до несущей, определенные экспериментально для диодов Ганна на основе GaAs (пунктирная кривая) и InP ДГ (сплошная кривая).

сущей начинают проявляться другие виды шума, близкие по характеру к дробовому. На частотах $F > 1$ МГц частотная зависимость $W_f \sim 1/F^2$, что означает очень слабую частотную зависимость спектральной плотности среднего квадрата шумовой девиации частоты. Это возможно, если флук-

полнены на основе GaAs (пунктирная кривая) и на основе InP (сплошная кривая). Генератор на InP с добротностью СВЧ-цепи $Q_0=125$ развивает мощность 125 мВт, генератор на GaAs ДГ с добротностью $Q_0=690$ развивает мощность 29 мВт. Частотная зависимость $W_f(F)$ может быть аппроксимирована как $1/F^\alpha$, где показатель степени α зависит от частоты. В частности, для генератора на GaAs диоде величина α изменяется с частотой следующим образом: в интервале частот 1-10 кГц $\alpha=3$, 10-100 кГц $\alpha=2,6$; 1–10 МГц $\alpha=2$. Таким образом, в соответствии с 2.6.1 фликкер-шум превышает все другие виды флуктуаций в области частот $f < 10$ кГц. По мере увеличения отстройки от несущей начинают проявляться другие виды шума, близкие по характеру к дробовому. На частотах $F > 1$ МГц частотная зависимость $W_f \sim 1/F^2$, что означает очень слабую частотную зависимость спектральной плотности среднего квадрата шумовой девиации частоты. Это возможно, если флук-

туации напряжения на диоде являются тепловыми или диффузно-рекомбинационными, создающими шум близкий к белому в широком интервале частот. Спектральная плотность частотного шума зависит от добротности высокочастотной цепи как $1/Q^2$, что находится в соответствии с (128). Характер частотной зависимости $W(F)$ для генератора на InP такой же, как и для GaAs диодов. Приведенные особенности спектрального распределения мощности шума генераторов на диодах Ганна остаются неизменными в широком диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн.

Исследования показали жесткую корреляцию между спектральными шумовыми характеристиками генератора и спектром флуктуаций шумового напряжения и тока на диоде. В качестве иллюстрации на рис. 120а приведена зависимость среднеквадратичной шумовой девиации частоты генератора Δf_{rms} от среднеквадратичного значения напряжения на диоде $\sqrt{V_d^2}$; на рис. 120б приведена зависимость спектральной плотности мощности амплитудного шума генератора от величины $\sqrt{V_d^2}$.

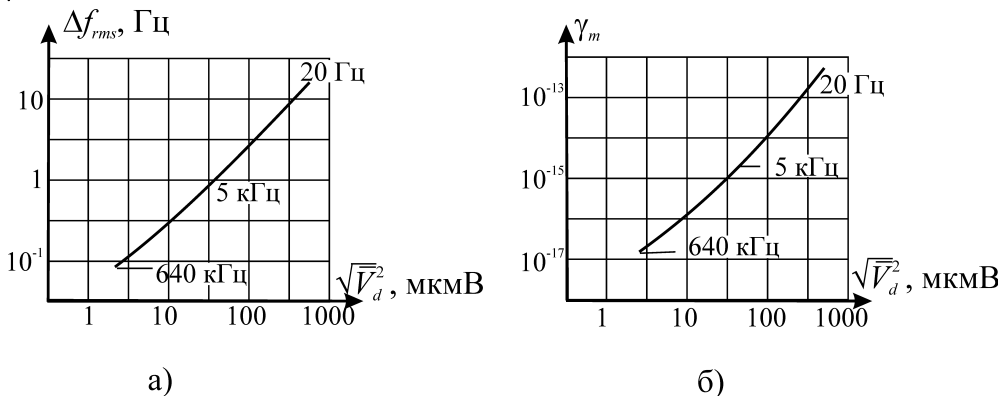


Рис. 120

а) Зависимость среднеквадратичной шумовой девиации частоты генератора от среднеквадратичного шумового напряжения на диоде.

б) Зависимость спектральной плотности мощности амплитудного шума $\gamma_m(F)_{2\Delta F}$ от среднеквадратичного шумового напряжения на диоде. (Цифрами на кривых указаны отстройки от несущей частоты.)

Представляет интерес сопоставление шумовых характеристик генераторов на кремниевых ЛПД и диодах Ганна на основе GaAs. На рис. 121 приведены типичные спектральные распределения относительной плотности мощности амплитудного шума для таких диодов в области частот 35–40 ГГц; такой характер шумовых характеристик в основном сохраняется во всем миллиметровом диапазоне при работе генератора Ганна на основной частоте. Можно видеть, что в области отстроек от несущей частоты больших 5–10 кГц приборы на GaAs диодах Ганна имеют меньшие уровни шума по сравнению с ЛПД. На низких частотах $F < 1$ КГц из-за фликкер-шума диоды Ганна уступают ЛПД.

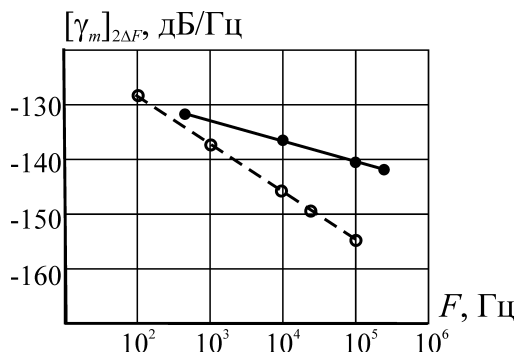


Рис. 121

Спектральные распределения плотности мощности амплитудного шума кремниевых однопролетных ЛПД с профилем легирования $p^+ - n - n^+$ (сплошная кривая) GaAs ДГ (пунктирная кривая).

В области частот больших 70–80 ГГц широко применяются диоды Ганна на основе InP. При работе на основной частоте и при работе на второй гармонике ($f > 150$ ГГц) эти диоды характеризуются мерами шума на 10–20 дБ меньшими, чем кремниевые ЛПД в этом диапазоне (см. рис. 2В).

Глава 3 Умножители частоты на полупроводниковых диодах

Задача расширения рабочего диапазона радиочастот в сторону их увеличения всегда является важной и актуальной для создания радиоэлектронного оборудования и аппаратуры с новыми, более высокими техническими возможностями и характеристиками. Решение этой задачи достигается следующими путями:

- созданием источников электромагнитных колебаний, действующих в более высокочастотных диапазонах, часто требующих разработки новых принципов генерирования, применения новых материалов, новых технологий;
- созданием эффективных умножителей частоты низкочастотных сигналов, формируемых при использовании уже разработанных источников с высокими энергетическими, спектральными и диапазонными характеристиками.

Оба указанных пути на протяжении всей истории радиоэлектроники развивались параллельно в соответствии с требованиями увеличения частот вплоть до миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. При этом в освоении новых высокочастотных диапазонов метод умножения частот часто оказывался опережающим. Так, первые твердотельные источники сантиметрового диапазона волн были построены на основе усилительно-умножительных цепочек (на транзисторах и варакторах) еще в начале 60-х годов прошлого столетия, до создания эффективных диодных генераторов и усилителей на основе ДГ и ЛПД. К этому же времени относятся и фундаментальные исследования умножителей частоты с использованием нелинейных диодных элементов, нелинейных вольт-фарадных характеристик, явившиеся основанием для продвижения в миллиметровый диапазон волн [1, 2].

В освоении миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн разработке умножителей частоты на основе различных физических принципов принадлежит важная роль. Создание диодов Ганна и ЛПД позволило существенно продвинуться в миллиметровом диапазоне, в область десятков и сотен гигагерц. Однако, частотные ограничения эффективности этих диодов, а также принципиальные особенности миллиметрового диапазона, затрудняющие достижение высокой стабильности частоты и низкого уровня фазовых флуктуаций, потребовали создания новых классов диодов с высокой нелинейностью и развития методов снижения нестабильностей выходного сигнала умножителей частоты.

Ниже рассматриваются основные пути построения диодных умножителей частоты, эффективных в миллиметровом диапазоне:

- генераторов гармоник на основе ДГ, ЛПД и TUNNETT-диодов;
- умножителей частоты на основе нелинейных зависимостей их реактивных параметров от напряжения;
- умножителей частоты высокой кратности на ЛПД, действующих в режиме радиоимпульсного возбуждения колебаний в области высоких частот и их синхронизации.

3.1 Работа диодных генераторов на гармониках

Многие области современной радиоэлектроники развиваются в направлении укорочения длины волны, освоения коротковолновой части миллиметрового диапазона. Эта тенденция определяется развитием исследований в радиоастрономии, физике атмосферы, атомной физике, спектроскопии, картографировании, разработкой новых систем электронного вооружения и т.п. В связи с этим большое значение приобретает создание полупроводниковых передающих и приемных устройств в области частот, превышающих 60–100 ГГц. На частотах вплоть до 300–400 ГГц в настоящее время наиболее мощными полупроводниковыми источниками электромагнитного излучения являются кремниевые лавинно-пролетные диоды – см. рис. 1В. Эти полупроводниковые приборы, однако, характеризуются значительным уров-

нем шума, на 10–15 дБ большим (вдали от несущей частоты), чем у диодов Ганна. В связи с этим диоды Ганна предпочтительны при построении гетеродинов высокочувствительных приемных устройств миллиметрового диапазона волн (см. рис. 2В). Однако энергетические параметры этих диодов при работе на основной частоте резко снижаются при переходе в коротковолновую часть миллиметрового диапазона волн.

С целью решения проблемы создания малощумящих источников в коротковолновой части миллиметрового диапазона проводятся широкие исследования по увеличению эффективности диодов Ганна за счет оптимизации профиля полупроводниковых структур, например, при создании в прикатодной области обедненного слоя с увеличенным электрическим полем для быстрого разогрева электронов или применения катодного контакта с ограниченной инжекцией, за счет создания новых классов полупроводниковых структур, например, TUNNETT диодов, применения новых материалов [3, 4].

Еще один способ увеличения частоты полупроводниковых источников состоит в применении методов умножения частоты. Эти методы могут быть реализованы двумя способами: при использовании дополнительного полупроводникового каскада умножения частоты, включенного в единую систему с низкочастотным источником; при построении однодиодного генератора гармоник, режим работы, схема и конструкция которого обеспечивают выделение в нагрузке мощности гармоники его основной частоты (обычно второй или третьей гармоники). Принципиально, генераторы гармоник являются двухчастотными, развивающими мощность в двух полезных нагрузках: на основной частоте и на частоте гармоники. По эффективности в коротковолновой части миллиметрового диапазона, генераторы гармоник, работающие на второй или третьей гармонике, не уступают комбинированным схемам с автономными умножителями частоты. Несомненным преимуществом генераторов гармоник является их очень высокая добротность на частоте гармоники, т.е. высокая стабильность частоты по отношению к параметрам нагрузки на частоте гармоники. Эта особенность позволяет не применять невзаимные ферритовые элементы на выходе генератора, что значительно упрощает и удешевляет конструкцию генератора.

Наиболее простой и очевидный путь построения частотно стабилизированных источников в коротковолновой части миллиметрового диапазона основан на применении генератора гармоник при использовании стабилизирующего резонатора, настроенного на основную частоту $f_0 = f_{\text{out}}/N$; N – номер гармоники, обычно $N=2-3$, f_{out} – частота выходного сигнала. Нестабильность частоты генератора гармоник возрастает в N раз, а спектральная плотность мощности фазового шума в N^2 раз по сравнению с генератором, работающим на основной частоте f_0 , т.е.:

модуляционная нестабильность частоты

$$\delta\omega_{\text{out}} = \delta(N\omega_0) = N\delta\omega_0, \quad (1a)$$

спектральная плотность мощности фазового шума

$$W_{js}(N\omega_0) = N^2 W(\omega_0) \quad (1б)$$

Из сопоставления (1a, 1б) с выражениями, определяющими характеристики нестабильности в генераторах, работающих на основной частоте (80а, 80б), следует, что при работе на N -ой гармонике основной частоты ω_0 и применении стабилизирующего резонатора, настроенного на частоту ω_0 , стабильность частоты увеличивается по сравнению со стабильностью генератора с резонатором, настроенным на частоту выходного сигнала $N\omega_0$.

В основе работы генератора гармоник лежит существенная несинусоидальность тока и напряжения в цепи диода при работе на основной частоте колебаний. Указанная несинусоидальность связана со значительными нелинейностями активной и реактивной проводимостей диода. Создание генераторов гармоник эффективно при использовании активных элементов типа диодов Ганна, TUNNETT диодов, для которых характерна значительная нелинейность импеданса, приводящая к увеличению амплитуд высших гармоник в СВЧ-токе диода.

При разделении токов и напряжений на основной частоте и на частоте гармоники, что позволяет подключить к диоду независимые нагрузки на указанных частотах, и при учете только второй гармоники условия стационарного режима можно записать в виде:

$$z_d(\omega, i_m^I, i_m^{II}, \varphi^I - \varphi^{II}, I_0, \theta_0) + Z_L^I(\omega) = 0 \quad (2a)$$

– для автоколебаний на основной частоте,

$$[z_d(2\omega, i_m^I, i_m^{II}, \varphi^I - \varphi^{II}, I_0, \theta_0) + Z_L^{II}(2\omega)] i_m^{II} = u_{ms}^{II} \quad (2б)$$

– для второй гармоники основной частоты.

Здесь приняты обозначения: i_m^I, i_m^{II} – амплитуды токов на основной частоте и на второй гармонике; $\varphi^I - \varphi^{II}$ – фазовый сдвиг между токами основной частоты и второй гармоники; u_{ms}^{II} – амплитуда напряжения на частоте 2ω , возникающая в СВЧ-цепи генератора в связи с нелинейностью импеданса $z_d(\omega, i_m^I, i_m^{II})$; $Z_L^I(\omega), Z_L^{II}(2\omega)$ – импедансы нагрузки на основной частоте ω и на частоте второй гармоники соответственно.

Из (2а, б) следует, что возможны различные режимы удвоения основной частоты автоколебаний:

- режим пассивного умножения частоты, когда вещественная часть импеданса диода на частоте 2ω положительна, т.е. $Re [z_d^{II}(2\omega, i_m^I, i_m^{II}, \dots)] > 0$. Этот режим сводится к извлечению в полезную нагрузку $Z_L(2\omega)$ мощности сигнала гармоники;
- режим усиления сигнала гармоники, когда $Re [z_d^{II}(2\omega, i_m^I, i_m^{II}, \dots)] < 0$, но ни при каких условиях не выполняется условие $z_d^{II} + Z_L^{II}(2\omega) = 0$, т.е. не выполняется условие самовозбуждения на частоте гармоники. При этих условиях реализуется режим усиления на частоте гармоники;
- режим синхронизации на частоте гармоники, когда реализуется режим автоколебаний в некоторой области частот $\Delta\omega_a^{II}$ вблизи частоты 2ω гармоники основного сигнала и под воздействием сигнала гармоники с амплитудой u_{ms}^{II} выполняются условия устойчивого стационарного режима синхронизации; для выполнения условий синхронизации необходимо, чтобы отличие частоты автоколебаний ω_a^{II} от частоты гармоники 2ω было меньшим ширины полосы синхронизации, т.е. $\Delta\omega_a^{II} < \Delta\omega_s$; этот режим не является режимом внешней синхронизации в обычном понимании, поскольку амплитуда напряжения синхронизирующего сигнала u_{ms}^{II} зависит от параметров и режима активного элемента, т.е. синхронизирующий сигнал не является независимым; указанное обстоятельство усложняет теоретический анализ, но не изменяет характеристику рассматриваемого режима, как синхронного;
- бигармонический режим, когда расстройка частоты автоколебаний относительно частоты гармоники превышает ширину полосы синхронизации, т.е. $(\omega_a^{II} - 2\omega) > \Delta\omega_s$; спектр сигнала в нагрузке Z_L^{II} будет содержать частоты 2ω и ω_a^{II} , а спектр сигнала в нагрузке Z_L^I будет содержать основную частоту ω автоколебаний.

Реализация того либо иного режима работы определяется типом и параметрами применяемого диода и способом включения его в высокочастотную цепь, схемой и конструкцией высокочастотной системы, настройкой генератора гармоник [5, 6, 7, 8]. На основе известных результатов исследований можно сформулировать следующие требования к построению конструкций генераторов гармоник.

- Для достижения наибольшей мощности сигнала гармоники, высокочастотную систему следует выполнить так, чтобы амплитуда колебаний на основной частоте была максимальной. С этой целью высокочастотная цепь выполняется без отбора мощности на основной частоте, т.е. в виде резонатора, активное сопротивление которого определяется только сопротивлением потерь. Такое решение обеспечивает не только максимальную амплитуду колебаний, но и максимальную добротность резонансной системы генератора, необходимую для высокой стабильности частоты автоколебаний;
- Необходимая высокая температурная стабильность частоты достигается использованием известных технических решений, таких, как введение термокомпенсации, применение ма-

териалов с малыми коэффициентами теплового расширения и т.п. Для достижения наилучших диапазонных характеристик система отбора мощности на частоте гармоники выполняется с минимальной запасенной энергией.

Конструкция должна иметь независимые органы настройки по частоте и по мощности на основной частоте и на частоте гармоники. Для обеспечения механической или электрической перестройки частоты в широком диапазоне Δf^{II} необходимо решить задачу перестройки резонатора на основной частоте в полосе $0,5\Delta f^{\text{II}}$ и выполнить высокочастотную цепь сигнала гармоники с минимальной добротностью.

С учетом приведенных требований разработаны и находят широкое применение в миллиметровом диапазоне волн, в том числе в коротковолновой его части, конструкции эффективных генераторов гармоник, приведенные на рис. 1а, б, в, г.

Конструкция, представленная на рисунке 1а, основана на крестообразном сочленении волноводов прямоугольного сечения [6]. Волновод 1 применен в резонаторе на основной частоте; волновод 2 запредельный для основной частоты и является волноводом вывода мощности на частоте гармоники. Диод 3 на теплоотводящем основании установлен в волноводе 2 и подключен к источнику постоянного тока питания I_0 при помощи индуктивного штыря 4, проходящего через канал в поршне 5 коаксиальной линии. Отрезок коаксиальной линии между волноводами 1 и 2 содержит радиальный фильтр 9, устраняющий прохождение мощности на частоте гармоники в волновод 1. В одном торце волновода 2 установлен поршень настройки на максимальную мощность гармоники, второй торец сочленен с полезной нагрузкой. Достижение максимальной амплитуды на основной частоте обеспечивается настройкой резонатора поршнем 6, оптимизацией включения диода в СВЧ-цепь при помощи поршня настройки 5 в коаксиальной линии, изменением положения диода 3 вдоль его оси, выбором диаметра крышки 7 на торце диода. Для достижения максимальной стабильности частоты и наибольшей мощности на частоте гармоники отбор мощности на основной частоте устраняется введением второго скользящего поршня в волновод 1. Механическая перестройка частоты достигается изменением положения поршня в волноводе 1. Электронная перестройка частоты достигается установкой секции с варакторным диодом вместо скользящего поршня 6.

Высокочастотные системы типа скрещенных волноводов (рисунок 1а), согласно известным литературным источникам, применяются в области частот меньших 100 ГГц. Возможное применение этих генераторов основано на двухчастотном режиме работы с мощностями в полезных нагрузках на основной частоте и на второй гармонике. Такие генераторы находят применение при создании приемных систем с высокой чувствительностью.

Важным решением, применяемым практически во всех конструкциях генераторов гармоник миллиметрового диапазона, является введение крышки на торце диода, создающей радиальную линию, входной импеданс которой включен параллельно полупроводниковой структуре диода совместно с контактной пластинкой. Смысл этого решения особенно ясен при рассмотрении генератора второй гармоники. На основной частоте входной импеданс радиальной линии носит емкостной характер и размер крышки выбирается так, чтобы осуществить оптимальную трансформацию импеданса диода в СВЧ-цепь генератора на основной частоте. На частоте второй гармоники электрическая длина радиальной линии увеличивается примерно в два раза, входной импеданс линии приобретает индуктивный характер, что приводит к соответствующему увеличению резонансной частоты диода в корпусе. При построении генераторов с широким диапазоном перестройки частоты возможно прохождение области частот, в которой возникает последовательный резонанс радиальной линии с минимальной величиной входного импеданса. В этой области частот существенно снижается уровень выходной мощности генератора.

На рисунке 1б представлена конструкция, в которой цилиндрический резонатор 1 на основной частоте возбуждается на волне типа TE_{011} . Резонатор связан коаксиальной линией с волноводом 2 отбора мощности на частоте гармоники. Диод 3 установлен в волноводе 2 и электрическое питание с постоянным током I_0 подводится к нему при помощи внутреннего

проводника 4 коаксиальной линии 5. В линии 5 установлены антипаразитная нагрузка 6 и режекторный фильтр 7 для частот $N\omega_0$.

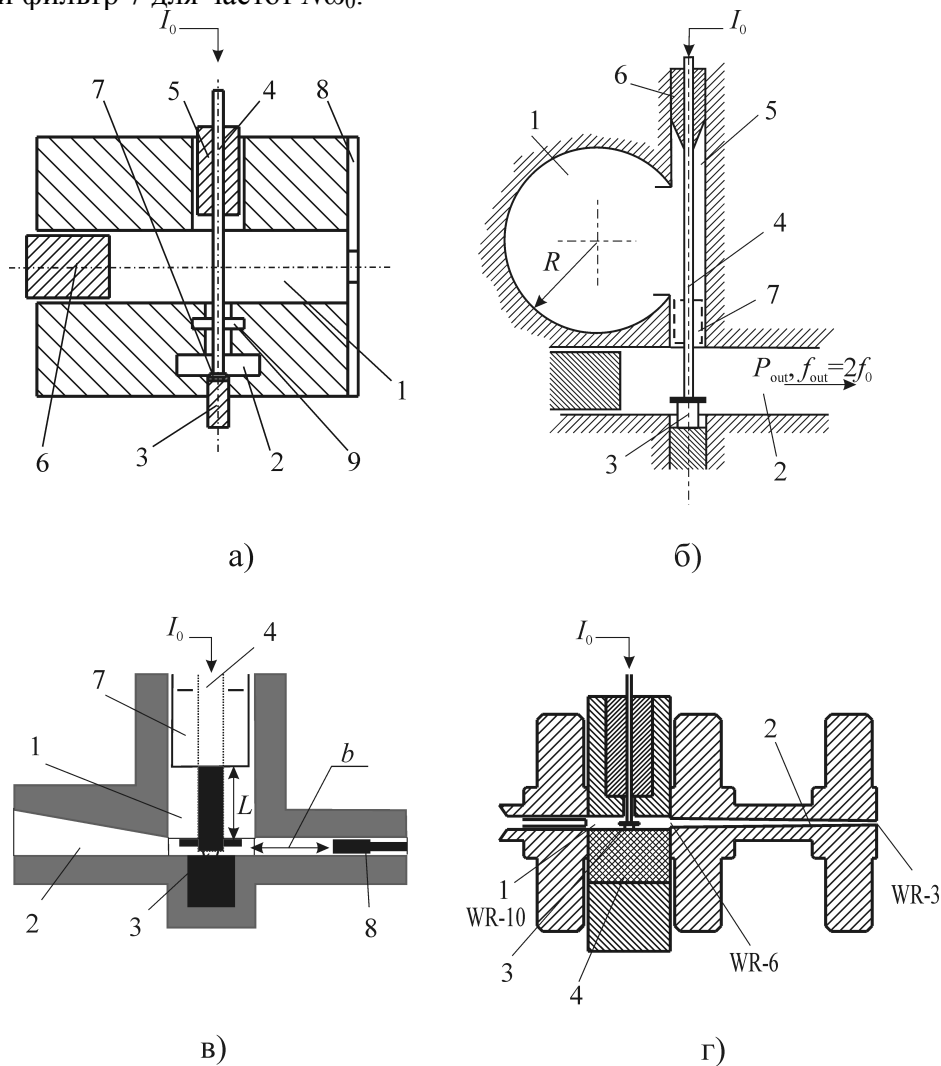


Рис. 1

Конструктивные схемы построения генераторов гармоник:

а) на основе скрещенных волноводов прямоугольного сечения: 1- для основной частоты, 2- для частоты гармоники;

б) на основе цилиндрического резонатора 1 на основной частоте, на волне типа TE_{011} и волновода прямоугольного сечения для частоты гармоники, запердельного для основной частоты;

в) на основе волноводно-коаксиальной схемы, где 1-коаксиальная линия резонатора на основной частоте, 2-волновод прямоугольного сечения для частоты гармоники, запердельный для основной частоты;

г) на основе резонатора прямоугольного сечения 1 на основной частоте и волновода 2 для частоты гармоники, запердельного для основной частоты.

Генераторы гармоник, выполненные по схеме (рисунок 2б), обеспечивают наименьшие фазовые шумы и максимальную стабильность частоты в интервале температур. В качестве примера можно привести результаты разработки генераторов на GaAs диоде Ганна, [9]:

- генератор второй гармоники в диапазоне 60 ГГц, рабочие частоты фиксированные, выходная мощность 30 мВт, интервал рабочих температур $-50...+50^\circ\text{C}$, относительная температурная нестабильность частоты $0,3 \text{ МГц}/^\circ\text{C}$, спектральная плотность фазового шума при отстройке 10 кГц от несущей $W_{\text{фс}} < -96 \text{ дБ}/\text{Гц}$;
- генератор второй гармоники в диапазоне 94 ГГц, частоты фиксированные, выходная мощность 15 мВт, спектральная плотность мощности фазового шума

$W_{\phi_s} < -93$ дБ/Гц/10кГц, интервал рабочих температур $-50 \dots +50^\circ\text{C}$, относительная температурная нестабильность частоты $0,5$ МГц/ $^\circ\text{C}$.

В конструкции, приведенной на рисунке 1в (схема Карлстрома [17]), применен коаксиальный резонатор 1 для основной частоты, настраиваемый поршнем 7. Резонатор связан щелью с волноводом 2 отбора мощности гармоники; в волноводе 2 установлен диод 3, питание которого постоянным током I_0 производится при помощи центрального проводника 4; настройка по уровню выходной мощности производится волноводным поршнем 8. По этой схеме выполнено большое число генераторов гармоник. В частности в [5] описан генератор второй гармоники на InP диоде Ганна со следующими основными параметрами: в режиме плавной перестройки частоты в диапазоне $119\text{--}147,5$ ГГц, выходная мощность $P_{\text{out}}=30\text{--}40$ мВт; при настройке на дискретные частоты обеспечивается $P_{\text{out}}=30$ мВт на частоте $f_{\text{out}}=63$ ГГц, $P_{\text{out}}=85$ мВт на частоте $f_{\text{out}}=122$ ГГц, $P_{\text{out}}=8$ мВт на частоте $f_{\text{out}}=170$ ГГц. В связи со значительно меньшей добротностью коаксиального резонатора по сравнению с цилиндрическим на волне типа TE_{011} генераторы гармоник, выполненные по схеме рисунка 1в, по стабилизационным и спектральным характеристикам уступают генераторам по схеме рисунка 1б. В то же время возможность достижения широкого диапазона перестройки частоты при помощи коаксиального резонатора является несомненным достоинством рассматриваемой схемы.

В коротковолновой части миллиметрового диапазона наиболее привлекательными представляются конструкции, в которых коаксиальные линии минимальных размеров служат только для подведения электрического питания к диоду. Конструкция такого типа, нашедшая широкое применение, представлена на рисунке 1г. В частности, такая конструкция применена в генераторах второй гармоники на GaAs TUNNETT диоде и на InP диоде Ганна [3]. Генератор на TUNNETT диоде в диапазоне $200\text{--}237$ ГГц обеспечивал выходную мощность в пределах $10\text{--}4$ мВт. Резонатором, стабилизирующим основную частоту генератора, являлся отрезок волновода прямоугольного сечения 1, в котором установлен диод 3 на теплоотводящем основании 4. Волновод 2 вывода мощности второй гармоники WR-3 связан с резонатором при помощи волноводного отрезка WR-6; волновод WR-3 является запредельным для основной частоты. Полная длина резонатора и место установки в нем диода выбираются так, чтобы амплитуда напряжения на диоде на основной частоте была максимальной. При использовании конструкции, аналогичной рисунку 2г, достигнуты максимальные уровни мощности ($0,7\text{--}1,2$ мВт) на InP диодах Ганна на частотах в области $270\text{--}315$ ГГц. Достигнутые уровни шума в [3] не указаны. В предположении, что собственная добротность прямоугольного резонатора с размещенным в нем диодом равна $Q_0=500$ на основной частоте $f_0=100$ ГГц, а, также полагая, что чувствительность к вариациям тока у GaAs и InP диодов Ганна одинакова, можно получить оценку порядка величины фазовых шумов представленного удвоителя частоты на InP диоде Ганна: $W_{\phi} \approx -70$ дБ/Гц/10кГц.

Для достижения высокой эффективности на частоте гармоники в коротковолновой части миллиметрового диапазона волн необходимо применить диоды наиболее эффективные на основной частоте и обладающие высокой нелинейностью. В связи с этим применяются диоды Ганна на основе InP, оптимизируется структура диода, например введением в область катода стабилизирующего обедненного слоя (stable depletion layer – SDL); применяются TUNNETT диоды на GaAs, характеризующиеся высокой эффективностью на основной частоте в области частот $100\text{--}150$ ГГц, уровень шума которых на $15\text{--}20$ дБ меньше, чем у кремниевых ЛПД, а существенные нелинейные свойства, обеспечивают высокий уровень амплитуд гармоник основной частоты [3].

Построение диодных генераторов гармоник позволяет расширить рабочий диапазон в область частот, в которой активный элемент имеет незначительное отрицательное сопротивление и поэтому не может обеспечить режим автоколебаний. В этом случае работа диода на частоте гармоники происходит, в лучшем случае, в режиме усиления. В связи с этим генераторы гармоник на GaAs диодах Ганна широко применяются для создания стабильных источ-

ников электромагнитных колебаний в области частот 60–100 ГГц; этот режим успешно применен для получения мощности на частотах 200–300 ГГц при использовании InP диодов Ганна и TUNNETT-диодов. Важным достоинством генераторов гармоник является их высокая добротность, обеспечивающая стабильную рабочую частоту при работе на реальную рассогласованную нагрузку без применения невзаимного ферритового элемента. Так, согласно [9], в генераторе второй гармоники на GaAs ДГ добротность генератора составляет $q_r=2\Gamma f/\Delta f=3\times 10^5$; а полоса затягивания частоты при изменении фазы коэффициента отражения от нагрузки с модулем $G=0,4$ равна $\Delta f=0,25$ МГц.

Значительный интерес представляют диодные генераторы гармоник в планарном исполнении при использовании ДР на основной частоте. Такое решение позволяет применить ДР с большей величиной добротности, возрастающей примерно обратно пропорционально частоте резонанса [10]. В [11] описан стабилизированный автогенератор второй гармоники на GaAs диоде Ганна в планарном исполнении с диэлектрическим резонатором на основной частоте; частота выходного сигнала $f_{out}\approx 35,17$ ГГц, частота резонанса ДР $f_0=0,5f_{out}$. Увеличение добротности на основной частоте в два раза до $Q_0=4000$ позволило уменьшить фазовый шум на частоте второй гармоники на 6 дБ по сравнению со случаем построения автогенератора с ДР на основной частоте, равной $2\omega_0$.

Представляет интерес сопоставление шумовых характеристик различных диодных генераторов, работающих на основной частоте и на второй гармонике. На рисунке 2 приведены частотные зависимости спектральной плотности мощности фазового шума, рассчитанные по соотношениям подобия (80а, 80б), при исходных параметрах частотно стабилизированного генератора приведенных в таблице 6 (2.2.4, строка 1) – сплошная кривая для основной частоты, пунктирные кривые для работы на второй гармонике при разбросе исходных величин W_ϕ на 5 дБ. На рис. 2 отложены известные из периодической литературы результаты экспериментальных исследований и разработок диодных генераторов миллиметрового диапазона со стабилизацией частоты резонаторами. Цифры рядом с экспериментальными точками на рисунке 2 соответствуют номерам в библиографическом списке. Из рассмотрения приведенных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Наилучшие результаты по уровню фазового шума достигнуты при разработках генераторов на GaAs диодах Ганна в диапазоне 30–100 ГГц [9, 12]; в 8-миллиметровом диапазоне на GaAs диодах Ганна получены аналогичные результаты в работах [13, 14].
2. Приведенные лучшие результаты близки к теоретическим оценкам, основанным на соотношениях подобия (глава 2, 2.2, 2.2.4).
3. Тщательная отработка полупроводниковых структур GaAs ЛПД при использовании молекулярно-лучевой эпитаксии, применение ридовских профилей легирования и ра-

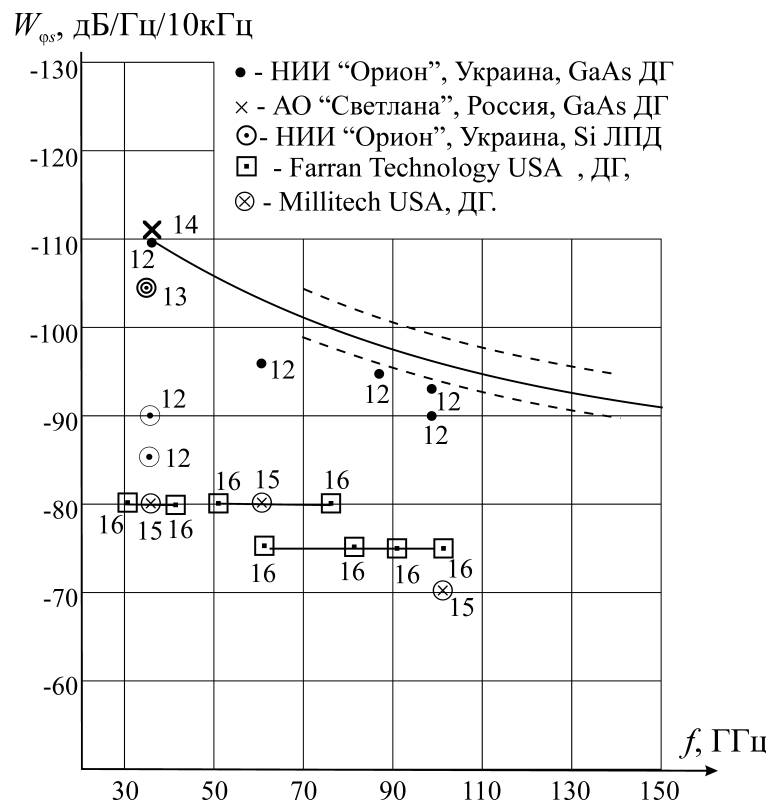


Рис. 2

Частотные зависимости спектральной плотности мощности фазового шума, рассчитанные по соотношениям подобия и экспериментальные результаты.

бота в режиме максимального КПД позволяет создать частотно стабилизированные генераторы с высоким уровнем мощности и фазовыми шумами близкими к достижимым в генераторах на диодах Ганна.

3.2 Умножители частоты на основе нелинейных вольт-фарадных характеристик диодов

Применение диодов с нелинейными зависимостями реактивных параметров от управляющего напряжения (тока) для умножения частоты обусловлено возможностью достижения высокого коэффициента преобразования (коэффициента полезного действия) $\eta = P_{Ln}/P_{in}$, где P_{Ln} – мощность n -й гармоники в нагрузке на частоте $n\omega$, P_{in} – мощность входного сигнала с частотой ω . Эта особенность нелинейных реактивных элементов определяется уравнениями Мэнли-Роу, связывающими мощности, поступающие и отдаваемые нелинейными реактивными элементами без потерь [18]. В соответствии с этими уравнениями сумма поступающих средних мощностей в элемент с нелинейной реактивностью и отдаваемых средних мощностей этим элементом

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} P_{m,n} = 0.$$
 Это означает, в частности, что диод с нелинейной емкостью без потерь может выполнять операцию умножения частоты с коэффициентом полезного действия близким к единице. В то же время известно, что при использовании нелинейной вольт-амперной характеристики диода (т.е. нелинейности активного сопротивления) $\eta \ll 1/n^2$ [19]. Указанное обстоятельство и определяет преимущества умножителей на реактивных нелинейных элементах и, соответственно, их широкое распространение во всех частотных диапазонах.

Основными полупроводниковыми элементами с нелинейной реактивностью являются диоды с управляемыми напряжением барьерной и диффузионной емкостями. Известны диоды и с нелинейной реактивностью индуктивного характера – это диоды со структурой ЛПД на частотах меньших частоты лавинного резонанса.

Основными полупроводниковыми элементами с нелинейной реактивностью являются диоды с управляемыми напряжением барьерной и диффузионной емкостями. Известны диоды и с нелинейной реактивностью индуктивного характера – это диоды со структурой ЛПД на частотах меньших частоты лавинного резонанса.

Диоды с нелинейной емкостью получили в последние десятилетия 20 века наибольшее распространение. Это связано с многообразием применений таких диодов в различных по функциональному назначению электронных приборах: в параметрических усилителях, в генераторах с электронной перестройкой частоты, в приборах с электронным управлением резонансной частоты контуров и полосы пропускания фильтров, в умножителях частоты.

Основные характеристики диодов с нелинейной емкостью (варакторов) рассмотрены в разделе 2.3.1. В данном параграфе мы рассмотрим особенности их построения для умножителей частоты, основные соотношения, определяющие энергетические и диапазонные характеристики умножителей.

3.2.1 Умножители частоты на варакторных диодах

Степень приближения умножительного варакторного диода к идеальному, для которого возможно достижение максимального коэффициента преобразования, характеризуется критической частотой

$$f_c = \frac{1/C_{\min} - 1/C_{\max}}{2\pi R_v} \quad (3)$$

и качеством варакторного диода – его добротностью $Q_c = f_c/f$;

здесь: C_{\min} – минимальная величина емкости варактора, принимаемая обычно, как емкость при напряжении на варакторе равном напряжению лавинного пробоя U_{br} ; C_{\max} – максимальная емкость варактора, определяемая обычно при положительном смещении, вызывающем ток равный десяткам микроампер; R_v – суммарное сопротивление варактора, включающее сопротивление растекания r_s , среднее за период входного сигнала сопротивление областей p ,

n - базы диода r_b , сопротивление контактов r_c , т.е. $R_v=r_s+r_b+r_c$ – см. соотношение (84) (2.3.1). В литературе часто, для оценки качества варактора применяется предельная частота при напряжении смещения на диоде, равном нулю: $f_{V0} = \frac{1}{2\pi C_{V0} R_{V0}}$, C_{V0} и R_{V0} – емкость и омическое сопротивление диода соответственно при напряжении смещения на диоде $U_0=0$. Добротность варактора при нулевом смещении $Q_{V0}=f_{V0}/f$.

Создание эффективных умножителей частоты в миллиметровом диапазоне волн требует построения варакторов с критическими частотами, превышающими входную частоту сигнала в десятки–сотни раз, т.е. $f_c > 1000$ ГГц. Оптимальным решением для миллиметрового диапазона является применение эпитаксиальных GaAs структур с минимальными величинами контактных сопротивлений и минимальными емкостями. Высокая подвижность носителей в GaAs позволяет реализовать в варакторах малые сопротивления r_b .

На рис. 3 приведены расчетные зависимости предельной частоты GaAs варактора при нулевом смещении f_{V0} от концентрации донорных примесей N_d в эпитаксиальном слое; расчеты проведены в предположении резкого перехода ($\gamma=0,5$), $\phi_c=1$ В, при сопротивлении n -контакта $r_{cn}=0,1$ Ом, сопротивлении p -контакта $r_{pc}=2 \times 10^{-6}/S_{pn}$, сопротивлении p -слоя $r_p=2 \times 10^{-7}/S_{pn}$. [20]; зависимость A рассчитана без учета паразитных сопротивлений; зависимости B учитывают реальные омические сопротивления и рассчитаны для различных диаметров перехода. Можно видеть, что в идеальном случае, без учета паразитных сопротивлений, f_{V0} возрастает с увеличением концентрации доноров N_d и соответствующем уменьшении напряжения пробоя U_{br} . В реальных структурах, при учете омических сопротивлений контактов, базы, p -слоя – имеет место оптимальная концентрация N_{dopt} , при которой f_{V0} достигает максимальных величин.

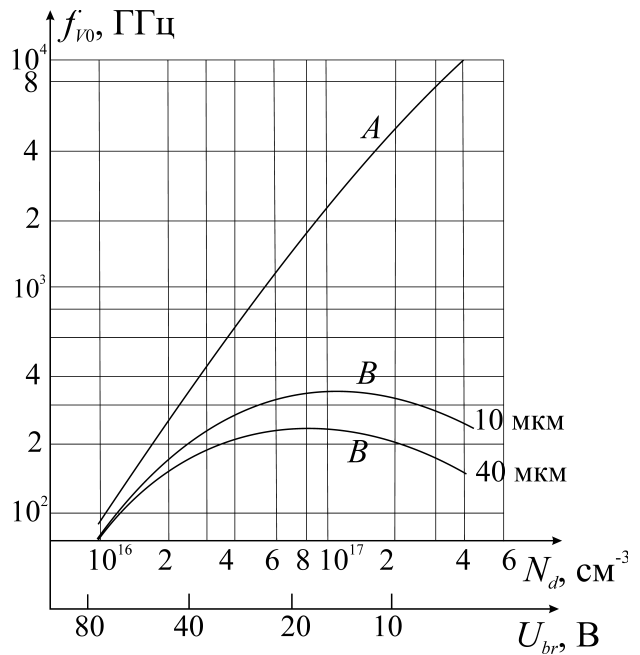


Рис. 3
Расчетные зависимости предельной частоты GaAs варактора при нулевом смещении f_{V0} от концентрации донорных примесей N_d .

Нелинейность барьерной емкости варактора C_V в интервале прилагаемых к нему обратных напряжений $0 < u < U_{br}$ при различных профилях легирования определяется выражением:

$$C_V(u) = C_0(U_0) \left(\frac{U_0 + \phi_0}{u + \phi_0} \right)^\gamma, \tag{4}$$

где $u=U_0+u(t)$, U_0 – напряжение смещения, ϕ_0 – контактная разность потенциалов, $u(t)$ – зависящая от времени периодическая составляющая напряжения на варакторе, $C_0(U_0)=C_0$ – емкость варактора при напряжении смещения U_0 ; для резких переходов $\gamma=1/2$, для полупроводниковых структур с линейным распределением примесей $\gamma=1/3$. При использовании в качестве варакторов p - i - n -диодов с узким i -слоем или аналогичных им структур величина γ может быть заметно уменьшена и приближаться к нулю. Варакторные диоды с различными величинами γ находят применение в умножителях частоты в миллиметровом диапазоне волн. Диоды с резким переходом с величиной $\gamma=1/2$ наиболее широко применяются для умножения в 2-3 раза частоты сравнительно слабых сигналов, для которых диод всегда находится в запертом состоянии.

Нелинейная зависимость емкости реализуется в диодах с p - n -переходом и в диодах с барьером Шоттки и эти типы диодов применяются в умножителях частоты сантиметрового и миллиметрового диапазонов волн. Однако, как будет показано ниже, диоды с p - n -переходами позволяют получить большую эффективность умножителя благодаря присущему им эффекту накопления зарядов неосновных носителей в области перехода.

В коротковолновой части миллиметрового и в субмиллиметровом диапазонах необходимо, для выполнения условий согласования импедансов, построение полупроводниковых структур с очень малыми диаметрами, около 1 мкм. Из-за явлений термодиффузии при этом возникают значительные технологические трудности в изготовлении диодов с p - n -переходами. Задача создания структур с малыми диаметрами при использовании барьеров Шоттки значительно упрощает технологические процессы изготовления таких диодов. В связи с этим диоды с диаметрами единицы микрон и доли микрона выполняются в основном на основе барьеров Шоттки. Такие диоды находят широкое применение в детекторах, смесителях и умножителях частоты в широком диапазоне частот, вплоть до единиц терагерц.

Рассмотрим схемы и основные принципы построения умножителей частоты на варакторных диодах. В зависимости от метода включения диода в линию передачи возможны схемы умножителей параллельного и последовательного типов – рис. 4а,б соответственно. В приведенных схемах Z_g, Y_g – комплексные величины импеданса и проводимости генератора напряжения e_g и генератора тока I_g ; F_1 и F_n – фильтры, пропускающие сигналы с частотами ω_1 и $\omega_n=n\omega_1$ и не пропускающие все другие частоты. В параллельной схеме указанные фильтры имеют минимальные сопротивления, включаемые в схему на входной и выходной частотах и максимально большие сопротивления на других частотах. В последовательной схеме проводимости фильтров минимальны на частотах ω_1 и $n\omega_1$ и максимальны на всех других частотах. В идеализированном случае, когда минимальные величины сопротивлений и проводимостей фильтров равны нулю, а максимальные величины стремятся к бесконечности, можно считать, что в параллельной схеме ток через варактор содержит только две составляющие: первую и n -ую гармоники; в последовательной схеме напряжение на варакторе имеет такие же составляющие.

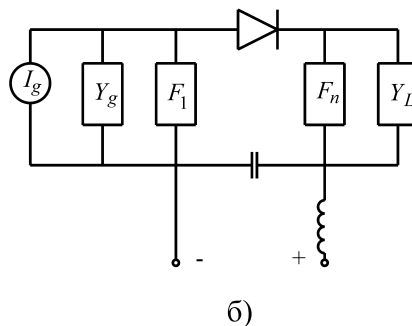
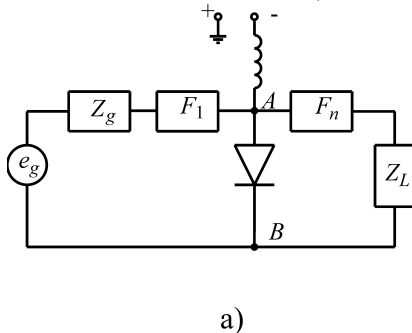


Рис. 4
а) Схема умножителя частоты параллельного типа.
б) Схема умножителя частоты последовательного типа.

Рассмотрим, прежде всего, параллельную схему умножителя частоты. Именно по таким схемам построены в основном умножители миллиметрового диапазона волн на волноводно-коаксиальных конструкциях СВЧ-цепи. Для случая работы в режиме запертого варакторного диода, когда амплитуда входного напряжения u_m не превышает напряжение смещения U_0 и выполняется условие $U_0+u_m \leq U_{br}$ могут быть определены основные соотношения, решающие задачу расчета и проектирования умножителей [21, 22].

При точной настройке фильтров F_1 и F_n на частоты ω_1 , $\omega_n=n\omega$ ток через диод можно представить суммой только двух составляющих:

$$i=i_1+i_n=I_{m1}\sin(\omega_1 t+\varphi_1)+I_{mn}\sin(n\omega_1+\varphi_n). \quad (5)$$

Принимая во внимание, что ток через нелинейную емкость связан с напряжением u на ней соотношением

$$i = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{du} \frac{du}{dt} = C(u) \frac{du}{dt} = \frac{C_0(U_0 + \varphi_0)^\gamma}{(u + \varphi_0)^\gamma} \frac{du}{dt}, \tag{6}$$

в результате интегрирования (6) с учетом (4) и последующих расчетов, связанных с разложением $u(t)$ в степенной ряд, определяется спектральный состав напряжения на диоде. Анализ показывает, что при использовании варактора с резким переходом ($\gamma=1/2$), напряжение $u(t)$ содержит сумму только четырех гармонических компонент с частотами $\omega_1, 2\omega_1, 3\omega_1, 4\omega_1$ и постоянной составляющей. При этом мощность в нагрузку может отдавать только вторая гармоника на частоте $2\omega_1$. Для получения в нагрузке мощности гармоники на частоте $k\omega_1$ ($2 < k \leq 4$) необходимо введение в высокочастотную цепь умножителя еще одного дополнительного резонансного контура, настроенного на холостую частоту. Так, для получения мощности на частоте $k\omega_1$ в умножителе должны быть три резонансных контура, настроенных на частоту ω_1 , на частоту $k\omega_1$ и на одну из возможных холостых частот: $(k-1)\omega_1, (k+1)\omega_1, (k/2)\omega_1$. Расчет такого трехконтурного умножителя частоты на диоде с резким переходом выполнен в [23].

В отличие от случая резкого p - n -перехода при $\gamma \neq 1/2$ (например, $\gamma=1/3$) напряжение на диоде представляется постоянной составляющей и полным спектром кратных частот. Принципиально на любой из гармонических составляющих спектра возможно получение мощности в нагрузку при использовании двухконтурной схемы. Следует иметь в виду, однако, что введение дополнительного колебательного контура, настроенного на холостую частоту, позволяет увеличить коэффициент передачи умножителя $\eta = P_n/P_1$.

В параллельной схеме умножителя через варактор протекают только токи i_1 и i_n . Это позволяет представить умножитель частоты в виде двух линейных эквивалентных схем замещения по первой и n -й гармоникам – см. рис. 5а. При резонансной настройке во входном и выходном контурах, когда все реактивные компоненты скомпенсированы, указанные схемы замещения можно представить рис. 5б [21]. В приведенных схемах сопротивления потерь в фильтрах R_{F1}, R_{Fn} суммируются с сопротивлениями потерь варактора на частотах f_1, f_n и представляются в схемах на рисунке 5 сопротивлениями R_{s1}, R_{sn} . Диод на основной частоте замещается активным сопротивлением $R_1 = U_{m1}/I_{m1}$ (сопротивление преобразования).

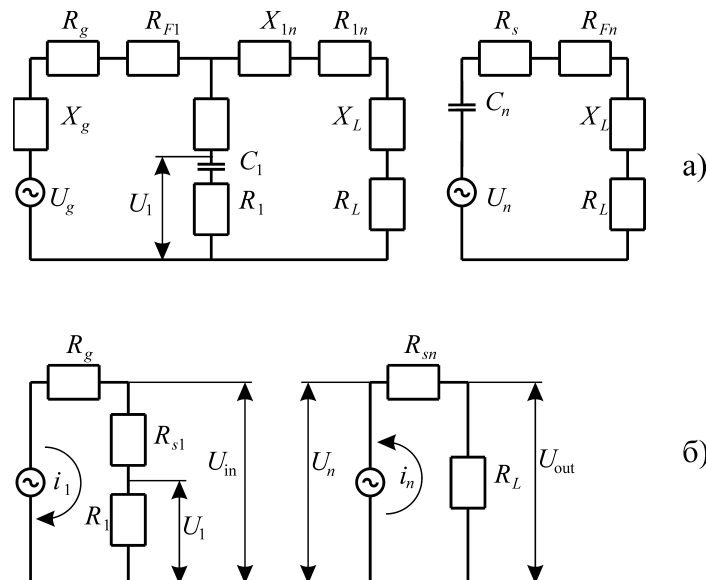


Рис. 5

Эквивалентные схемы умножителей частоты параллельного типа.

а) Линейные схемы замещения по первой и n -ой гармонике.

б) Схемы замещения при выполнении условий резонанса на первой и n -ой гармониках.

Коэффициент передачи по мощности умножителя частоты может быть определен как

$$\eta = \eta_{\text{вх}} \eta_{\text{вых}} = \frac{R_1}{R_1 + R_{s1}} \times \frac{R_L}{R_L + R_{sn}}. \quad (7)$$

Здесь R_L – сопротивление нагрузки для выходного сигнала умножителя на частоте $n\omega_1$. При выполнении резонансной настройки входной и выходной цепей и выборе оптимальной нагрузки умножителя коэффициент передачи равен наибольшему значению $\eta = \eta_{\text{opt}}$. Расчеты, выполненные в [21, 22], определяют η_{opt} , оптимальное сопротивление нагрузки $R_{L\text{opt}}$, входное сопротивление умножителя при оптимальной его настройке R_{inopt} для диодов с резким переходом ($\gamma=1/2$) и плавным переходом ($\gamma=1/3$). Указанные величины определяются следующим образом:

$$\eta_{\text{opt}} = \frac{p_{\text{opt}} - 1}{p_{\text{opt}} + 1}, \quad (8)$$

$$R_{L\text{opt}} = R_{sn} p_{\text{opt}}, \quad R_{\text{inopt}} = R_{s1} p_{\text{opt}}. \quad (9)$$

При близких величинах сопротивлений потерь во входной и выходной цепях умножителя ($R_{s1} \approx R_{sn}$) оптимальные сопротивления нагрузки и на входе умножителя – близкие величины. В приведенных соотношениях параметр $p = R_L/R_{sn}$, а его оптимальная величина определяется

функцией от величин γ , n , $\omega_1/\omega_0 = \omega_1 C_0 R_{s1}$, параметра модуляции $m = \frac{I_{m1}}{\omega_1 C_0 (U_0 + \Phi_0)}$.

На рисунках 6, 7 приведены расчетные зависимости $p_{\text{opt}} = f(\omega_1/\omega_0)$, $\eta_{\text{opt}} = f(\omega_1/\omega_0)$ для удвоителя частоты ($n=2$) на диоде с плавным переходом ($\gamma=1/3$). При использовании варакторов с плавным переходом эффективность умножителя несколько меньше, чем при варакторах с резким переходом. В то же время при использовании диодов с плавным переходом реализуется возможность умножения частоты в $n > 2$ в двухконтурной схеме, без применения дополнительных контуров, настроенных на холостые частоты.

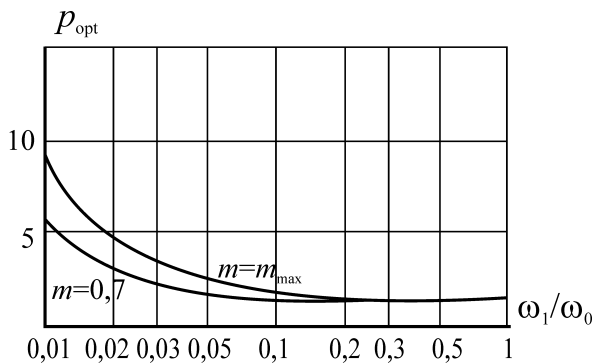


Рис. 6
Зависимость параметра $p_{\text{opt}} = (R_L/R_s)_{\text{opt}}$ от $(1/Q_d) = \omega_1/\omega_0$ для варактора в параллельной схеме умножителя, $\gamma=1/3$

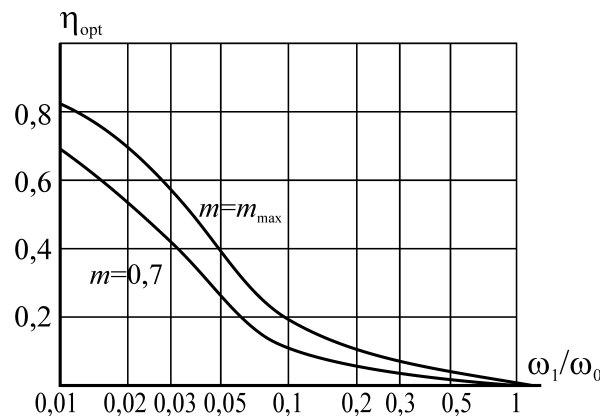


Рис. 7
Зависимость оптимального коэффициента передачи η_{opt} от $1/Q_d = \omega_1/\omega_0$, $\gamma=1/3$, параллельная схема умножителя.

В умножителях последовательного типа двухконтурная система применима для умножения частоты в $n > 2$ раз при $\gamma=1/2$, $\gamma=1/3$. Умножители этого типа находят применение при их выполнении на основе монолитных и гибридно-интегральных схем высокочастотных цепей. На рис. 8 приведены расчетные зависимости оптимального коэффициента передачи $\eta_{\text{opt}} = f(n)$ и потерь преобразования $L(\text{дБ}) = 10 \lg(P_{\text{in}}/P_{\text{out}}) = 10 \lg(\eta_{\text{opt}})^{-1} = f(n)$ от номера гармоники n для $\gamma=1/2$, $1/3$. Можно видеть, что при увеличении номера гармоники n , выигрыш от применения варактора с резким переходом (по сравнению с плавным переходом) возрастает. Ясно также, что при использовании варакторов, работающих в закрытом состоянии p - n -перехода, при использовании нелинейной зависимости барьерной емкости от напряжения с любой ве-

личной $\gamma=1/2, 1/3$, увеличение номера гармоники приводит к резкому уменьшению коэффициента передачи.

Аналогичные результаты имеют место и для параллельной схемы построения варакторного умножителя с введением дополнительных контуров, настроенных на холостые частоты.

Таким образом, использование в умножителях частоты варакторных диодов в емкостном режиме, при запертом $p-n$ -переходе, на высоких номерах гармоник ($n>3$) представляется не эффективным.

Заметное увеличение коэффициента передачи, особенно в умножителях с высоким номером гармоники n , может быть достигнуто в режиме, когда на некоторой части периода входного сигнала напряжение на диоде заходит в положительную область и диод открывается, т.е. возникает небольшой прямой ток диода. Представляет интерес сопоставление эффективности и выходной мощности умножителей, действующих в чисто емкостном режиме и в режиме с частичным заходом напряжения на варакторе в положительную область. В соответствии с [24] формулы, определяющие коэффициент передачи η и выходную мощность P_{out} удвоителя частоты для указанных двух режимов при $\gamma=1/2$, записываются в виде, приведенном в таблице 1.

Таблица 1

Тип умножителя	Параметры	Коэффициент передачи	Выходная мощность, Вт
$0 < u < U_{br} $ $\gamma=1/2, n=2$	$F_{in}=35 \text{ ГГц}; f_{in}/f_c=0,02;$ $C_{min}=0,1 \text{ пФ}; U_{br}=30 \text{ В}$	$1-19,9f/f_c;$ $\eta=0,6$	$0,0277 U_{br}^2 C_{min} \omega_{in}$ $P_{out}=0,55$
$0 < u < -U_{br}$ $\gamma=1/2, n=2$	$F_{in}=35 \text{ ГГц}; f_{in}/f_c=0,02;$ $C_{min}=0,1 \text{ пФ}; U_{br}=30 \text{ В}$	$e^{-8,3f_{out}/f_c};$ $\eta=0,71$	$0,0835 U_{br}^2 C_{min} \omega_{in}$ $P_{out}=1,65$

Можно видеть, что режим с частичным открыванием $p-n$ -перехода заметно увеличивает выходную мощность и коэффициент передачи удвоителя частоты.

3.2.2 Умножители частоты на составных варакторных структурах и на ISIS диодах

Увеличение выходной мощности варакторного умножителя частоты требует увеличения амплитуды U_{m1} напряжения входного сигнала. Максимальная амплитуда U_{m1} ограничена величиной напряжения пробоя диода U_{br} . Увеличение U_{br} может быть реализовано при уменьшении концентрации примесей в базе диода. Однако при этом уменьшается предельная f_{v0} и критическая f_c частоты диода (см. 3.2.1, рис. 3), что приводит к ухудшению его энергетических характеристик.

Решением этой проблемы может явиться последовательное соединение нескольких варакторных диодов в единой конструкции. Впервые идея построения многоструктурных высоковольтных варакторов была высказана еще в 1958 г. [25]. Дальнейшее развитие этой идеи было реализовано на основе построения составных варакторов, каждый из которых собран на индивидуальной подложке; диоды объединены в единой конструкции совместно с керамическими герметизирующими втулками – см. рис. 9 [26].

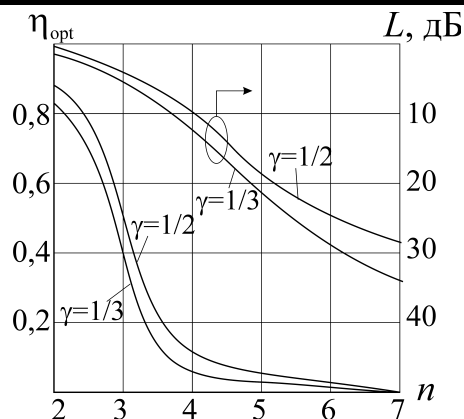


Рис. 8
Зависимость оптимального коэффициента передачи η_{opt} и потерь преобразования $L(\text{дБ})=10\lg(1/\eta_{opt})$ от номера гармоники n в последовательной схеме умножителя; $Q_d=100$.

Улучшение теплового сопротивления составного варакторного диода достигается применением керамики с высокой теплопроводностью из окиси бериллия для создания герметизирующих колец корпуса составного диода.

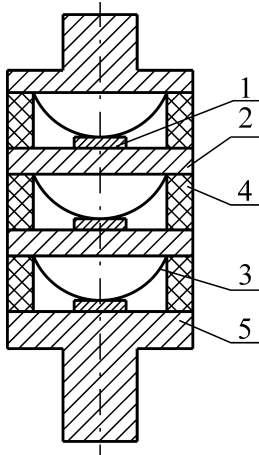


Рис. 9.

Составной варакторный диод.
1 - полупроводниковая структура диода;
2-теплоотводящее основание каждой полупроводниковой структуры;
3-контактная пластинка;
4-керамическая втулка корпуса диода;
5-общее теплоотводящее основание.

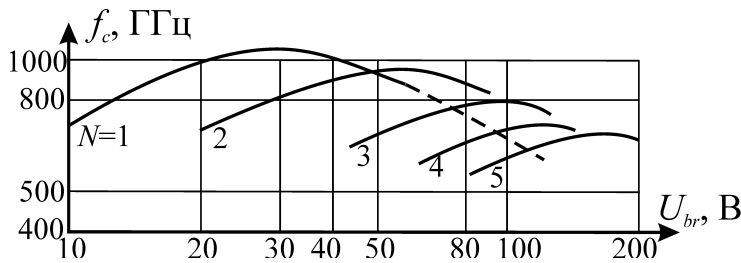


Рис. 10

Зависимости критической частоты f_c (ГГц) от напряжения пробоя U_{br} составного варактора, включающего N GaAs корпусированных варакторов с величиной $C_{min}=0,2$ пФ.

Важным шагом в построении высоковольтных мощных варакторов миллиметрового диапазона явилось создание ISIS – диодов (Integrated series IMPATT structures). Эти диоды являются многослойными конструкциями с перемежающимися слоями n - и p -проводимости, выращенных эпитаксиально на общем теплоотводе – см. схему построения на рис. 11 [27, 28]. Основная область полупроводниковой структуры диода, определяющая его вольт-фарадную характеристику, непосредственно присоединена к теплоотводу. Это существенно снижает омическое сопротивление растекания R_s и тепловое сопротивление R_T диода.

Увеличение числа p - n -переходов N в ISIS диоде при фиксированных параметрах каждого парциального перехода приводит к уменьшению полной емкости в N раз и к увеличению полного омического сопротивления $R_S=r_c+Nr_i$, включающего сопротивление контактов и увеличивающееся сопротивление эпитаксиальных слоев диода. При этом критическая частота несколько возрастает при увеличении N . На рис. 11 представлена зависимость $f_c(U_{br})$ для ISIS диода с $N=1-5$ и минимальной емкостью каждого перехода $C_{min}=0,2$ пФ. Можно видеть, что реализуется одновременное увеличение критической частоты и напряжения пробоя.

Для использования ISIS диодов в конструкциях умножителей частоты, рассчитанных на применение единичного варактора, необходимо сохранить импеданс диода на входной и выходной частотах. Для этого площадь диода следует увеличивать пропорционально N . При этом полная емкость и сопротивление ISIS диода остаются примерно такими же, как и одного варакторного диода, а напряжение пробоя увеличивается в N раз.

Определение возможностей ISIS диода, как источника большой мощности на выходной частоте умножителя $f_{вых}=fn$, требует знания его теплового сопротивления. В [28] расчет теп-

Очевидным недостатком такой конструкции является увеличение последовательного сопротивления и соответствующее уменьшение критической частоты при увеличении числа N варакторов в конструкции составного диода. На рис. 10 представлены зависимости критической частоты f_c составного варактора, включающего N корпусированных GaAs варакторов ($N=1-5$) от напряжения пробоя. Индивидуальный варактор в этом составном диоде характеризуется параметрами: $C_{min}=0,2$ пФ, $U_{br}=30$ В, $f_c=1000$ ГГц. Построение составных варакторов в соответствии с рис. 9 увеличивает напряжение пробоя примерно в N раз, но критическая частота f_c диода уменьшается. Это связано с увеличением суммарного последовательного сопротивления составного варактора при увеличении числа N . Необходимо также отметить значительное увеличение продольного размера составного варактора, затрудняющее его применение в умножителях частоты миллиметрового диапазона волн.

лового сопротивления проведен численно для конкретного случая, по специально разработанной программе.

Для понимания физики и оценки влияния различных параметров на тепловое сопротивление, целесообразно приближенное аналитическое рассмотрение.

Рассматриваемая модель представлена на рис. 11. Мощность, рассеиваемая в активном сопротивлении диода $R_S=NR_1$,

$$P_{\Sigma} = (1 - \eta)P_{in} = (1 - \eta)P_i N. \tag{10}$$

Здесь P_i – входная мощность, рассеиваемая на каждой парциальной структуре $p^+ - n - n^+$, $\eta = P_{out}/P_{in}$ – коэффициент преобразования или КПД диода. Вводя нумерацию слоев: $i=1$ – первый слой, расположенный на теплоотводе, $i=N$ – слой, выращенный на высоколегированной подложке n^{++} , получим следующее выражение для приращения температуры наиболее нагретого N -го слоя:

$$\Delta T_{max} = \Delta T_N = \sum_{i=1}^N \Delta T_i = P_{\Sigma} \left\{ \frac{l_i}{S_{pn} N} \left(\sum_{i=1}^N \frac{N - (i - 1)}{\lambda_{Ti}} \right) + \frac{1}{4\lambda_{T0} r_{pn}} \right\}, \tag{11}$$

где λ_i – коэффициент теплопроводности i -ой структуры, зависящий от температуры полупроводника, l_i – размер i -ой структуры, λ_{T0} – коэффициент теплопроводности материала теплоотводящего основания диода, r_{pn} – радиус полупроводниковых структур. При сравнительно малых нагревах диода, когда можно не учитывать температурную зависимость коэффициента теплопроводности, т.е. $\lambda_{Ti} = \lambda_{T0i}$, тепловое сопротивление N -го слоя определится выражением:

$$R_{Tmax} = R_{TN} = \frac{\Delta T_{max}}{P_{\Sigma}} = \frac{\Delta T_{max}}{P_{in}(1 - \eta)} = \frac{l_i}{S_{pn} \lambda_{T0i}} \left(\frac{1 + N}{2} \right) + \frac{1}{4\lambda_{T0} r_{pn}} \tag{12}$$

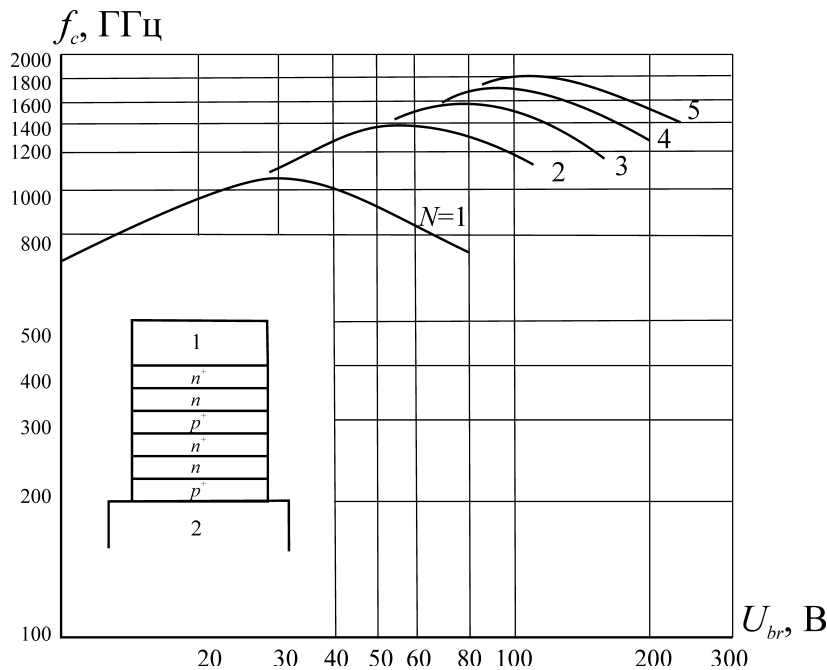


Рис. 11

Зависимости критической частоты f_c (ГГц) ISIS диода от напряжения пробоя U_{br} , содержащего N слоев; $C_{min}=0,2$ пФ; схема построения ISIS диода.

В рассматриваемом случае, при фиксированной площади S_{pn} , тепловое сопротивление растет линейно с увеличением N . Если при конструировании ISIS диода удовлетворяется требование равенства импедансов на входе и выходе умножителя импедансам одиночного варакторного

диода, площадь S_{pn} необходимо увеличивать пропорционально N . При этом тепловые сопротивления ISIS диода оказываются несколько меньшими, чем у одиночного варактора.

Приведенные результаты рассмотрения характеристик ISIS диодов позволяют сделать следующие выводы.

- При увеличении числа N структур p^+-n-n^+ в конструкции ISIS диода при сохранении фиксированной площади диода растет напряжение U_{br} диода пропорционально N , медленнее, чем N , но все же возрастает критическая частота (см. рис. 11), однако, примерно пропорционально N увеличивается тепловое сопротивление. В этом случае, при работе на фиксированной частоте, может увеличиться КПД диода и рост температуры $\Delta T_{\max} = R_{T\max} P_{in}(1-\eta)$ замедлится при увеличении N , несмотря на рост теплового сопротивления. В связи с ограниченной величиной η_{\max} диоды рассматриваемого типа всегда имеют оптимальную величину N , соответствующую максимальной достижимой выходной мощности P_{out} .

На рис. 12 приведены расчетные зависимости выходной мощности ISIS диодов в непрерывном режиме, определенные для фиксированной емкости перехода на каждой частоте, пропорциональной $(f)^{-1}$, при максимальной температуре полупроводниковой структуры 140°C [29].

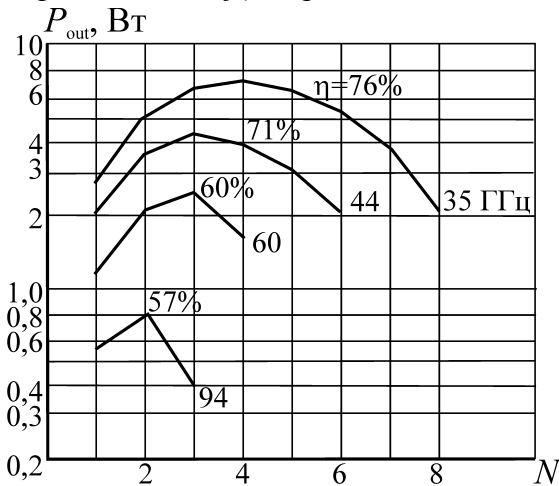


Рис. 12

Расчетные зависимости выходной мощности ISIS диодов в непрерывном режиме от количества p - n -переходов N при фиксированной емкости на каждой частоте; потери СВЧ-цепи не учитываются; $\Delta T = 140^\circ\text{C}$.

пустимый температурный режим. Известные достигнутые результаты при использовании в удвоителях частоты ISIS диодов приведены в таблице 2 [30].

Как отмечалось выше, для сохранения параметров согласования ISIS диодов с высокочастотной цепью, необходимо площадь S_{pn} увеличивать пропорционально N . Тепловое сопротивление диода при фиксированной теплопроводности λ_{T0} определится выражением:

$$R_{T\max} = \frac{l_i}{S_1 \lambda_{T0}} \left(\frac{1+N}{2N} \right) + \frac{1}{4\lambda_{T0} r_{pn}}. \quad (13)$$

В этом случае продольная составляющая $R_{T\max}$ уменьшается при увеличении N , приближаясь к величине $0,5l_i/S_1\lambda_{T0}$, т.е. к половине теплового сопротивления одноструктурного варактора с площадью $S_{pn}=S_1$. При учете температурной зависимости теплопроводности этот эффект уменьшится. В рассматриваемой конструкции ISIS диода можно ожидать увеличения выходной мощности пропорционально N^2 , поскольку напряжение пробоя U_{br} пропорционально N . Ограничением указанного роста достижимой мощности является увеличение энергетических потерь в диоде, нарушающих до-

Таблица 2

Выходная частота, ГГц	Длина импульса, мкс	Выходная мощность, Вт	КПД, %
22	Непрерывный режим	7,3	50
35	Непрерывный режим	5,5	60
44	Непрерывный режим	2,5	50
35	0,5	10,6	53
35	7,0	9,9	58

Приведенные в таблице 2 результаты свидетельствуют о возможности достижения на основе умножителей частоты на ISIS диодах в длинноволновой части миллиметрового диапазона уровней непрерывной мощности больших, чем у диодных генераторов с наиболее эффективными диодами на основе GaAs и Si.

Можно полагать, что достижение более высоких параметров, предсказанных теорией в области более высоких частот, потребует тщательной отработки технологических процессов изготовления ISIS диодов.

3.3 Конструкторская реализация варакторных умножителей частоты и достигнутые результаты

Варакторные умножители частоты получили широкое распространение во всем миллиметровом диапазоне волн. Разработанные конструкции умножителей построены на высокочастотных цепях различного класса: волноводах, коаксиальных линиях, микрополосковых линиях. Рассмотрим особенности разработанных конструкций и достигнутые результаты их испытаний.

3.3.1 Волноводно-коаксиальная конструкция учетверителя частоты

Общий вид конструкции приведен на рис. 13 [31]. Конструкция содержит входной волновод 1 со скользящим поршнем 8 для сигнала в X-диапазоне, волноводно-коаксиальный переход 2, включающий горизонтальный стержень 3, обеспечивающий жесткость конструкции и подвод к варакторному диоду напряжения смещения, коаксиальную линию 4 совместно с фильтром низких частот, варакторный диод 5, резонансный контур на холостую частоту второй гармоники входного сигнала, выполненный как последовательное соединение емкости варактора и индуктивности контактного штыря–иглы в волноводе вывода мощности 6. Узел, включающий коаксиальную линию 4, фильтр нижних частот, варактор 5 с резонатором на вторую гармонику, выходной волновод 6 конструктивно выполнен в общей пластине. Контакт с варактором производится при помощи иглы 7. Высота выходного волновода в области расположения варакторного диода уменьшена в два раза по сравнению со стандартной. Сочленение с волноводом стандартного сечения производилось при помощи чебышевского перехода. Рассматриваемая конструкция выполнена по параллельной схеме (см. 3.2).

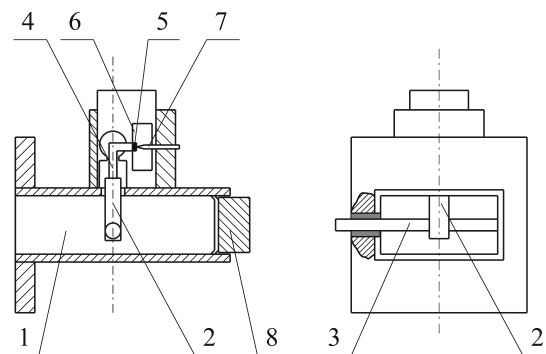


Рис. 13

Волноводно-коаксиальная конструкция умножителя частоты в четыре раза (учетверителя); $f_{\text{out}} = 50,4$ ГГц, $\eta = 8-10\%$, $P_{\text{out}} = 10$ мВт

Применялись два типа диодов на GaAs: с диффузионным переходом и с барьером Шоттки. Исследовались диоды с различной концентрацией примесей $N_d = 5 \times 10^{16} \dots 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, и в соответствии с этим напряжения пробоя лежали в интервале $U_{br} = 9-26$ В. Критические частоты исследованных диодов находились в интервале частот $(1-2) \cdot 10^3$ ГГц. Настройка холостого резонатора на частоту второй гармоники $f_x \approx 25,2$ ГГц производилась изменением индуктивности контактной иглы за счет изменения ее длины, а также выбором варактора с необходимой емкостью перехода. Индикатором правильности настройки холостого резонатора являлся уровень выходной мощности на 4-й гармонике выходного сигнала. Диоды с диффузионным переходом дали уровни выходной мощности значительно большие, чем диоды с барьером Шоттки. Это поясняется тем, что наилучшие энергетические характеристики умножителя частоты достигаются при частичном заходе напряжения на диоде в область открытого $p-n$ -перехода и накоплении заряда неосновных носителей (см. 3.2). Этот эффект в диодах с барьером Шоттки от-

существует. КПД рассматриваемого учетверителя на частоте $f_{\text{out}}=50,4$ ГГц равен $\eta=8-10\%$, максимальная выходная мощность $P_{\text{out}}=10$ мВт на частоте $f_{\text{out}}=50,4$ ГГц.

3.3.2 Утроитель частоты на основе волноводно-микроразветвляющей системы

Данная конструкция разработана в связи с необходимостью применения широкополосного перестраиваемого гетеродина в диапазоне 200–290 ГГц для криогенного приемника [32].

Геометрия рассматриваемого утроителя приведена на рис. 14а, 14б. Входная мощность через волновод 1 стандартного сечения подводится к варактору при помощи настраиваемого перехода 2 к микроразветвляющей линии, содержащей семизвенный полосовой фильтр нижних частот 3 с малыми потерями для входной частоты f_1 и с большими потерями для частот гармонических составляющих. Бескорпусной варакторный чип 4, представляющий собой кубик со стороной 0,1 мм, установлен на основании фильтра, в области выходного волновода 5 уменьшенной высоты.

Один из многих диодов, расположенных на чипе, связан с волноводом при помощи штыря 6 с тонкой пружинкой из фосфористой бронзы 7, диаметр которой равен 0,0125 мм, а длина 0,15 мм. Настройка связи варактора с выходным волноводом производится при помощи короткозамыкающего поршня в этом волноводе. Напряжение смещения подводится к диоду при помощи линии 8 с большим волновым сопротивлением $W=140$ Ом. В линию включен емкостной фильтр нижних частот 9. Один торец линии 8 соединяется с низкоомным звеном фильтра 3, а другой торец присоединен к коаксиальному вводу напряжения смещения. На частоте 95 ГГц расстояние от емкости 9 до звена фильтра 3 составляет четверть длины волны, благодаря чему цепь смещения не изменяет параметры полосового фильтра 3. Четвертьволновый, двухсекционный трансформатор импедансов сочленяет волновод 5 с размерами 1,14×0,23 мм с выходным волноводом с размерами 0,76×0,38 мм. Размеры секций этого трансформатора приведены в таблице на рис. 14б. Мощность второй гармоники может проходить через волновод 5, но выходной волновод является заградительным для этих частот. В результате двухсекционный четвертьволновый трансформатор с длиной, равной половине длины в волноводе (на частоте второй гармоники), от плоскости, в которой расположен диод, выполняет функции холостого резонатора на частоте $2f_1$. Длина контактной пружинки 7 выбрана такой, что возникает резонанс ее индуктивности и средней величины емкости варактора на частоте входного сигнала. Такой выбор длины пружинки 7 обеспечивает, совместно с настраиваемым поршнем в волноводе 5, согласование диода с выходным волноводом на частоте выходного сигнала $f_{\text{out}}=3f_1$.

На частоте входного сигнала фильтр низких частот 3, длина которого примерно равна половине длины волны, трансформирует импеданс диода (порядка 20–30 Ом) к трансформирующему переходу 2. Согласование волновода на входной частоте обеспечивается при помощи двух настраиваемых поршней 11 – в волноводе 1 и 12 – в последовательно включенном волноводном отрезке. Применение такой схемы, с настройкой поршней в каждой точке диапазона, обеспечивает согласование входного волновода с диодом во всей полосе частот волновода.

В качестве варактора применен GaAs диод с барьером Шоттки, с резким профилем легирования, соответствующем $\gamma=0,5$. Емкость при нулевом смещении $C_0=0,021$ пФ. Напряжение пробоя $U_{br}=14$ В.

Достигнутая выходная мощность на третьей гармонике в полосе частот 200–290 ГГц превышает 2 мВт при входной мощности 80 мВт. Максимальная мощность в указанном диапазоне составляла 4,6 мВт при $\eta_{\text{max}}=5,75\%$. Необходимо отметить, что широкий диапазон перестройки частоты данного умножителя обеспечивается плавной настройкой трех скользящих поршней во входном и выходном волноводах на каждой частоте диапазона.

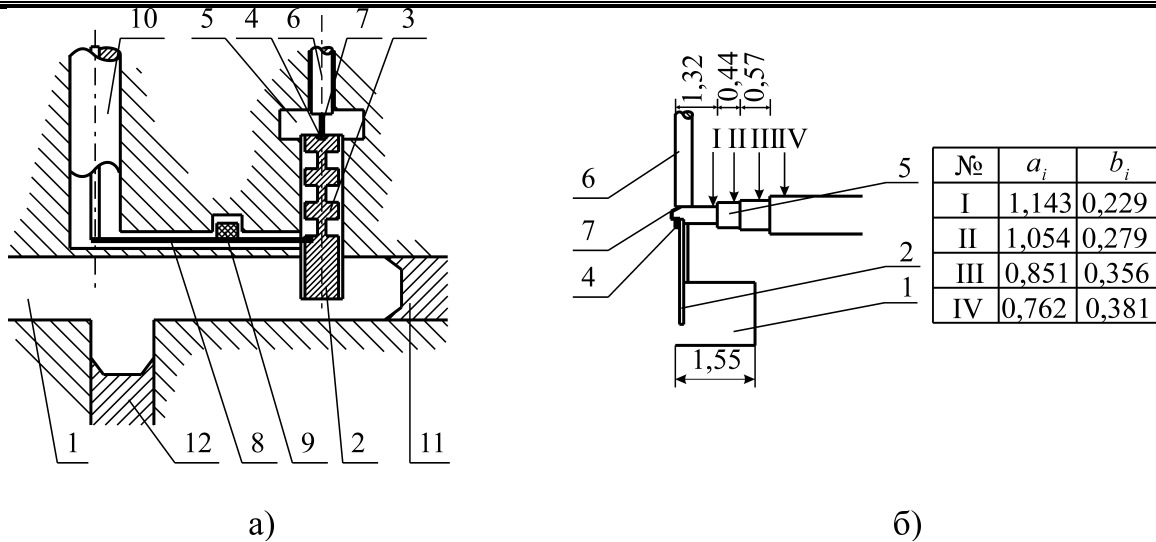


Рис. 14

а) Схема построения умножителя частоты в три раза (утроителя) в диапазоне 200-290 ГГц
 б) Схема и параметры узла волноводного трансформатора и резонатора на холостую частоты $f_x=2f_1$. a_i – ширина i -го шага волноводного трансформатора; b_i – высота i -го шага волноводного трансформатора.

3.3.3 Умножители частоты на основе ISIS диодов

Преобразование частоты от $f_1=11,75$ ГГц до $f_{out}=94$ ГГц достигнуто в системе трех удвоителей частоты, использующих ISIS диоды [30]. Преобразование от 11,75 до 47 ГГц выполняется двумя следующими друг за другом удвоителями частоты, собранными на трехструктурных ISIS диодах. Преобразование от 47 до 94 ГГц производится удвоителем частоты с двухструктурным ISIS диодом. Применены GaAs диоды с резким переходом, установленные в кварцевых корпусах. Емкость корпуса и индуктивность монтажной пластинки в корпусе равны $C_p=0,1$ пФ, $L_p=0,12$ нГ. Напряжения пробоя двухструктурных и трехструктурных ISIS диодов равны 50 и 100 В соответственно. Критическая частота высокочастотного двухструктурного диода при нулевом смещении $f_{0c}=800-1000$ ГГц. Высокочастотные цепи для всех удвоителей частоты выбраны одинаковыми с использованием входного и выходного волноводов, связанных коаксиальной линией, содержащей полосовой фильтр низких частот.

Схема построения умножителей приведена на рис. 15. Высоты входного 1 и выходного 2 волноводов при сочленении с коаксиальной линией 3 уменьшены в 2 раза по сравнению со стандартными сечениями. Сочленения со стандартными волноводами выполняются при помощи чебышевских переходов. В каждом из волноводов установлены скользящие поршни 4, 5 для согласования импедансов. Коаксиальная линия содержит фильтр низких частот 6 в цепи постоянного напряжения смещения, подводимого к диоду при помощи центрального проводника коаксиальной линии. В линию 3 включен также полосовой фильтр, пропускающий к диоду частоты входного сигнала и не пропускающий частоты гармоник. Включение в высокочастотную цепь ISIS диода 8 производится при помощи фильтра и трансформатора импедансов 7, 9 в коаксиальной линии.

Выходная мощность двух связанных удвоителей частоты в полосе частот 46–48,5 ГГц в непрерывном режиме составляет 29,5–31 дБм;

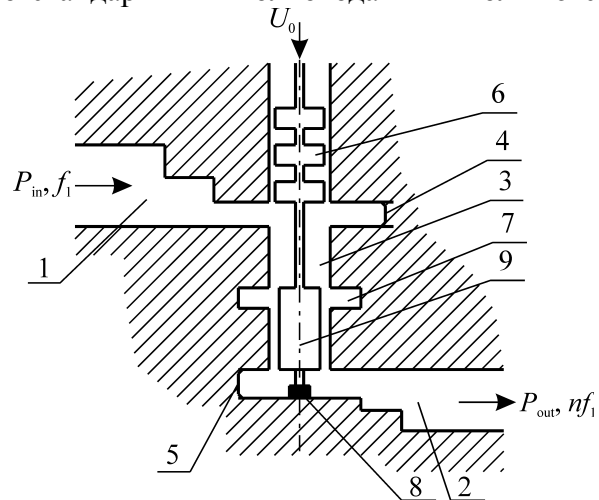


Рис. 15
 Волноводно-коаксиальная схема построения умножителя частоты на ISIS диоде.

потери преобразования цепи двух удвоителей равны 7–8 дБ; входной сигнал на частотах 11–12 ГГц с уровнем мощности до 10 Вт формируется мощным полевым транзисторным усилителем.

Удвоитель частоты 47–94 ГГц имеет максимальную выходную мощность 22 дБм при входной мощности 28 дБм. В интервале частот 93–95 ГГц уровень выходной мощности уменьшается на 2 дБм. В импульсном режиме работы выходная мощность удвоителя свыше 29 дБ достигается в диапазоне частот 93–95 ГГц при длительности импульса 2,5 мкс и скважности $Q=20$. Внутриимпульсные изменения фазы импульсного выходного сигнала не превышают 3° при длительности импульса 15 мкс.

Значительный интерес представляет разработка умножителей частоты ($n=2$) в монолитно- и гибридно-интегральном исполнении с использованием трехслойного ISIS диода [33]. Схема высокочастотной цепи этого умножителя приведена на рис. 16. В этой цепи включены микрополосковые линии входа 1 и выхода 2, согласующие отрезки линий 3, 4, 5 на входе и выходе, а также холостые отрезки радиальных линий 6, обеспечивающие оптимальные величины импедансов, приведенных к ISIS диоду 7. В качестве ISIS диода применена структура на основе GaAs, состоящая из трех варакторов с p - n -переходами, выполненными в едином процессе многослойной эпитаксии.

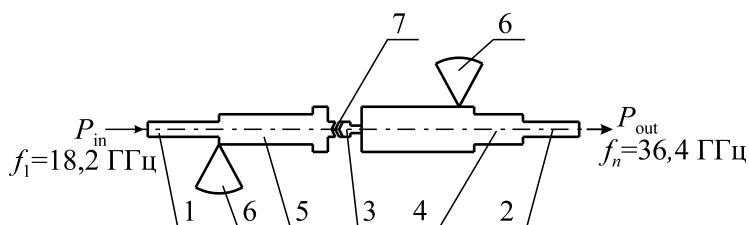


Рис. 16

Схема удвоителя частоты 8-миллиметрового диапазона волн ($f_{\text{out}}=36,8$ ГГц) в монолитно или гибридно-интегральном исполнении с ISIS варактором.

Размеры приведенной схемы составляют 4×8 мм. Данный удвоитель частоты в гибридно-интегральном исполнении обеспечивал параметры: входная частота $f_{\text{in}}=22$ ГГц, выходная частота 44 ГГц, коэффициент передачи (эффективность) $\eta=50\%$, выходная мощность в непрерывном режиме $P_{\text{out}}=4,4$ Вт.

Построение малогабаритных умножителей частоты в монолитно- и гибридно-интегральном исполнении совместно с фазовращателями и усилительными МММС [33] представляется перспективным направлением для создания модулей фазированных антенных решеток, а также для построения малогабаритных передающих устройств.

3.4 Активные умножители частоты высокой кратности на ЛПД

Проблема создания высокостабильных источников СВЧ колебаний представляет значительный интерес для многих применений. Один из известных путей построения таких источников основан на применении лавинно-пролетных диодов (ЛПД) в режиме эффективного преобразования частоты высокостабильного низкочастотного сигнала. Как известно, этот режим обеспечивает уровень мощности выходного сигнала на N -ой гармонике $P_{\text{вых}} \sim 1/n$ [34, 35], что существенно превосходит достижимые характеристики умножителей на диодах с накоплением заряда, для которых $P_{\text{вых}} \sim 1/n^2$ [36].

Теоретическое рассмотрение характеристик умножителя частоты на ЛПД основано на идеализированной схеме включения диода в СВЧ цепь генератора и подведении к ЛПД напряжения $U(t)=U_0+U_{m1} \sin(\Omega t)$. В результате действия опорного напряжения с частотой Ω при достаточно большой амплитуде U_{m1} в высокочастотной цепи, в течение временных интервалов τ_n , проходят импульсы высокой частоты ω , лежащей в рабочей полосе частот генератора. При определенных условиях происходит фазовая синхронизация высокочастотных колебаний n -ой гармоникой опорного сигнала и в результате возникает последовательность когерентных СВЧ сигналов с частотой $\omega=n\Omega$.

Механизм преобразования частоты высокой кратности на ЛПД не раскрыт в полной мере и во многих работах трактуется неправильно. В этих работах полагается, что, прежде всего, значительная нелинейность лавинного процесса в ЛПД играет первостепенную роль в достижении высокой эффективности умножения частоты и в связи с этим анализируются методы обострения импульсов тока через диод с целью увеличения содержания гармоник.

Приведенный в [37] анализ показывает, что высокая эффективность активного умножения частоты на ЛПД определяется в основном механизмом возбуждения колебаний с амплитудой $I_m(t)$ в пределах длительности импульса тока через диод и фазовой синхронизацией этих СВЧ колебаний гармониками периодической последовательности импульсов тока. Такой механизм активного умножения частоты хорошо известен [38] и может быть применен к различным электронным приборам СВЧ.

Рассмотрим эквивалентную схему рис. 17 автогенератора на ЛПД при воздействии внешнего субгармонического сигнала, модулирующего ток питания диода с частотой Ω : $I_0(t)=I_0+I_1\sin(\Omega t)$. В этой схеме диод 1 с импедансом $z_d = r_d(\omega, I_m, I_0)+jx_d(\omega, I_m, I_0)$ включен последовательно с индуктивностью L_n , пересчитанным сопротивлением нагрузки R_L и с омическим сопротивлением растекания и монтажа r_s в металлокерамический корпус с емкостью диэлектрической втулки C_k . Корпусированный ЛПД включен в коаксиальную линию 2 электрического питания, в которой установлен режекторный фильтр 3 для частот рабочего диапазона генератора. К линии 2

подключены генератор субгармонического внешнего сигнала 4 через емкость 5 и источник постоянного тока питания 6 через фильтр низких частот 7. Схема рис. 17 с необходимой полнотой для данного рассмотрения характеризует особенности реальной волноводно-коаксиальной конструкции умножителя [37], [25 из гл.2, части I].

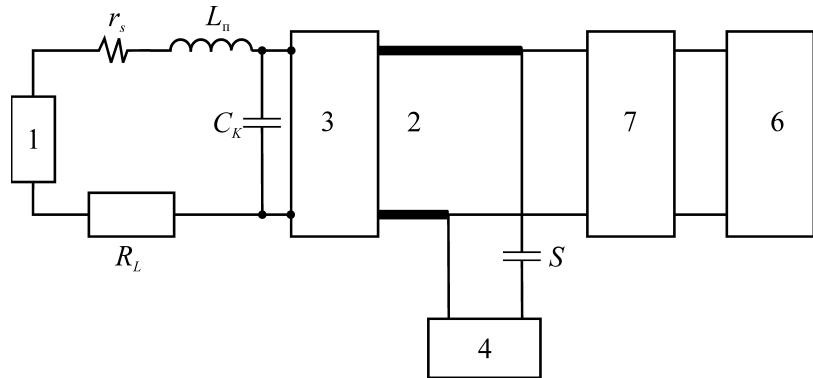


Рис. 17

Эквивалентная схема генератора на ЛПД при воздействии внешнего субгармонического сигнала

Нарастание колебаний возникает при токе питания $I_0(t)$, превышающем пусковой ток I_n , когда $R_L < |-r_d(I_0, (I_m=0), \omega)| - r_s$. При введении в цепь питания внешнего гармонического воздействия с частотой Ω на определенных временных интервалах τ_n , на которых $I(t) > I_n$, суммарное сопротивление $R_\Sigma = (-r_d + r_s + R_L) < 0$, т.е. возникают условия для нарастания колебаний в высокочастотной цепи с частотой $n_s\Omega$, близкой к собственной частоте ω_0 .

Усиление сигнала $i_s(t) = I_{ms}(t)\sin(n_s\Omega t)$ в пределах интервала времени τ_n характеризуется рядом особенностей. Во-первых, нарастание амплитуды колебаний в высокочастотной цепи происходит при постоянно изменяющейся величине тока питания диода $I_0(t)$; во-вторых, в интервалах времени, в которых $I(t) < I_n$, усиленные колебания с частотой $n_s\Omega$ практически полностью затухают. В результате в высокочастотной цепи возникают импульсы, когерентность которых определяется степенью стабильности усиливаемого внешнего сигнала и характеристиками синхронного режима. В полезной нагрузке, после полосового фильтра, выделяется усредненная мощность $P_{out} = P_{m\omega} / Q_e$, где $P_{m\omega}$ – максимальный уровень мощности в импульсе, Q_e – эффективная скважность импульсов, для определения которой требуется знание закона изменения во времени амплитуды колебаний.

Строгое теоретическое рассмотрение данной задачи требует решения системы нелинейных уравнений в нестационарном режиме, определяющих взаимодействие внешнего периодического сигнала на основной частоте Ω с полупроводниковой структурой, установлен-

ной в высокочастотной цепи, настроенной для работы на частоте гармоники $\omega=n\Omega$. При этом должны быть определены характеристики нарастания гармонической компоненты внешнего периодического сигнала в течение интервалов времени τ_n , равных нескольким периодам частоты гармоники. В конечном итоге должны быть найдены условия формирования и характеристики когерентного выходного сигнала системы на ЛПД при внешнем субгармоническом воздействии. Решение этой задачи возможно только методами численного интегрирования полной системы уравнений, учитывающих основные физические процессы в полупроводниковой структуре и в высокочастотной системе. В настоящее время решение задач такого класса не известно.

Для понимания физических процессов, определяющих особенности режима, и для оценки достижимых характеристик и параметров значительный интерес представляет приближенное рассмотрение процесса нарастания амплитуды колебаний в высокочастотной цепи при субгармоническом воздействии.

В данном разделе такое рассмотрение проведено при введении следующих упрощающих предположений:

- Предполагается, что возникновение гармонических компонент периодического тока питания с основной частотой Ω происходит из-за нелинейной вольт-амперной характеристики диода. При этом коэффициенты Фурье для разложения тока $I_{m1}\sin(\Omega t)$ с отсечкой θ в последующих расчетах используются только для определения величин I_0 , I_{m1} . Применение Фурье-разложения для определения амплитуд высших гармонических компонент i_{mn} дает завышенные оценки, что связано с характерной для ЛПД инерционностью лавинообразования, описываемой включением в цепь питания нелинейной индуктивности лавины $L_{Л} \sim 1/I_0$. В результате реализуемые временные зависимости $I_0(t)$ характеризуются плавным нарастанием и спадом тока в области малых величин I_0 . В связи с этим в последующих расчетах амплитуды высших гармонических компонент определяются как $i_{mn} = I_{m1}(I_{0\max}, \theta)/n^2$. Справедливость такого подхода определена на основе численных расчетов [37].
- Допустимо применение импедансного подхода для определения характеристик полупроводникового активного элемента и высокочастотной цепи в процессе изменения тока питания $I_0(t)$ и нарастания амплитуды колебаний i_{mn} .
- Предполагается выполнение условия резонанса в высокочастотной цепи для собственной частоты $\omega=\omega_0$, при котором реактивная компонента полупроводниковой структуры x_d (емкостного характера) и емкость корпуса диода C_k компенсируются индуктивностью L_n монтажного элемента, включенного последовательно с полупроводниковой структурой, т.е. выполняется условие резонанса диода в корпусе в широком интервале изменений I_0 , I_m : $x_d(I_0, I_m, \omega_0) - 1/\omega_0 C_k + \omega_0 L_m \approx 0$.
- Условие резонанса выполняется при удалении области лавинного резонанса от рабочих частот, а также при $x_d(I_0, I_m, \omega_0) \ll 1/\omega_0 C_k$.
- Предполагается, что избирательность высокочастотной цепи генератора такова, что высшие гармонические компоненты внешнего сигнала, для которых не выполняется условие $n_s \Omega \approx \omega_0$, не оказывают какое-либо влияние на характеристики нарастания колебаний на собственной частоте системы ω_0 .

Рассмотрим два режима работы генератора на ЛПД (ГЛПД), в которых реализуется активное умножение частоты высокой кратности: субгармоническое воздействие на генератор с жестким режимом самовозбуждения, субгармоническом воздействии на ГЛПД в бестоковом режиме. В указанных двух режимах нарастание колебаний возможно только на части периода $\tau_n < T = 2\pi/\Omega$, когда $I_0(t) > I_n$. Различие этих режимов проявляется лишь при выключении опорного сигнала $U_{m1} \sin(\Omega t)$. В генераторе с жестким режимом самовозбуждения при этом постоянный ток питания диода $I_0 \neq 0$, а в ГЛПД в бестоковом режиме $I_0 = 0$.

Оценки достижимых характеристик генератора проведем для 8-ми миллиметрового

диапазона волн при использовании кремниевого однопролетного ЛПД оптимальной структуры, параметры которого в широком интервале плотностей тока питания и амплитуд СВЧ-сигнала рассчитаны в [39].

При рассмотрении генератора с жестким режимом самовозбуждения с целью увеличения τ_n рассматриваются углы токовой отсечки $2\theta = 320^\circ, 340^\circ$. Бестоковый режим ГЛПД выполняется при $2\theta \leq 180^\circ$. Расчеты проведены для коэффициентов умножения частоты $n_s = 5, 10, 20$.

Разбивая длительность временного интервала протекания тока $I_0(t)$ через диод на минимальные по продолжительности временные отрезки $\Delta\tau_{li}$ и полагая, что на каждом из этих интервалов с индексом i значения I_{0i} и i_{mi} остаются постоянными, можно рассчитать временную зависимость тока СВЧ с частотой $n_s\Omega$ и, следовательно, временную зависимость мощности $P_{out}(t)$ в нагрузке. На каждом элементарном временном интервале $\Delta\tau_{li}$ увеличение амплитуды тока СВЧ определяется выражением $i_{mki}/i_{mni} = \exp(\delta_i \Delta\tau_{li})$, где $\delta = (-r_d + R_s + R_L)/2L_n$, i_{mki} и i_{mni} – амплитуды тока СВЧ через диод в начале и в конце временного интервала $\Delta\tau_{li}$. В расчетах зависимостей выходной мощности принято, что вне временных интервалов, в которых $R_\Sigma < 0$, величина сопротивления диода становится равной изотермическому дифференциальному сопротивлению $R_d = (W/v_s)/2C_d$, где W – ширина области пролета, v_s – скорость носителя заряда в области пролета, $C_d = \epsilon S_{pn}/W$.

На рис. 18 приведены расчетные зависимости выходной мощности $P_{out}(t)$, определенные для $n=5$ (кривая 1), $n=10$ (кривая 2), $n=20$ (кривая 3) при следующих исходных параметрах: $2\theta = 320^\circ$, диаметр полупроводниковой структуры $d_{pn} = 60$ мкм, $R_L = 4$ Ом, $r_s = 0,5$ Ом, $L_n = 0,075$ нГ, тепловое сопротивление полупроводниковой структуры $R_T = 40^\circ/\text{Вт}$. На этом же рисунке приведена форма тока $I_0(t)$ через диод, позволяющая оценить запаздывание импульса выходного сигнала. Можно видеть, что максимум мощности $P_{out}(t)$ смещен относительно максимума тока $I_{0\max}$ примерно на четверть периода внешнего сигнала с частотой Ω . В рассматриваемом случае максимальная плотность тока через диод $J_{0\max} = J_0 + J_{m1} = 10,3$ кА/см², максимальный ток $I_{0\max} = 290$ мА, пусковой ток $I_n = 116$ мА. В рассматриваемом расчете, длительность импульсов тока через диод не превышает сотых долей наносекунды, что значительно меньше времен продольной и поперечной тепловой релаксации полупроводниковой структуры $\tau_h = \hbar^2 p_n / \alpha = 20$ нс и $\tau_r = r_{pn}^2 / \alpha = 18$ мкс, соответственно (коэффициент температуропроводности $\alpha = 0,5$ см²/с – для кремния при $\vartheta = 500$ К). При этом температура нагрева полупроводника определяется средней мощностью питания диода P_0 и мощностью низкочастотного внешнего сигнала P_Ω : $\Delta\vartheta = R_T(P_0 + P_\Omega) \approx 180^\circ$; мощность внешнего низкочастотного сигнала $P_\Omega = (0,5I_{m1})^2 R_d = 0,16$ Вт. Таким образом, в приборах рассматриваемого класса возможно значительное увеличение максимальной плотности тока $J_{0\max}$ для достижения более высоких энергетических характеристик. Основные параметры рассматриваемого режима при $n=5, 10, 20$ приведены в таблице 3.

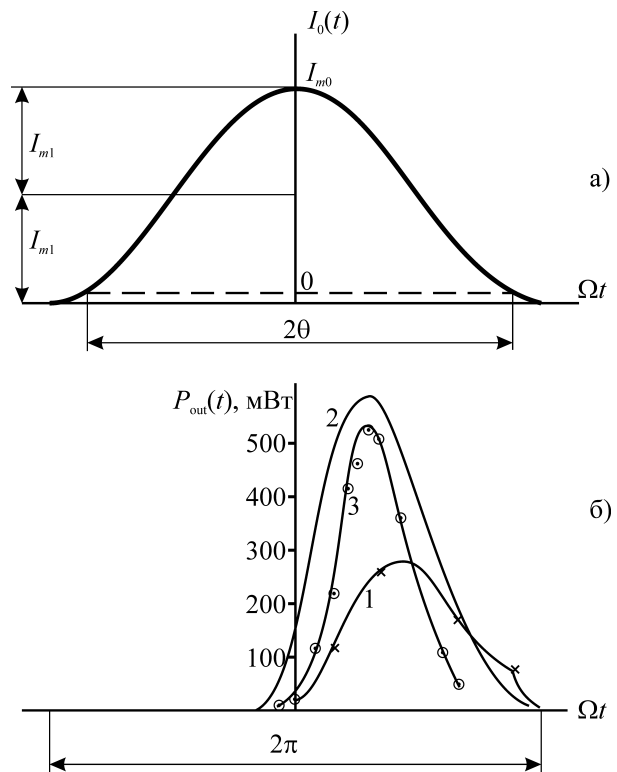


Рис. 18

а) Временная зависимость тока питания диода;
б) Расчетные зависимости выходной мощности для $n=5$ (кривая 1), $n=10$ (кривая 2), $n=20$ (кривая 3)

Таблица 3

N	i_{mn} , мА	$P_{\text{оmax}}$ мВт	Q_e	$P_{\omega \text{ ср.}}$ мВт
5	6,0	280	3,2	88
10	1,5	580	3,75	154
20	0,725	530	5,5	96

Из приведенных результатов видно: уровень максимальной мощности в импульсе $P_{\text{оmax}}$ выходного сигнала наиболее низкий при умножении в 5 раз, когда ток внешнего воздействия i_{m5} максимален и превосходит i_{m10} , i_{m20} в 4 и в 16 раз соответственно; уровни импульсной мощности $P_{\text{оmax}}$ при $n=10$ и $n=20$ практически одинаковы, а величины средней мощности уменьшаются примерно обратно пропорционально n , что связано с уменьшением i_{mn} и увеличением скважности Q_e .

Величина выходной мощности при прочих равных условиях определяется двумя факторами: величиной амплитуды спектральной компоненты с частотой $n_s\Omega=\omega_0$ и продолжительностью интервала времени τ_n , в течение которого происходит нарастание колебаний. При величинах $n_s=5$ на интервале времени τ_n укладывается около 5 периодов колебаний, что совершенно недостаточно для нарастания амплитуды выходного сигнала. При $n>10$ решающую роль приобретает уменьшение i_{mn} , что увеличивает скважность Q_e и снижает среднюю мощность выходного сигнала. Основная причина снижения уровня средней выходной мощности при $n=20$ связана с уменьшением i_{mn} , что приводит к увеличению эффективной скважности Q_e и снижению средней мощности выходного сигнала.

Достижение высоких энергетических параметров требует преодоления дефицита времени, в течение которого происходит усиление сигнала, т.е. $R_{\Sigma}<0$. Возможным путем решения этой задачи может явиться увеличение коэффициента преобразования частоты $n=f/F$ при неизменной величине частоты выходного сигнала. В некоторых пределах увеличения n возрастание интервала времени τ_n может оказаться более существенным фактором, чем уменьшение амплитуды гармонической компоненты внешнего сигнала с требуемой частотой $\omega=n_s\Omega$. При дальнейшем увеличении n , однако, амплитуда i_{mn} существенно снижается что приводит к уменьшению $P_{\text{оmax}}$. В конечном итоге при увеличении n амплитуда i_{mn} оказывается соизмеримой с уровнем амплитудного шума лавины в области малых токов, близких к нулю. При этом механизм формирования когерентного выходного сигнала нарушается.

При рассмотрении генератора в бестоковом режиме (при отсутствии внешнего воздействия) примем угол отсечки $2\theta=180^\circ$. Ток через диод проходит в течение части периода, равного $0,5T=\pi/\Omega$, когда напряжение на диоде превышает напряжение лавинного пробоя. При достаточно большой амплитуде импульсов тока, проходящих через диод, отрицательное сопротивление R_{Σ} возникает лишь в пределах временных интервалов τ_n , когда возможны усиление и генерация.

В пределах длительности импульсов тока через диод возникает усиление одной из гармонических составляющих низкочастотного опорного сигнала с частотой $n_s\Omega$, близкой к собственной частоте ω_0 . Усиление происходит в течение всего времени, когда суммарное сопротивление $R_{\Sigma}=-r_d+r_s+R_L<0$ на данной частоте $\omega_0=n_s\Omega$ и прекращается в области заднего фронта импульса тока, когда исчезает отрицательное сопротивление. Длительность импульса СВЧ сигнала оказывается существенно меньшей длительности импульса тока через диод. Последовательность СВЧ импульсов после фильтрации образует выходной непрерывный сигнал на частоте $\omega_0=n_s\Omega$. Гармоника опорного сигнала с частотой $\omega_0=n_s\Omega$ является синхронизирующим сигналом, обеспечивающим когерентность импульсов выходного сигнала и уровень фазового шума такой же, как и в умножителях частоты, т.е. $\lambda_{\phi}\sim 1/n^2$. Можно видеть, что все физические процессы в рассматриваемом режиме такие же, как и в рассмотренном случае генератора с жестким режимом самовозбуждения.

При соотношении частот выходного и опорного сигналов $\omega/\Omega=n$ и $\theta\approx\pi/2$ в пределах длительности импульса тока через диод укладывается примерно $n/2$ периодов высокой час-

тоты. В результате наиболее важным фактором, ограничивающим выходную мощность, является дефицит времени, в течение которого происходит нарастание амплитуды колебаний. При фиксированной частоте выходного сигнала длительность импульса тока через диод уменьшается при уменьшении n . Поэтому режим активного умножения частоты (радиоимпульсного преобразования) наиболее эффективен при значительных величинах $n \geq 10-15$.

Эффективным методом увеличения мощности выходного сигнала в режиме активного умножения частоты на ЛПД является создание формы опорного сигнала близкой к меандру, при которой заметно возрастает длительность импульса через диод и соответственно длительность режима усиления. Приближением к такому решению может явиться создание источника опорного сигнала на транзисторе в классе Б и установка этого источника совместно с ЛПД в одной микрополосковой линии при минимальном расстоянии между ними. Возможным методом приближения к прямоугольной форме внешнего сигнала может явиться введение в цепь питания диода нечетных гармоник $3\Omega, 5\Omega, \dots$, как это показано в [37].

С целью выяснения особенностей нарастания колебания в рассматриваемом гипотетическом режиме проведены расчеты $P_{\omega}(t)$ для внешнего сигнала прямоугольной формы (меандра). Расчеты проведены для генератора на кремниевом ЛПД со структурой p^+n-n^+ , с $d_{pn}=60$ мкм для $n=5, 10, 20$ при угле отсечки тока $\theta=\pi/2$ и частоте $f=37,2$ ГГц. Приняты следующие исходные параметры: $J_{0\max}=10,3$ кА/см², $I_{0\max}=290$ мА, величины амплитуд $i_{m5}=11,6$ мА, $i_{m10}=2,9$ мА, $i_{m20}=0,725$ мА. Расчетные зависимости $P_{\omega}(t)$ для $n=5, 10, 20$ (кривые 1, 2, 3 соответственно) приведены на рисунке 19. Можно видеть, что при увеличении n от 5 до 20 время τ_{π} увеличивается. В соответствии с этим при $n=5$ амплитуда i_{m5} не успевает нарасти до стационарного значения, при $n=10$ стационарная величина i_{m10} достигается в самом конце импульса тока, а при $n=20$ режим автоколебаний возникает уже в средней части импульса тока. Степень приближения к рассматриваемому идеализированному режиму определяется возможностью создания внешнего периодического сигнала с требуемой прямоугольной формой.

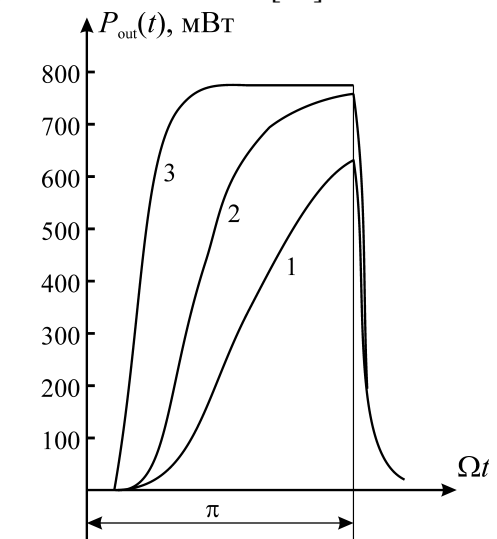


Рис. 19

Расчетные зависимости выходной мощности для $n=5$ (кривая 1), $n=10$ (кривая 2), $n=20$ (кривая 3) при прямоугольной форме опорного сигнала

Приведенные результаты позволяют оценить характеристик активных умножителей частоты на лавинно-пролетных диодах с различными профилями легирования полупроводниковой структуры. Так, в [37] анализ характеристик активных умножителей проведен для двухпролетных кремниевых ЛПД со структурой $p^+-p-n-n^+$. Профиль легирования полупроводниковой структуры выбран оптимальным для режима усиления и генерации колебаний в области частот 33–37 ГГц: $l_p=l_n=1$ мкм, $N_a=N_d=3 \times 10^{16}$ см⁻³, где l_p, l_n, N_a, N_d – протяженности p и n областей и концентрации примесей в них. Зависимости активной G_d и реактивной B_d компонент комплексной проводимости полупроводниковой структуры, от плотности тока J_0 , для ряда фиксированных значений амплитуд U_m СВЧ сигнала приведены в [40].

На рис. 20 приведена временная зависимость плотности тока проводимости через диод $J_0(t)$ (тонкая сплошная кривая) при $U_0=30$ В, $U_1=30$ В и $F=1,75$ ГГц. Пунктирной кривой представлен управляющий сигнал $U(t)$. Из рис. 20 видно, что длительность импульса тока на уровне 5% $\tau_I \approx 0,7(T/2)$, где T – период управляющего сигнала. При выбранных значениях U_0 и U_1 средняя плотность тока $J_{0cp}=5$ кА/см². Можно видеть, что влияние нелинейной индуктивности области лавинного размножения свелось к запаздыванию импульса тока проводимости $J_0(t)$ и к плавным законам нарастания и спада плотности тока в областях малых значений J_0 .

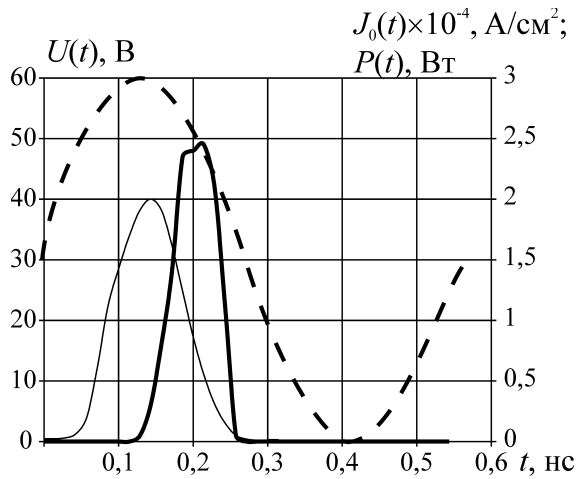


Рис. 20

Временные зависимости управляющего сигнала $U(t)$ – пунктир, плотности тока проводимости через диод $J_0(t)$ – тонкая сплошная кривая, мощности $P(t)$ – на частоте nF – сплошная жирная кривая.

дливость принятой аппроксимации $i_{mn} = I_{m1}(I_{0max}, \theta)/n^2$.

На рис. 20 сплошной жирной кривой представлена расчетная зависимость мощности $P_{\omega}(t)$ на частоте nF для случая коэффициента умножения $n=19$ и величинах параметров эквивалентной схемы $r_s=0,3$ Ом, $r_n=2$ Ом, $L_n=0,16$ нГ. Диаметр меза-структуры диода выбран равным 70 мкм. Как видно из рис. 20, максимальное значение мощности $P_{\omega max}(t)=2,6$ Вт, а среднее значение полезной мощности $P_{cp}=360$ мВт. Максимальное значение мощности достигается в области заднего фронта импульса тока, где модуль сопротивления $r_{\Sigma e}$ приближается к нулю. При этом мощность питания диода постоянным током $P_0=5,7$ Вт, а мощность управляющего сигнала (на частоте F) $P_1=5,2$ Вт.

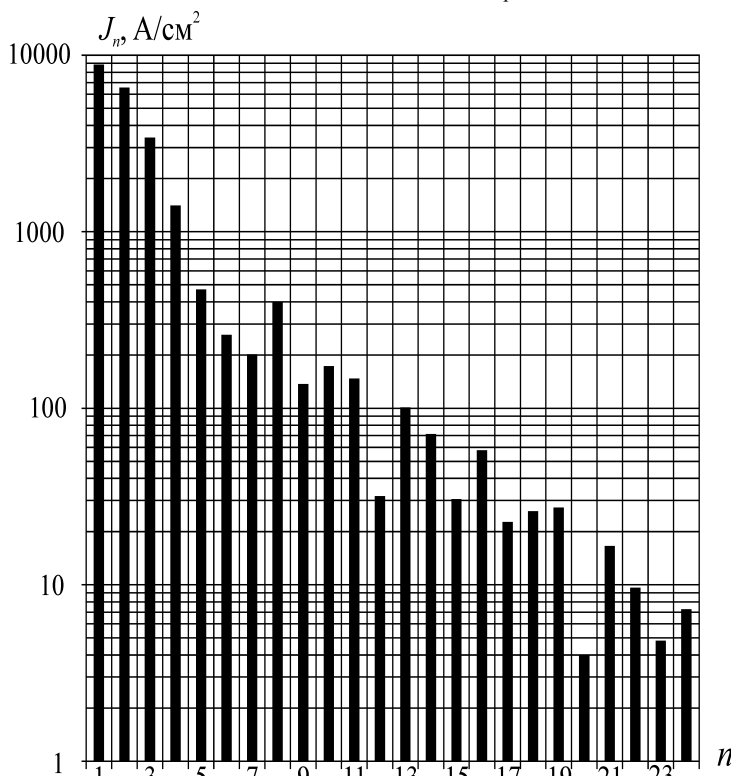


Рис. 21

Распределения амплитуд спектра $J_n(n)$ периодических импульсов плотности тока $J_0(t)$ при гармоническом управляющем сигнале $U(t)$

На рис. 21 приведено спектральное распределение амплитуд спектра $J_n(n)$ периодических импульсов плотности тока $J_0(t)$. Можно видеть, что на гармониках в области частоты 35 ГГц ($n=19$) отношение амплитуды n -ой гармоники J_{mn} к амплитуде первой гармоники импульса плотности тока J_{m1} составляет $J_{m19}/J_{m1}=2,5 \times 10^{-3}$. Особенностью приведенного спектра является отсутствие компонент, принимающих нулевые значения, разделяющие области спектра, сдвинутые по фазе на 180^0 . Эта особенность связана с плавным нарастанием и спадом тока из-за индуктивного характера импеданса ЛПД на частотах меньших частоты лавинного резонанса. В гипотетическом случае отсутствия индуктивности лавины в аналогичном режиме работы ЛПД максимальные значения $J_{m20}/J_{m1}=0,015$, т.е. значительно превышают соответствующее значение компоненты спектрального разложения $J_0(t)$ в реальном ЛПД. Приведенные результаты подтверждают справед-

ливость принятой аппроксимации $i_{mn} = I_{m1}(I_{0max}, \theta)/n^2$.

Существенной особенностью ЛПД, определяющей динамические характеристики преобразователя частоты, является зависимость модуля отрицательного сопротивления полупроводниковой структуры от амплитуды СВЧ сигнала. Свойственное ЛПД уменьшение величины $|r_d|$ при возрастании i_m стабилизирует уровень мощности выходного сигнала при значительных изменениях амплитуды n -ой компоненты спектра управляющего сигнала. Так, для случая, приведенного на рис. 20, уменьшение амплитуды 19-ой гармоники тока проводимости $I_0(t)$ в два раза практически не влияет на уровень выходной мощности.

Нарастание уровня выходной мощности $P_{\text{о}}(t)$ существенно ограничено из-за малой продолжительности импульса тока. Малая продолжительность импульсов мощности приводит также к увеличению скважности импульсов $P(t)$ и в результате к снижению среднего значения мощности на частоте $f=nF$. Так же, как при рассмотрении ГЛПД на основе однопролетных диодов, энергетические характеристики могут быть улучшены при форме опорного сигнала, приближающейся к меандру.

Рассмотрим приближение к прямоугольной форме за счет введения дополнительных гармонических компонент управляющего сигнала. Рассмотрим воздействие на ЛПД управляющего сигнала $U(t)=U_0+U_1\sin(\Omega t)+U_3 \sin(3\Omega t)+U_5 \sin(5\Omega t)$ при $U_0=30$ В, $U_1=30$ В, $U_3=10$ В, $U_5=6$ В и $F=1,75$ ГГц. Параметры ЛПД те же, что и в предыдущем рассмотрении чисто гармонического воздействия. Зависимости $U(t)$, $J_0(t)$, $P(t)$ для данного случая при $N=20$ приведены на рис. 22. Спектр импульсов тока приведен на рис. 23. Можно видеть, что приближение временной зависимости опорного напряжения к меандру привело к значительному увеличению амплитуд спектральных компонент тока через диод, длительности импульса тока и длительности импульса мощности: длительность импульса тока возросла до $\tau_l \approx 0,9(T/2)$, а длительность импульса мощности на уровне 10% увеличилась до $\tau_p \approx 0,65(T/2)$. Как видно из рис. 22, максимальная мощность в импульсе $P_{\text{max}}=2,07$ Вт, средняя мощность на частоте 35 ГГц $P_{\text{cp}}=575$ мВт при мощности источника постоянного тока $P_0=6,05$ Вт и полной мощности управляющего сигнала на частотах Ω , 3Ω и 5Ω $P_{\text{вх}}=4,67$ Вт.

В представленных выше расчетах рассмотрены ЛПД с оптимальным профилем легирования для режима автоколебаний и усиления сигнала, т.е. изменения в законе легирования для увеличения эффективности преобразования частоты не введены. Известны экспериментальные работы, в которых реализованы умножители частоты, использующие промышленные генераторные диоды и обеспечивающие эффективное умножение частоты при $n=23$ с уровнем выходной мощности $P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}}=-(14...17)$ дБ в полосе умноженных частот 40...50 ГГц [41].

В то же время, согласно [34, 35] оптимальные по эффективности умножительные диоды со структурой p^-n-n^+ характеризуются профилем легирования, приближающимся к $p-i-n$ диоду с фактором прокола 2–2,2 (в оптимальном по эффективности генераторном ЛПД фактор

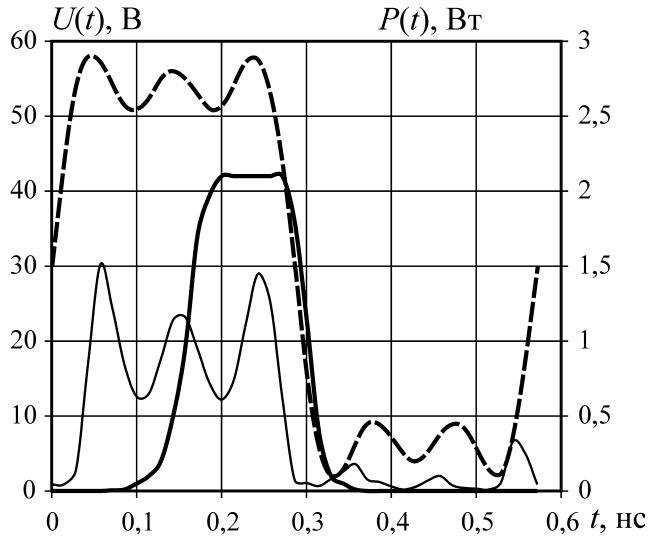


Рис. 22 Временные зависимости $U(t)$ – пунктир, $J_0(t)$ – тонкая сплошная кривая, $P(t)$ на частоте nF – сплошная жирная кривая при управляющем сигнале, включающем 1, 3 и 5 гармоники частоты F .

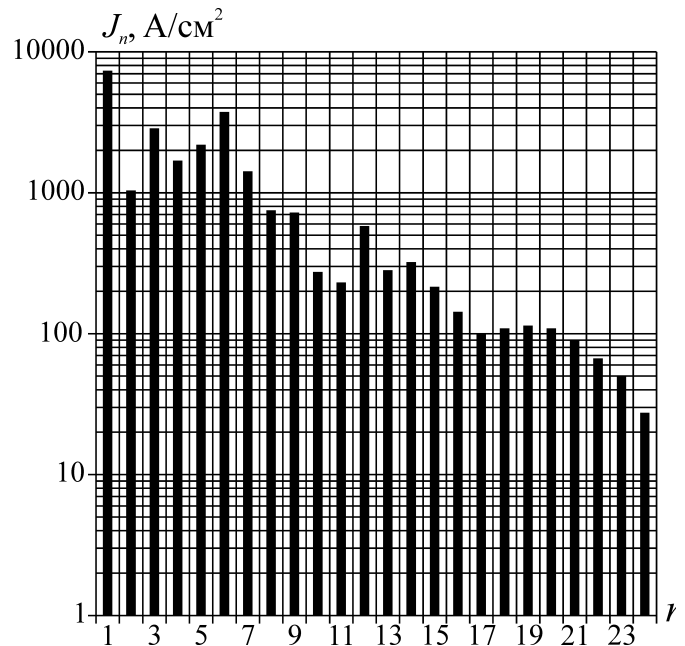


Рис. 23 Распределения амплитуд спектра $J_n(n)$ периодических импульсов плотности тока $J_0(t)$ при управляющем сигнале $U(t)$, представленном на рисунке 22.

прокола равен 1). Оптимизация профиля легирования умножительного диода уменьшает омическое сопротивление области пролета диодной структуры при напряжении на диоде меньшем напряжения прокола, удаляет область лавинного резонанса от рабочей области частот. Необходима, однако, такая оптимизация профиля легирования, при которой не будет заметно уменьшаться модуль отрицательного сопротивления полупроводниковой структуры в пределах длительности импульса тока через диод.

Приведенное рассмотрение работы приборов на ЛПД в режиме «радиоимпульсного преобразования частоты» (активного умножителя частоты) высокой кратности позволяют сделать следующие выводы:

- Эффективное умножение частоты достигается при выполнении условия резонанса (1) в высокочастотной цепи ЛПД, для чего необходимо: а) увеличить d_{pn} так, чтобы выполнялось условие $x_d \ll 1/\omega_0 C_k$ в широком интервале изменений токов I_0, I_{m1} , б) по возможности удалить область лавинного резонанса от интервала рабочих частот, приблизив профиль легирования к $p-i-n$ -диоду.
- Достижение высокого уровня мощности выходного сигнала требует работы с такой максимальной плотностью J_{0max} в импульсе тока $I(t)$, при которой нагрев полупроводника средним током I_0 и током внешнего низкочастотного источника I_{m1} не превышает допустимую величину.
- Для увеличения эффективности преобразования частоты целесообразно формировать опорный низкочастотный сигнал с формой, приближающейся к прямоугольной и работа при этом должна проводиться с углом отсечки $2\theta \approx 180^\circ$.
- При гармоническом внешнем воздействии наиболее целесообразным является угол отсечки $2\theta \approx 300-340^\circ$.
- Параметры корпуса диода целесообразно выбирать такими, при которых его добротность минимальна, т.е. индуктивность L_{π} должна быть минимальной, при которой выполняется условие резонанса вблизи частоты ω_0 .
- Сопротивление полезной нагрузки, пересчитанной в высокочастотную цепь ЛПД следует выбирать минимальной, но превышающей сопротивление потерь r_s более чем в 3-4 раза, для обеспечения приемлемого КПД.

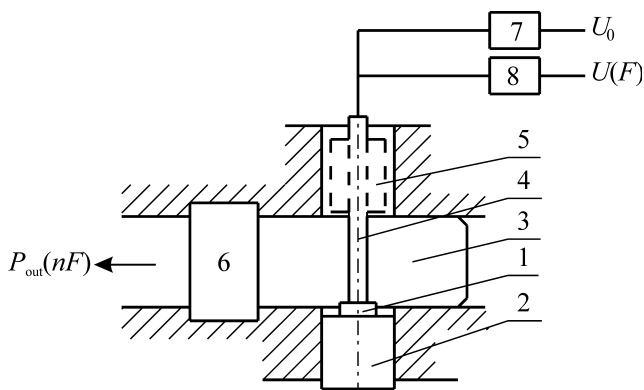


Рис. 24

Конструктивная схема построения преобразователя частоты высокой кратности на ЛПД

Конструктивная схема построения рассматриваемого активного умножителя частоты на ЛПД приведена на рис. 24. Диод 1 на теплоотводящем основании 2 установлен в волноводе прямоугольного сечения 3, размеры которого определяются выходной частотой $f_{out} = nF$. Постоянный ток питания и переменное входное напряжение на частоте F подводится к диоду при помощи центрального проводника коаксиальной линии 4. В линию включен полосовой фильтр 5, пропускающий только низкие частоты входного сигнала и постоянный ток питания. В выходном волноводе 3 установлен полосовой фильтр 6, пропускающий сигнал с частотой nF . Подведение постоянного тока питания и входного низкочастотного сигнала предусматривает включение в цепь питания фильтров 7, 8. Согласование с нагрузкой и оптимизация коэффициента преобразования достигаются настройкой поршнем в волноводе 3 и регулируемым положением диода в волноводе.

В данной схеме обеспечивается форма управляющего напряжения на клеммах диода, приближающаяся к меандру, поскольку источником входного напряжения является полевой транзистор, работающий в режиме насыщения, подключенный к диоду цепями с минимальными реактивными элементами. Очевидно, что с целью уменьшения габаритов, конструкция

умножителя может быть построена с применением микрополосковых линий, аналогично решениям для варакторных умножителей частоты (см. 2.4).

Принципиально важной задачей при конструировании рассматриваемых преобразователей частоты на ЛПД является обеспечение эффективного теплоотвода с диода, поскольку к ЛПД подводится значительная мощность входного сигнала P_1 и электрического питания ЛПД P_0 , а полный КПД преобразования $\eta = P_{out}/(P_0 + P_{out})$ меньше процента. Эта особенность во многих случаях ограничивает область применения преобразователей частоты данного класса.

Активные умножители частоты на ЛПД активно разрабатывались в ГП НИИ «Орион» для многих применений: в системах связи и радиолокации в миллиметровом диапазоне волн, в медицинском и научном приборостроении, для построения уровнемеров высокой точности и т.д. [42, 43] Типичные параметры и характеристики разработанных активных умножителей частоты приведены в таблице 4.

Таблица 4

Параметры	<i>W</i> -диапазон, WR-10	<i>F</i> -диапазон, WR-8	<i>D</i> -диапазон, WR-6
Диапазон частот, ГГц	75-110	90-140	110-170
Выходная мощность, мВт	30	20	10
Коэффициент умножения	12-15	13-20	15-24
Рабочая полоса частот, ГГц	2	2	2
Входная мощность, Вт	0,5-1,0	0,5-1,0	0,5-1,0
Потребляемая мощность (смещение ЛПД), В/А	27/0,15	25/0,15	25/0,15

Приведенные в таблице № 4 умножители характеризуются высокой надежностью (время наработки на отказ не менее 50000 часов).

Часть II

ТРАНЗИСТОРНЫЕ ИСТОЧНИКИ МОЩНОСТИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН

Введение

Последние десятилетия XX века ознаменовались значительными достижениями в создании, разработке и промышленном освоении новых классов трехэлектродных полупроводниковых приборов в диапазонах сантиметровых и миллиметровых волн (транзисторов СВЧ). Конструктивные особенности этих приборов, а также присущие им энергетические, диапазонные и спектральные характеристики, решают принципиальные задачи построения нового поколения радиоэлектронных устройств, динамические и эксплуатационные параметры которых недостижимы при использовании полупроводниковых приборов других классов.

Пройденный путь развития транзисторов от первых образцов конца сороковых годов с точечными контактами на германии и размерами контактных элементов, превышающими 50 мкм (Bardeen and Brattain, 1948; Shokley, 1949) до современных многослойных полупроводниковых структур с размерами основных элементов, равными сотым долям микрона – это непрерывная цепь новых принципиальных решений построения трехэлектродных приборов на основе изучения физических процессов в сложных полупроводниковых структурах, выбора оптимальных материалов и их композиций, разработки технологических операций и высокоточного технологического и контрольно-измерительного оборудования и т.п.

В результате выполненных исследований и разработок найдены пути построения транзисторов СВЧ во всем диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн вплоть до 300 ГГц. Созданы эффективные мощные транзисторы с уровнями непрерывной мощности десятки и сотни Ватт в сантиметровом, единицы Ватт в миллиметровом диапазоне волн, широко применяемые при построении малогабаритных передающих устройств СВЧ различного назначения; созданы малощумящие усилительные и смесительные транзисторы, на основе которых строятся современные радиолокационные, радионавигационные и связные устройства с высокой чувствительностью. Амплитудно-частотные характеристики современных транзисторов СВЧ позволяют создавать сверхширокополосные усилители в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн с полосой рабочих частот, превышающей 2–3 октавы.

Новые результаты по созданию современных типов транзисторов и построению оптимальных схем их применения в различных радиотехнических устройствах рассматриваются в основном только в периодической научной литературе. При этом, как правило, независимо рассматриваются вопросы построения полупроводниковых активных элементов – транзисторов и вопросы проектирования высокочастотных схем разного назначения с их применением. Систематическое изложение этих материалов в книгах и монографиях практически отсутствует.

В предлагаемой части II настоящей книги сделана попытка дать краткое описание современной транзисторной электроники СВЧ, включающее принципы построения, оптимизации и достижимые характеристики различных классов транзисторов и радиотехнических приборов и устройств СВЧ на их основе.

Излагаются физические принципы действия транзисторов различных классов, вопросы выбора полупроводниковых материалов, оптимизации полупроводниковых структур и конструк-

ций. Рассматриваются вопросы построения схем и конструкций полупроводниковых приборов сантиметрового и миллиметрового диапазонов различного функционального назначения, выполненных на основе транзисторов. Излагаются особенности и характеристики широко применяемых технологических операций и путей построения микроволновых схем в монолитно- и гибридно-интегральном исполнении, таких как технология “flip-chip”, применение тонкопленочных микрополосковых линий и т.п. При этом рассмотрены следующие полупроводниковые приборы и устройства на их основе.

- Гомоструктурные и гетероструктурные биполярные и полевые транзисторы, эффективные в сантиметровом и в миллиметровом диапазонах волн; перспективные транзисторы на горячих электронах и с применением широкозонных полупроводниковых материалов.
- Микроволновые усилители, генераторы, умножители частоты в гибридном и монолитном интегральном исполнении.
- Автогенераторы с высокой частотной стабильностью при использовании высокодобротных диэлектрических и объемных резонаторов, а также умножителей частоты высокой кратности.
- Транзисторные генераторы в режиме внешней синхронизации сигналами на основной частоте и на частотах субгармоник.
- Транзисторные источники большой мощности на основе суммирования мощностей в разветвленных и гибридных СВЧ-цепях, а также в пространственно развитых квазиоптических системах.

Приведенные в части II книги материалы не охватывают в полном объеме новые результаты по современной транзисторной электронике СВЧ и могут рассматриваться как введение в эту область знаний.

Глава 1 Транзисторы миллиметрового диапазона волн

Трехэлектродные полупроводниковые приборы (транзисторы) являются наиболее ранними разработками твердотельных источников электромагнитных колебаний в диапазоне СВЧ. Первые идеи по созданию полупроводниковых приборов аналогичных вакуумным триодам по характеристикам управления выходной мощностью и по величинам импедансов на входе и выходе прибора относятся к 1931–1933 годам [1, 2]. Эти идеи относились к построению трехэлектродных полупроводниковых устройств, ток в которых управляется электрическим полем – полевым транзисторам (field effect transistors – FET). Потребовалось, однако, два десятилетия прежде, чем были преодолены многие принципиальные и технологические проблемы по созданию полевых транзисторов СВЧ.

Первым действующим трехэлектродным полупроводниковым прибором в низкочастотной части микроволнового диапазона волн явился транзистор с точечными контактами, изобретенный и созданный в 1948–1949 годах [3, 4]. Этот прибор послужил основой для построения биполярного транзистора (BJT) с плоскими $p-n$ -переходами. Таким образом, можно считать, что создание транзистора в 1948 году определило начало эры полупроводниковой электроники СВЧ [5].

В течение долгих лет, вплоть до 70-х годов, почти не упоминалось о возможности создания транзисторов с высоким быстродействием, обеспечивающим их работу в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн. Потребовались еще десятилетия для создания современной базы активных полупроводниковых приборов СВЧ в широком диапазоне, действующих на частотах вплоть до 200–300 ГГц.

В настоящее время полевые и биполярные транзисторы завоевывают ведущее место, как мощные источники электромагнитных колебаний в автогенераторах, широкодиапазонных и маломощных усилителях сантиметрового и миллиметрового диапазонов волн. Достигнутые к 2000 году уровни непрерывной мощности различных электронных приборов, в том числе транзисторов, представлены на рис. 1 (по материалам [6, 7]). Можно видеть, что выходные мощности транзисторов на частотах меньших 30 ГГц, существенно выше, чем у ЛПД, а в диапазоне 30–100 ГГц достигнутые средние мощности транзисторов и ЛПД практически одинаковы. При этом максимальные достижимые значения КПД современных транзисторов значительно выше, чем у наиболее эффективных диодов. Достигнутые результаты по уровням КПД (по добавленной мощности) η_{ad} для транзисторов различных классов, HBT, GaAs FET, PHEMT, InP HEMT, MHEMT, в широком диапазоне частот приведены на рисунке 2. Различные классы транзисторов отмечены на этом рисунке значками с разной геометрией. Таким образом, транзисторы являются в настоящее время наиболее эффективными и мощными полупроводниковыми приборами непрерывного действия в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн. В связи с высокими значениями КПД на основе транзисторов выполнимы эффективные сумматоры мощностей N транзисторов с уровнями непрерывной выходной мощности сотни Ватт в сантиметровом и десятки Ватт в мил-

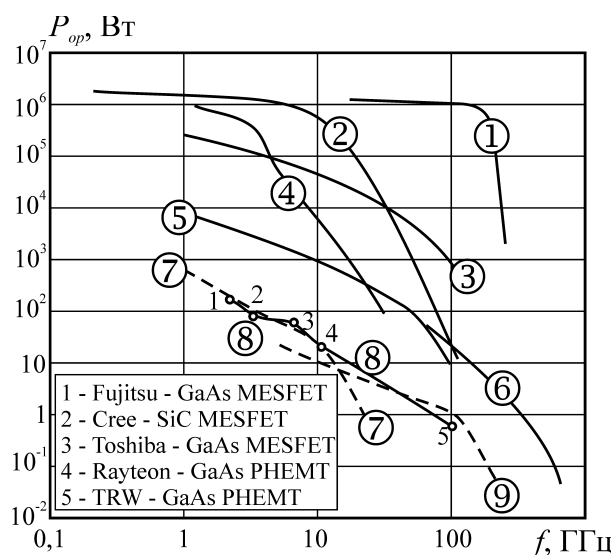


Рис. 1

Достигнутые к 2000 году уровни непрерывной мощности различных электронных приборов, в том числе транзисторов:

- ① – Гиротроны
- ② – Клитроны
- ③ – ЛБВ с соленоидальной фокусировкой и на связанных резонаторах
- ④ – Умножитель поперечного поля
- ⑤ – ЛБВ с периодической магнитной фокусировкой
- ⑥ – Лампы обратной волны
- ⑦ – Биполярные транзисторы
- ⑧ – Полевые транзисторы
- ⑨ – Генераторы на ЛПД

лливо на основе транзисторов выполнимы эффективные сумматоры мощностей N транзисторов с уровнями непрерывной выходной мощности сотни Ватт в сантиметровом и десятки Ватт в мил-

лиметровом диапазоне волн. Такие сумматоры мощностей транзисторов уже в настоящее время могут конкурировать с определенным классом современных электровакуумных приборов, в частности, с ЛБВ непрерывного действия сантиметрового диапазона волн, так называемыми мощными модулями СВЧ [6].

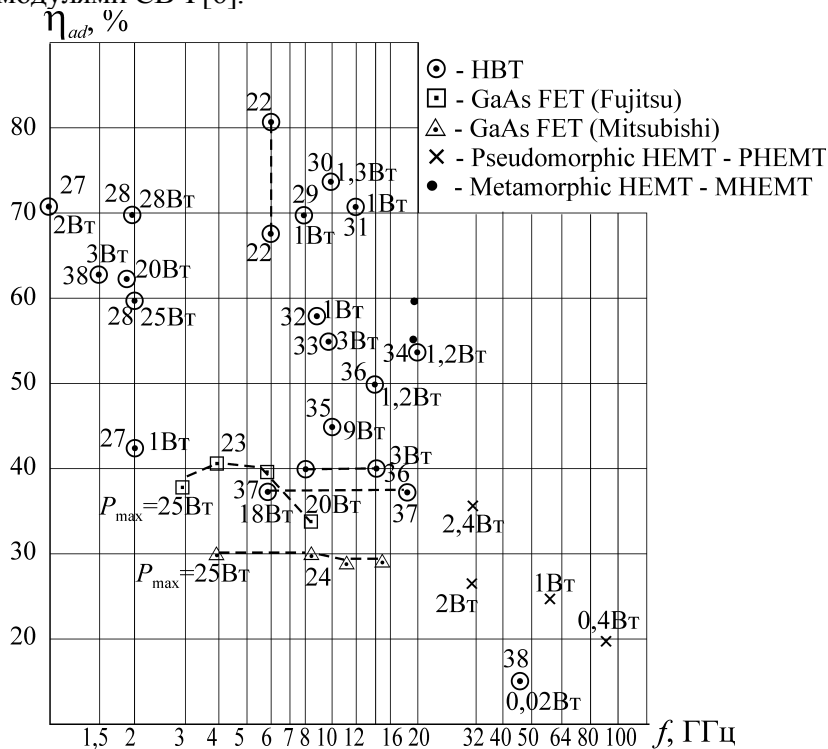


Рис. 2

Достигнутые к 2000 году уровни КПД (по добавленной мощности) η_a для транзисторов различных классов

Важной особенностью транзисторов, значительно упрощающей их применение в различных радиотехнических схемах, является значительная изоляция между входными и выходными клеммами. Эта изоляция позволяет создавать автогенераторы и усилители без применения невзаимных устройств (ферритовые вентили, циркуляторы), необходимых для развязки между элементами схем. В результате упрощается и удешевляется конструкция радиотехнического устройства, увеличивается устойчивость параметров к климатическим воздействиям.

Значительные успехи в создании современных быстродействующих транзисторов в интервале частот до сотен ГГц, с быстродействием единицы пикосекунд, с непрерывными мощностями единицы Ватт и КПД десятки процентов обусловлены следующими основными факторами:

- применением наиболее прогрессивных технологий для обеспечения прецизионной точности выполнения полупроводниковых структур с размерами до сотых долей микрона;
- широким применением для создания транзисторов арсенида галлия и других полупроводниковых материалов и их композиций, позволивших решить проблемы быстродействия и создать новые классы транзисторов с высокими энергетическими параметрами;
- значительным успехам в разработке новых физических идей построения трехэлектродных полупроводниковых приборов.

В данной главе обсуждаются основные физические идеи, лежащие в основе создания современных транзисторов сантиметрового и миллиметрового диапазонов волн, применяемых в аппаратуре различного назначения. Рассматриваются особенности построения новых перспективных классов транзисторов (гетероструктурные полевые и биполярные транзисторы, псевдоморфные и метаморфные полевые транзисторы) и достижимые на этих транзисторах характеристики и параметры. Кратко обсуждаются новые направления исследований сверхбыстродействующих транзисторов на горячих электронах.

Материалы данной главы обобщают опыт разработок и исследований трехэлектродных полупроводниковых приборов, изложенный в обширной учебной, научной литературе, в том числе в периодических научных изданиях.

1.1 Биполярные транзисторы

Биполярные транзисторы, как уже отмечалось, явились первыми трехэлектродными полупроводниковыми приборами (генераторами и усилителями), действующими в области радиочастот на первом этапе и вплоть до сотен гигагерц на основе гетероструктур в настоящее время. С использованием биполярных транзисторов были созданы первые монолитно интегральные схемы на одном чипе (1961), включающие биполярный транзистор и пассивные элементы. Эти работы определили начало исключительно успешного промышленного развития микроэлектроники.

В начале 60-х годов были созданы первые полевые транзисторы (metal-semiconductor-field-effect transistors – MESFET) на основе GaAs, с быстродействием существенно большим, чем у кремниевых биполярных транзисторов (BJT). Однако BJT, хотя и были вытеснены из ряда областей, прежде всего, связанных с цифровыми логическими схемами, находят широкое применение и в настоящее время на частотах до 20–30 ГГц. Это обусловлено тем, что, во-первых, кремниевые BJT характеризуются высокими энергетическими и низкими шумовыми параметрами в области частот меньших 10 ГГц и, во-вторых, технология изготовления этих приборов базируется на хорошо отработанных процессах, не требующих реализации элементов с субмикронными размерами, что характерно для производства современных полевых транзисторов.

Традиционные биполярные транзисторы (БТ, в англоязычной литературе – BJT) строятся с использованием единственного полупроводникового материала во всем приборе (обычно кремния). Это так называемые гомоструктурные биполярные транзисторы. В то же время быстродействие и энергетические параметры биполярного транзистора могут быть существенно улучшены при использовании полупроводниковых материалов с различными величинами энергетических зазоров и введении в конструкцию транзистора широкозонных материалов. В таких транзисторах, в основе построения которых лежит схема БТ, применяются один или два гетероперехода и приборы этого класса получили название гетеро-биполярных транзисторов (ГБТ, НБТ). В настоящее время разработка ГБТ в широком частотном диапазоне, вплоть до 300 ГГц, является одним из наиболее важных направлений развития полупроводниковой электроники СВЧ.

В данном разделе рассматриваются основные особенности построения БТ и ГБТ и их достижимые характеристики в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн. Предполагается, что читатель знаком с основными вопросами построения биполярных транзисторов, изложенными в обширной научной и учебной литературе (например, [9], [10], [11]). Для полноты изложения ниже приводятся известные основные положения и соотношения для биполярных транзисторов.

1.1.1 Гомоструктурные биполярные транзисторы

а) Основные соотношения, режимы, структуры

Простейшая схема построения биполярного транзистора со структурой *n-p-n* приведена на рисунке 3а. На этом же рисунке обозначены компоненты токов, протекающих в транзисторе: I_E – суммарный ток эмиттера, I_B – суммарный ток базы, I_K – суммарный ток коллектора, I_{nE} – полный ток электронов в эмиттере, I_{rE} – ток рекомбинации электронов с дырками из базы в области перехода эмиттер-база, I_{pE} – ток дырок из базы, прошедших потенциальный барьер эмиттер-база, I_{rB} – ток рекомбинации в базе, I_{gK} – ток генерации в области пространственного заряда перехода база-коллектор, I_r – ток рекомбинации на электродах, боковых поверхностях. Пунктирные линии на рис. 3а определяют границы областей пространственного заряда в переходах эмиттер-база и база-коллектор. Значительная несимметрия границ

этих областей относительно плоскостей p - n -переходов определяется различием уровней легирования электродов транзистора.

Типичные уровни концентрации примесей в электродах составляют: 10^{20} см⁻³ в эмиттере, 10^{18} см⁻³ в базе, 10^{16} см⁻³ в коллекторе. На рисунке 3б приведен профиль легирования биполярного транзистора. Области обеднения расширяются в электродах с меньшей концентрацией примесей согласно соотношению $l_n \times N_d = l_p \times N_a$, $l = l_n + l_p$; здесь l_n , l_p - протяженности области пространственного заряда (области обеднения) в электродах с n и p проводимостями и с концентрациями примесей N_d и N_a соответственно, l_j - полная ширина области пространственного заряда p - n -перехода с индексом j ($j=1$ - эмиттер-база, $j=2$ - база-коллектор):

$$l_j = \left(\frac{2\varepsilon}{q} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a} \right)^{1/2} (\varphi_0 - U_j) \quad (1)$$

Здесь ε - диэлектрическая проницаемость ($\varepsilon=10^{-10}$ А×с)/(В×м) в кремнии), q - заряд электрона,

$\varphi_0 = U_T \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right)$ - контактная разность потенциалов, U_j - приложенное напряжение к переходу j ,

тепловое напряжение $U_T = (kT/q)$, n_i - собственная концентрация примесей. При комнатной температуре для кремния $n_i = 1,45 \times 10^{10}$ см⁻³, $U_T = 26$ мэВ. В активном режиме работы транзистора к его электродам подводятся питающие напряжения: прямое смещение к переходу $j=1$ эмиттер-база ($U_{ЭБ}$) и обратное смещение к переходу база-коллектор ($U_{БК}$). В соответствии с (1) включение прямого смещения к переходу эмиттер-база приводит к сокращению области пространственного заряда p - n -перехода $j=1$ и к снижению высоты барьера в этом переходе. Обратное смещение в области перехода $j=2$ значительно увеличивает ширину области пространственного заряда в основном в области коллектора, где концентрация примесей минимальна. На рис. 3в приведено распределение напряженности электрического поля $E(x)$ вдоль оси транзистора, а на рис. 3г - диаграмма энергетических зон для n - p - n -транзистора в активном режиме при подведении питающих напряжений $U_{ЭБ}$, $U_{БК}$ к его электродам. Представленные на рисунке 3а потоки электронов и дырок формируют токи электродов транзистора:

$$I_{Э} = I_{nЭ} + I_{pЭ} + I_{rЭ}, \quad (2a)$$

$$I_{К} = I_{nЭ} - I_r + I_{гК}, \quad (2б)$$

$$I_{Б} = I_{pЭ} + I_{rЭ} - I_{гК} + I_r \quad (2в)$$

Усиление тока в схеме с общим эмиттером определяется соотношением:

$$\beta = \frac{I_{К}}{I_{Б}} = \frac{I_{nЭ} - I_r + I_{гК}}{I_{pЭ} + I_{rЭ} + I_r - I_{гК}}. \quad (3)$$

Максимальная величина коэффициента усиления $\beta_{\max} = \frac{I_{nЭ}}{I_{pЭ}}$ соответствует пренебрежи-

мо малым величинам токов генерации и рекомбинации. В рассматриваемой упрощенной модели транзистора учитываются два компонента токов в эмиттере, соответствующих диффузионным потокам электронов и дырок через переход эмиттер-база. В связи с тем, что концентрация примесей в эмиттере значительно большая, чем в базе, т.е. $N_{dЭ} \gg N_{aБ}$, справедливо неравенство: $I_{nЭ} \gg I_{pЭ}$. На основе диффузионной модели можно записать:

$$\beta_{\max} = \frac{D_n N_{aЭ} W_{Э}}{D_p N_{aБ} W_{Б}}, \quad (4)$$

где D_n , D_p - коэффициенты диффузии электронов и дырок, отношение которых, согласно соотношению Эйнштейна равно отношению соответствующих подвижностей μ_n , μ_p . $N_{dЭ}$ - концентрация доноров в эмиттере, $N_{aБ}$ - концентрация акцепторов в базе, $W_{Э}$, $W_{Б}$ - протяженности областей эмиттера и базы соответственно.

Эффективность эмиттера определяется коэффициентом инжекции, определяющим отношение между инжектированными электронами из эмиттера в базу и обратно инжектированными дырками из базы в эмиттер

$$\gamma = \frac{I_{nЭ}}{I_{Э}} \approx 1 - \frac{\mu_p W_B N_{aБ}}{\mu_n L_p N_{dЭ}}, \quad (5)$$

где $L_{p,n}$ – диффузионные длины для дырок и электронов.

Электроны диффундируют через базу, протяженность которой W_B выполнена минимально возможной, значительно меньшей диффузионной длины L_n , захватываются полем пространственного заряда перехода ($j=2$) база-коллектор и попадают в коллектор. В транзисторах с тонкой базой, для которых справедливо условие $W_B/L_n \ll 1$, ток коллектора и ток эмиттера близки друг к другу. Величина этих токов определяется выражением [8]:

$$I_{Э} \approx I_{К} = \frac{qD_n n_{iБ} \exp(qU_{БЭ}/2kT) Z a_3}{W_B}. \quad (6)$$

Эта формула учитывает выполнение эмиттера в виде тонкой полоски с общей длиной Z и шириной a_3 . Именно конструкции такого типа, с большим отношением периметра эмиттера к площади структуры оказались наиболее эффективными при увеличении рабочих частот транзистора (многоэмиттерные конструкции).

Поскольку $I_{Б} \approx I_{Э} - I_{К}$, ток базы определяется соотношением подобным (6). Таким образом, приближенно можно полагать, что усиление β не зависит от тока коллектора при умеренных его величинах. Большая плотность носителей в переходе коллектор-база приводит к уменьшению электрического поля в базе из-за смещения максимума поля пространственного заряда в область коллектора (эффект Кирка). В результате прохождение электронов в коллектор уменьшается и соответственно снижается усиление. При малых плотностях тока усиление β зависит от величины тока из-за дополнительного тока рекомбинации в области пространственного заряда перехода эмиттер-база.

Важным параметром транзистора является его крутизна:

$$S = \frac{\Delta I_{К}}{\Delta U_{БЭ}}. \quad (7)$$

Поскольку S является производной экспоненциальной функции (6), эта величина пропорциональна току эмиттера и может принимать очень большие значения.

Эффективность работы транзистора (усиление по току в схеме с общей базой) определяется коэффициентом передачи тока

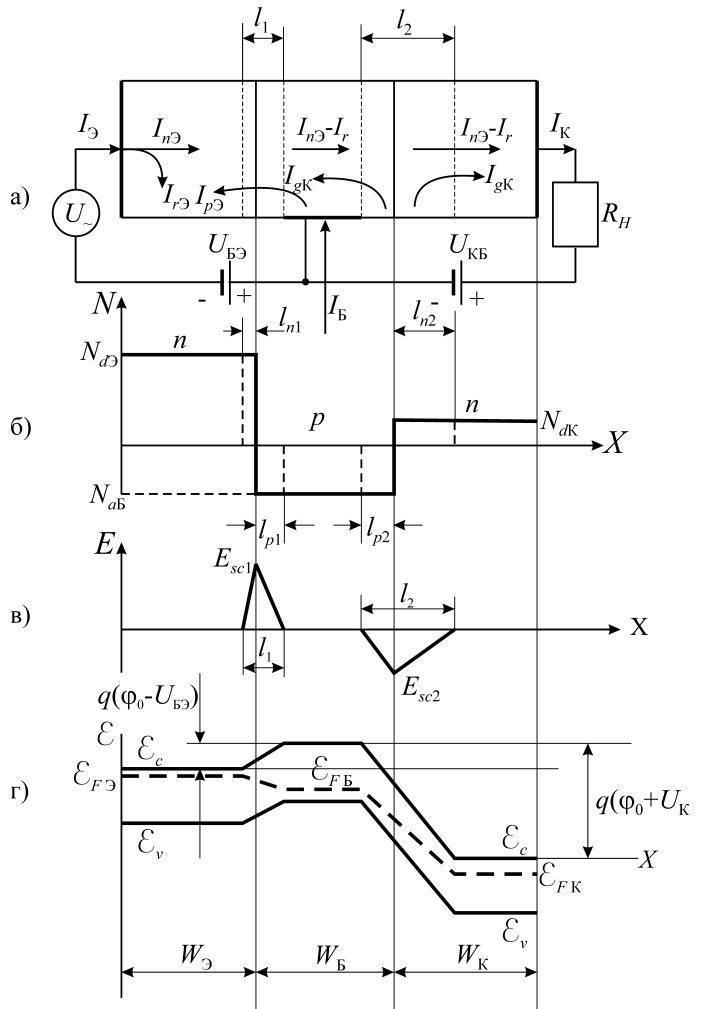


Рис. 3

Характеристики n-p-n БТ:

а) схема построения БТ

б) профиль легирования БТ

в) распределение напряженности электрического поля $E(x)$

г) диаграмма энергетических зон n-p-n БТ; \mathcal{E}_c – дно зоны проводимости; \mathcal{E}_v – потолок валентной зоны; \mathcal{E}_F – уровень Ферми

$$\alpha_0 = I_K / I_{\text{Э}} = \gamma \times \alpha_T = 1 - \frac{I_{\text{Б}}}{|I_{\text{Э}}|} \quad (8)$$

где γ – коэффициент инжекции, α_T – коэффициент прохождения носителей через базу:

$$\alpha_T \approx 1 - \frac{W_{\text{Б}}^2}{2,43 L_{\text{нБ}}^2}. \quad (9)$$

Как следует из (5, 8, 9), для достижения коэффициента передачи тока близкого к единице необходимо создать структуру транзистора с соотношениями $N_{\text{дЭ}}/N_{\text{аб}} \gg 1$ и $L_{\text{нБ}}/W_{\text{Б}} \gg 1$.

Коэффициент усиления в схеме с общим эмиттером связан с коэффициентом усиления в схеме с общей базой соотношением:

$$\beta_0 = \frac{I_K}{I_{\text{Б}}} = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0}. \quad (10)$$

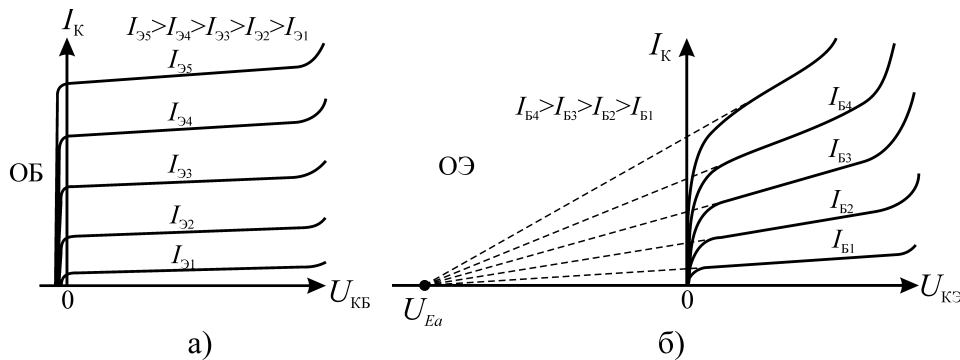


Рис. 4

Входные характеристики *n-p-n* биполярного транзистора:

а) включение в схеме с общей базой (ОБ)

б) включение в схеме с общим эмиттером (ОЭ); $U_{Еа}$ - напряжение Эрли

Для оценки влияния напряжений коллектор-база $U_{\text{КБ}}$, коллектор-эмиттер $U_{\text{КЭ}}$ на усиление биполярного транзистора рассмотрим вольт-амперные характеристики БТ (рис. 4), определяющие зависимости тока коллектора I_K от указанных напряжений. В схеме с общей базой (ОБ) (рис. 4а) ток коллектора определяется, прежде всего, величиной тока эмиттера $I_{\text{Э}}$ ($I_K = \alpha_0 I_{\text{Э}}$), фиксированные значения которого являются параметрами для каждой из кривых семейства. Условие пропорциональности при $\alpha_0 \approx 1$ достаточно хорошо выполняется от области насыщения ($U_{\text{КБ}} < 0$) до области лавинного пробоя перехода коллектор-база при $U_{\text{БК}} = U_{\text{бр}}$. Область характеристик при $U_{\text{КБ}} > 0$ соответствует активному режиму; область характеристик при $U_{\text{КБ}} < 0$ относится к режиму насыщения, где напряжение коллектора становится прямым и с его ростом экспоненциально возрастает ток инжекции, направленный противоположно току коллектора, инжектированного из эмиттера. Поэтому полный ток уменьшается и может даже изменить направление.

В схеме с общим эмиттером (ОЭ) (рис. 4б) вольт-амперные характеристики $I_K(U_{\text{КЭ}})$ при фиксированных величинах тока базы $I_{\text{Б}}$ в значительной степени зависят от эффекта модуляции ширины нейтральной базы $W_{\text{Б}}$ при изменении напряжения коллектор-база (эффект Эрли [9]).

При введении напряжения Эрли $U_{Еа} = \frac{q N_{\text{Б}} W_{\text{Б}}^2}{\epsilon}$ указанные характеристики представлены на

рис. 4б. В высокочастотных транзисторах, в связи с уменьшением $W_{\text{Б}}$, напряжение $U_{Еа}$ становится малым. При этом на пологих участках характеристик, где $U_{\text{КЭ}} > U_{\text{БЭ}}$, ток коллектора заметно увеличивается при увеличении $U_{\text{КЭ}}$ вследствие повышения β . Таким образом, дифференциальное выходное сопротивление транзистора в активном режиме для схемы ОЭ значительно ниже, чем для схемы ОБ. Поскольку β зависит от тока коллектора, а значит и от тока базы, то характеристики неэквидистантны, т.е. при одинаковых изменениях тока базы характеристики располагаются на разных расстояниях друг от друга.

Крутые участки характеристик при малых напряжениях $U_{КЭ}$ соответствуют режиму насыщения. При больших напряжениях $U_{КЭ}$ резкое увеличение тока обусловлено лавинным пробоем. В схеме ОЭ напряжение пробоя $U_{КЭбр}$ значительно ниже, чем в схеме ОБ. Это связано с тем, что при постоянной величине тока базы, дырки, возникающие при ударной ионизации в обедненной области $j=2$, накапливаются в базу, увеличивают ее потенциал, т.е. прямое напряжение на переходе $j=1$. В результате возрастает инжекция электронов в базу из эмиттера, увеличивается ток коллектора, что вызывает возрастание актов ударной ионизации. Таким образом, в схемах ОЭ имеет место внутренняя положительная обратная связь, приводящая к снижению напряжения пробоя $U_{КЭбр}$. В схеме ОБ потенциал базы не изменяется и описанный механизм положительной обратной связи отсутствует. Отношение напряжений пробоя транзистора в схемах с ОЭ и ОБ $U_{КЭбр}(ОЭ)/U_{КЭбр}(ОБ)=1/[1+\beta]^{1/m}$. Здесь $m=3$ для кремния n -типа, $m=5$ для кремния p -типа.

б) Особенности работы биполярного транзистора на высоких частотах

Здесь и в последующем изложении под высокими частотами понимаются такие, для которых период колебаний соизмерим или меньше времени протекания физических процессов в транзисторе. Такое определение охватывает и импульсные сигналы, временные характеристики которых (например, длительность импульса) соизмеримы с временными задержками в транзисторах. Таким образом, понятие "высокие частоты" является относительным, привязанным к инерционным свойствам конкретного транзистора.

На высоких частотах реактивные сопротивления емкостей транзистора соизмеримы с дифференциальными сопротивлениями p - n -переходов $j=1, 2$. В связи с этим параметры, описывающие работу транзисторов при их моделировании (h -параметры, Y -параметры, а также коэффициенты усиления α, β в схемах ОЭ и ОБ) становятся комплексными, зависящими от частоты. В частности, с увеличением частоты увеличиваются модули входной и выходной проводимостей транзистора, увеличивается модуль коэффициента обратной связи по напряжению $h_{12}=U_1/U_2$ при разомкнутом входе по переменной составляющей и т.п.

Частотные зависимости модуля коэффициента передачи тока $|h_{21}| = |I_C/I_E|$ приведены на рис. 5 (логарифмический масштаб) [10]. Из рисунка видно, что, начиная с некоторой частоты f_α для схемы ОБ и f_β для схемы ОЭ величины $|h_{21}|$ заметно уменьшаются, что ограничивает работу транзистора в области высоких частот.

Важнейшей характеристикой транзистора, определяющей его инерционные свойства, является граничная частота коэффициента передачи тока f_T . Она определяется как частота, на которой коэффициент передачи тока (коэффициент усиления по току) равен единице. Эта частота связана со временем запаздывания $\tau_{кэ}$ импульса коллекторного тока по отношению к импульсу тока, введенному в эмиттер соотношением:

$$f_T = 1/(2\pi\tau_{кэ}). \quad (11)$$

Точное определение $\tau_{кэ}$ требует численного расчета. Приведенный ниже приближенный расчет основан на разделении структуры транзистора на несколько областей, соответствующих последовательному продвижению носителей от эмиттера к коллектору. В этом случае время запаздывания

$$\tau_{кэ} = \tau_{Эп} + t_{прБ} + t_{прКп} + \tau_{Кп}, \quad (12)$$

где $\tau_{Эп}$, $\tau_{Кп}$ – постоянные времени эмиттерного и коллекторного переходов; $t_{прБ}$, $t_{прКп}$ – среднее время пролета электронов через базу и коллекторный переход.

Постоянная времени $\tau_{Эп}$ определяет время задержки тока инжекции в эмиттерном переходе и определяется как

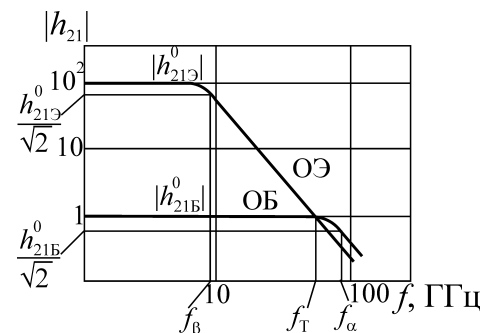


Рис. 5
Частотные зависимости модуля коэффициента передачи $|h_{21}| = |I_C/I_E| = \alpha_0$

$$\tau_{Эп} = r_{Э} C_{Эбар} = \varphi_T C_{Эбар} / I_{Э}. \quad (13)$$

Здесь $C_{Эбар}$ – барьерная емкость перехода эмиттер-база ($j=1$).

Второе слагаемое в (12) отражает время зарядки диффузионной емкости эмиттерного перехода, равное времени пролета электронов от эмиттера к коллектору и определяется соотношением:

$$t_{прБ} = W_B^2 / (2D_n \eta). \quad (14)$$

$\eta = 0,5 \ln(N_{aB1}/N_{aB2}) + 1$ – коэффициент неоднородности легирования базы; N_{aB1} , N_{aB2} – величины концентрации примесей в базе соответственно на границах с областью эмиттера и областью коллектора.

Третье слагаемое в (12), как показывает анализ, определяется соотношением:

$$t_{прКп} = L_{обК} / (2v_s), \quad (15)$$

где $L_{обК}$ – ширина обедненной области коллекторного перехода, в котором электроны движутся в сильном электрическом поле со скоростью насыщения v_s .

Последняя составляющая задержки $\tau_{Кп}$ определяет время перезарядки барьерной емкости коллекторного перехода. При изменении тока коллектора на ΔI_K напряжение на коллекторном переходе изменяется на $\Delta I_K r_K$ (r_K – активное сопротивление области коллектора). Напряжение изменится при перезарядке барьерной емкости коллекторного перехода с постоянной времени

$$\tau_{Кп} = r_K C_{Кбар}. \quad (16)$$

Из приведенных соотношений (11–16) следует, что для повышения граничной частоты надо уменьшать толщину базы W_B и сопротивление r_K , т.е. толщину высокоомной области коллектора, увеличить напряженность электрического поля в базе (т.е. коэффициент η), подвижность носителей в базе и плотность тока. Так как подвижность электронов в несколько раз выше, чем дырок, граничная частота n - p - n транзистора выше, чем p - n - p транзистора при одинаковой толщине базы.

Частотную зависимость коэффициента передачи тока в схеме ОЭ можно представить аппроксимацией:

$$h_{21Э} = h_{21Э}^0 / [1 + j(f/f_\beta)]. \quad (17)$$

Здесь f_β – предельная частота коэффициента передачи в схеме ОЭ. На этой частоте (см. рис. 5) модуль коэффициента передачи уменьшается на 3 дБ по сравнению с его максимальным низкочастотным значением $h_{21Э}^0$. В области частот $f > f_\beta$ зависимость $|h_{21Э}(f)|$ представляется прямой (в логарифмическом масштабе), проходящей через $|h_{21Э}(f)| = 1$ при $f = f_T$. Поскольку на линейном участке зависимости $h_{21Э}(f)$ произведение коэффициента передачи тока на частоту остается постоянным, граничную частоту можно определить, измеряя $|h_{21Э}(f)|$ на любой частоте, соответствующей прямолинейному участку.

На рисунке 6 приведена типичная зависимость граничной частоты от тока эмиттера [10]. В области малых токов, в соответствии с (13), граничная частота увеличивается с увеличением тока, что связано с уменьшением дифференциального сопротивления эмиттерного перехода. В области больших токов увеличивается толщина базы (эффект Кирка) и время пролета электронов через базу, что приводит к уменьшению граничной частоты.

Частотную зависимость коэффициента передачи тока в схеме ОБ также можно представить функцией вида $h_{21Б} = h_{21Б}^0 / [1 + j(f/f_\alpha)]$, где f_α – предельная частота коэффициента передачи тока в схеме ОБ. На этой частоте модуль коэффициента передачи тока уменьшается в $2^{1/2}$ по сравнению с его максимальным низкочастотным значением $h_{21Б}^0$.

Предельная частота в схеме ОБ значительно выше, чем в схеме ОЭ (см рис. 5).

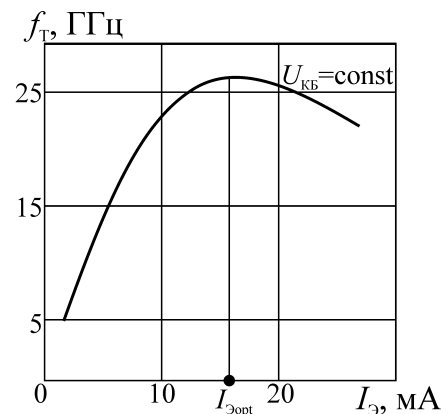


Рис. 6
Зависимость граничной частоты f_T БТ от тока эмиттера $I_{Э}$

Наибольшую частоту, на которой транзистор может работать в схеме автогенератора, называют максимальной частотой генерации f_{\max} . Эта частота определяется выражением:

$$f_{\max} = [f_T / (8\pi r_B' C_{Кбар})]. \quad (18)$$

Цепочка $r_B' C_{Кбар}$ определяет внутреннюю отрицательную обратную связь в транзисторе. Для увеличения частоты f_{\max} нужно уменьшать постоянную времени этой цепочки. Для этого эмиттер выполняется в виде узкой полоски шириной $a_э$ и длиной Z . При сохранении площади эмиттера и увеличении его длины (и протяженности базы) ток эмиттера остается неизменным и постоянная времени $r_B' C_{Кбар}$ не изменяется. В то же время уменьшение ширины эмиттера и базы значительно уменьшает постоянную времени цепочки.

в) Особенности построения СВЧ-биполярных транзисторов

Абсолютное большинство биполярных транзисторов СВЧ строится на основе кремния. Его основным преимуществом перед германием является большая ширина запрещенной зоны (1,12 эВ для кремния, 0,67 эВ для германия). В связи с этим для кремния повышаются максимальная допустимая температура и пробивные напряжения переходов транзистора и, следовательно, реализуются большие уровни выходной мощности. Применение арсенида галлия представляется с первого взгляда перспективным для увеличения быстродействия транзисторов в связи с большой подвижностью электронов в этом материале. Однако время жизни неосновных носителей в GaAs очень мало и в связи с этим диффузионная длина значительно меньше, чем в кремнии. Поэтому оказывается невыполнимым условие $W_B/L_{nB} \ll 1$ – см. (9), что необходимо для достижения высокого токопрохождения через базу.

В подавляющем большинстве случаев биполярные транзисторы имеют структуру типа *n-p-n*, поскольку большая подвижность электронов, чем дырок, в кремнии (1300 и 470 см²/В×с соответственно) обеспечивает меньшее время их дрейфа через базу с дырочной проводимостью, а следовательно большее быстродействие.

Создание эффективных биполярных транзисторов сантиметрового и миллиметрового диапазонов волн потребовало решения большого числа задач, носящих во многом противоречивый характер. Рассмотрим основные проблемы построения СВЧ-биполярных транзисторов.

- Для увеличения выходной мощности транзистора следует увеличивать ток и напряжение коллектора. Увеличение тока реализуется при увеличении поперечного сечения структуры транзистора и, в частности, площади эмиттера $Za_э$ см. (6). При этом, однако, существенно ухудшаются частотные свойства транзистора из-за увеличения емкостей переходов ($j=1, 2$).
- Для увеличения допустимого напряжения на коллекторе следует повысить удельное сопротивление коллекторной области, но при этом возрастает сопротивление r_K , в результате чего снижается КПД коллектора.
- Для увеличения коэффициента усиления в схеме ОЭ и коэффициента передачи тока в схеме ОБ следует уменьшить толщину баз W_B . Но при этом возрастает ее поперечное сопротивление r_B' , т.е. возрастает нежелательная отрицательная обратная связь в транзисторе и снижается напряжение пробоя эмиттерного и коллекторного переходов и, следовательно, снижается выходная мощность.
- Для уменьшения сопротивления активной области базы и увеличения напряжения пробоя необходимо увеличить концентрацию примесей в базе, но при этом возрастают емкости переходов, что ухудшает быстродействие транзистора.
- Для снижения емкости эмиттерного перехода с целью увеличения быстродействия, а также для уменьшения эффекта уменьшения тока на краях эмиттерного перехода эмиттер выполняется в виде узкой полоски (или ряда полосок в многоэмиттерных конструкциях) с уменьшенной шириной $a_э$. При этом усилительные свойства транзистора улучшаются с увеличением отношения периметра эмиттера к площади структуры. Однако при уменьшении ширины эмиттера снижается максимально допустимый ток, и возникают трудности создания надежного контакта с эмиттерным электродом.

Совершенствование биполярного транзистора производилось в течение 2–3 десятилетий путем тщательной отработки оптимальных параметров его структуры, конструкции, и технологии его изготовления. Значительные успехи достигнуты в 90-е годы прошлого столетия на основе создания полупроводниковых структур при использовании технологии "внутреннего самоформирования". Для пояснения принципов построения современных биполярных транзисторов с улучшенными характеристиками в диапазоне СВЧ рассмотрим конструктивные схемы их построения.

На рисунке 7а приведена традиционная схема построения *n-p-n* биполярного эпитаксиально-планарного транзистора. На сильнолегированной подложке 1 *n*⁺-типа сформирован слаболегированный эпитаксиальный слой 2 *n*-типа толщиной $W_{Эп}$. Методом диффузии примесей или ионным легированием созданы области базы 3 *p*-типа и эмиттера 4 *n*⁺-типа. Металлические тонкопленочные слои 5, 6, 7 образуют электроды эмиттера, базы и коллектора соответственно. На поверхности полупроводника расположен тонкий защитный диэлектрический слой двуокиси кремния.

На рисунке 7б приведена конфигурация в плане эмиттерной и базовой областей, а также тонкопленочных проводников 5, 6 (заштрихованы). На рисунке 7в приведены распределения концентраций примесей вдоль продольной оси транзистора.

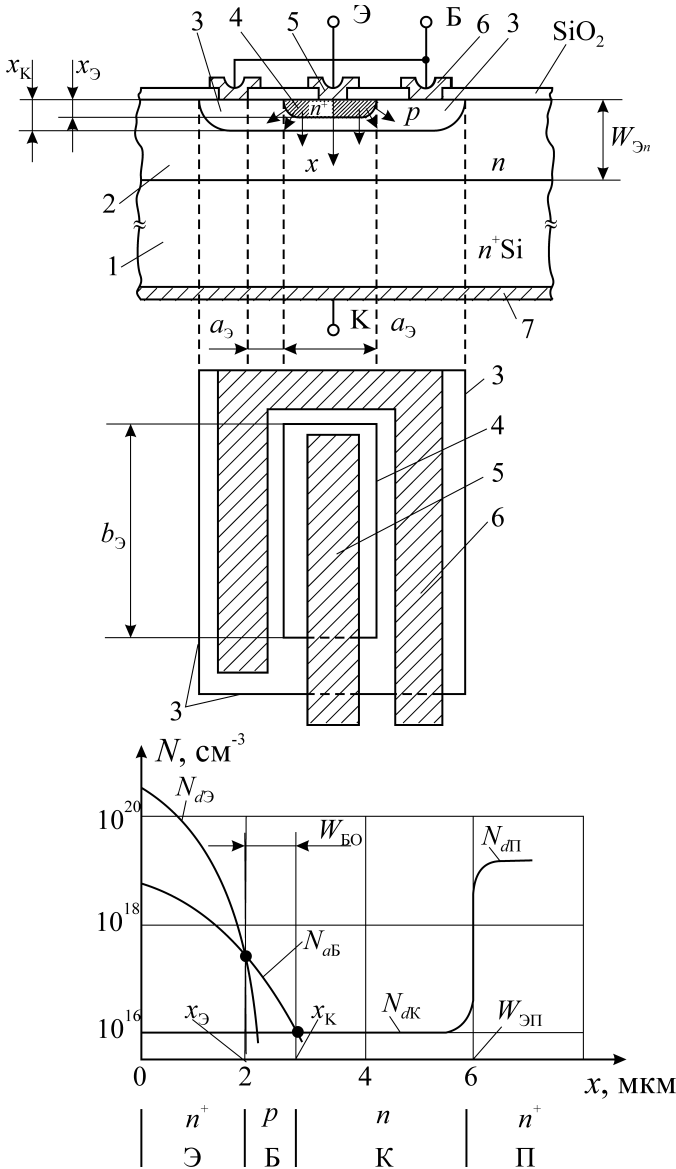


Рис. 7
 а) схема построения *n-p-n* биполярного транзистора;
 б) эмиттерная и базовые области *n-p-n* биполярного транзистора;
 в) распределение концентраций примесей в *n-p-n* биполярном транзисторе.

Обеспечение работоспособности транзистора в коротковолновой части сантиметрового и в миллиметровом диапазонах требует существенного уменьшения его продольных и поперечных размеров. Типичными размерами СВЧ-транзисторов являются: толщина базы $W_Б = x_К - x_Э \leq 0,1 - 0,3$ мкм; ширина эмиттера $a_Э \leq 0,3$ мкм; длина полоски (пальца) эмиттера $b_Э = 20 - 40$ мкм; расстояние от края эмиттера до контакта базы $a_{ЭБ} \approx 0,3 - 0,5$ мкм.

Одной из наиболее сложных задач, решаемых при использовании традиционной технологии производства БТ, является уменьшение размера $a_{ЭБ}$. Уменьшение этого размера существенно увеличивает максимальную рабочую частоту транзистора. Действительно, постоянная времени внутренней отрицательной обратной связи БТ $\tau_К = r_Б C_{Кб\bar{a}р}$ значительно уменьшается при уменьшении $a_{ЭБ}$, так как $r_Б \sim a_{ЭБ}$, $C_{Кб\bar{a}р} \sim a_Э + a_{ЭБ}$.

В БТ, выполненных по традиционной технологии, активные области создаются ионной имплантацией. Внешние контактные области, приводящие к появлению значительных паразитных емкостей и сопротивлений, не могут быть уменьшены из-за реализуемых точностей процессов фотолитографии.

Значительное улучшение параметров БТ достигнуто на основе технологических

процессов внутреннего формирования структур транзисторов (self-aligned transistor structures): самосовмещения, самоформирования. В рамках этих процессов применяются полисиликоновые слои для диффузионного выращивания из них эмиттеров и внешних областей баз транзисторов; полисиликоновые слои при этом остаются на поверхности формируемого транзистора, создавая соответствующие контактные поверхности. Полисиликоновые слои выдерживают высокотемпературные технологические процессы и могут быть окислены и, таким образом, могут быть применены для достижения ряда положительных технических решений. Например, достижимо разделение эмиттерного и базового контактов при помощи диэлектрического изолирующего элемента с толщиной, контролируемой в пределах нескольких десятых долей микрона.

Конструктивная схема построения БТ на основе новых технологических процессов приведена на рисунке 8 [12]. Структура транзистора (рис. 8) ограничена глубокими изолирующими каналами (ИК), проникающими в область основания p . Применение этих изолирующих каналов позволяет значительно повысить плотность монтажа активных элементов в комплексированных устройствах, выполненных на основе интегральной технологии.

Структуры транзисторов, приведенные на рисунках 7, 8, имеют многие идентичные особенности. Обе структуры установлены на n^+ -основаниях, содержат сильнолегированный слой n^+ субколлектора, соединенный с металлическим контактом электрода коллектора, эпитаксиальный слой n , содержащий область коллектора, в котором при дальнейших технологических операциях создаются слои базы и эмиттера.

Технологические процессы построения структуры БТ по схеме рисунка 8 представлены на рисунке 9 [12]. В исходном слое полисилкона p^+ (рисунок 9а) создается методом литографии окно для последующего формирования эмиттера. Размер этого окна равен 1 мкм, а в результате многократных операций формирования изолирующей диэлектрической вставки (рис. 9б–9д) создается эмиттер с окончательным размером 0,35 мкм. Сильно легированная область полисилкона n^+ эмиттера (рис. 9д) может занимать значительно большую область, чем область контакта, что уменьшает последовательное сопротивление. Из рисунков 8, 9 следует, что применение современных технологических процессов изготовления БТ приводит к существенному уменьшению размеров структуры и, в частности, к значительному уменьшению расстояния $a_{ЭБ}$ между базой и эмиттером.

Формирование эмиттера методом силиконовой технологии позволяет заметно увеличить усиление тока и приводит к увеличению граничной частоты транзистора. Принципиальное значение силиконовой технологии связано с уменьшением скорости рекомбинации s_0 на поверхности эмиттера, определенном экспериментально. При контакте эмиттера с металлом в традиционных БТ величина s_0 очень велика и при этом величина тока базы возрастает при уменьшении толщины эмиттера.

г) Результаты разработок биполярных транзисторов

Современная технология производства БТ позволила существенно уменьшить паразитные параметры транзисторов и в результате увеличить их быстродействие и улучшить шумовые характеристики. Граничные частоты f_T, f_{max} лежат в миллиметровом диапазоне волн, и при этом в промышленном производстве $f_T=25$ ГГц, а максимальные достигнутые граничные частоты $f_T=100$ ГГц.

Типичные параметры и характеристики моноструктурных промышленных БТ, выполненных на основе современной технологии, приведены в таблице 1 [13, 14]. В таблице при-

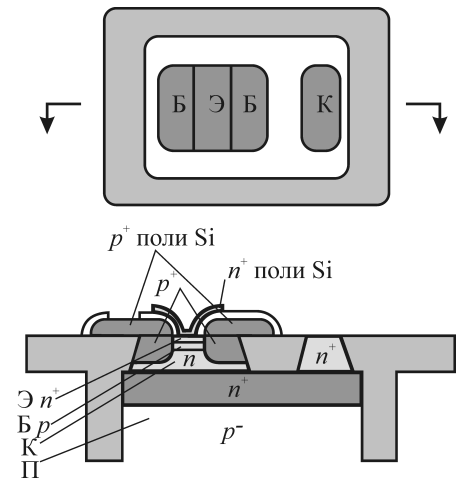


Рис. 8

Конструктивная схема построения биполярного транзистора по технологии самоформирования (self-aligned transistor structure).

ведены максимальные значения β , f_T , f_{\max} , соответствующие приведенным величинам тока коллектора.

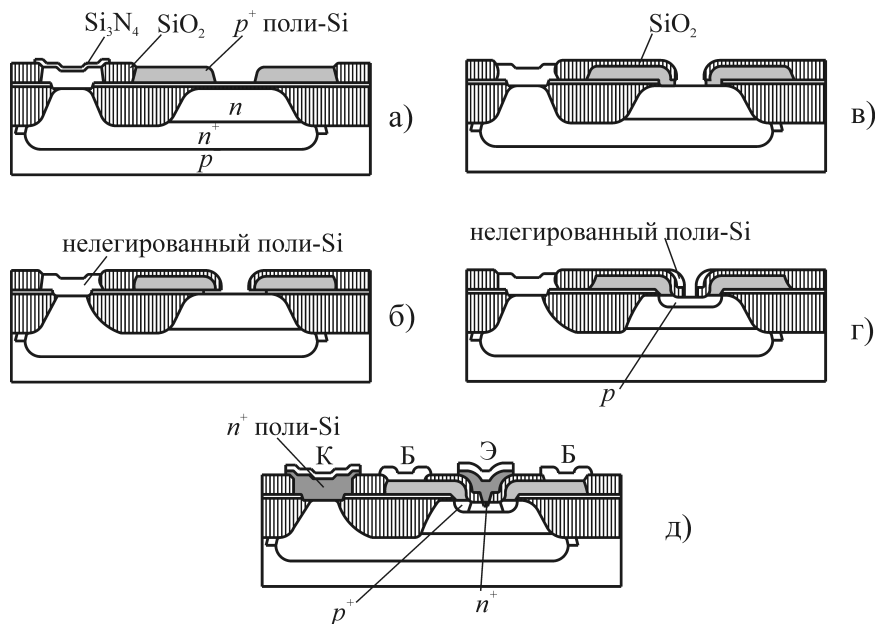


Рис. 9

Технологические процессы построения структуры БТ с рис. 8.

Таблица 1

Размеры эмиттера	$A_{\text{Э}}$	0,6×20 мкм
Ширина разделения эмиттер-база	$a_{\text{ЭБ}}$	0,15 мкм
Усиление по току	β	90
Напряжение пробоя перехода Э-Б	$U_{\text{ЭБбр}}$	2 В ($I=1$ мкА)
Напряжение пробоя перехода К-Б	$U_{\text{КБбр}}$	10 В ($I=1$ мкА)
Напряжение пробоя перехода К-Э	$U_{\text{КЭбр}}$	2,9 В ($I=1$ мкА)
Емкость перехода Э-Б	$C_{\text{ЭБ}}$	81,6 фФ (при нулевом смещении)
Емкость перехода К-Б	$C_{\text{КБ}}$	44,0 фФ (при нулевом смещении)
Емкость перехода коллектор-основание p^-	$C_{\text{КО}}$	91,0 фФ (при нулевом смещении)
Граничная частота передачи тока	f_T	36 ГГц ($V_{\text{БК}}=0$, $I_{\text{К}}=10,5$ мА)
Максимальная частота генерации	f_{\max}	38 ГГц ($V_{\text{БК}}=0$, $I_{\text{К}}=10,5$ мА)
Полное сопротивление базы	$r_{\text{Б}}$	23 Ом ($V_{\text{БК}}=0$, $I_{\text{К}}=10,5$ мА)

На основе транзисторов с параметрами, приведенными в таблице 1 (промышленные транзисторы фирмы Сименс В6НФ $f_T=25$ ГГц), созданы основные компоненты коммуникационных систем со скоростями передачи информации 10 Гб/с при максимальных достижимых скоростях 30 Гб/с. Лабораторные образцы транзисторов имеют граничные частоты $f_T=50$ ГГц. С использованием этих транзисторов созданы мультиплексоры со скоростями 50 Гб/с [15], входные усилители со временем запаздывания 12 пс и т.д.

1.1.2 Гетеро-биполярные транзисторы (биполярные транзисторы на основе гетеропереходов)

Широко применяемые биполярные транзисторы (БТ) построены на единственном полупроводниковом материале, прежде всего кремнии. БТ на основе кремния являются значительно более инерционными транзисторами, чем полевые транзисторы на основе GaAs, InP (GaAs FET, InP PHEMT). Максимально достижимые частоты эффективных БТ лежат в области Ка-диапазона (28–40 ГГц).

Биполярные транзисторы на основе гетеропереходов (ГБТ, в англоязычной литературе HBT) основаны на применении различных полупроводниковых материалов в эмиттере, базе и коллекторе. Принципиальной особенностью ГБТ является применение в эмиттере материала с более широкой

запрещенной зоной, чем в базе. Смысл такого решения понятен из рассмотрения энергетической диаграммы перехода эмиттер-база (см. рисунок 10). Приведенная энергетическая диаграмма предполагает отсутствие зарядов на границе раздела между полупроводниками. Это означает, что постоянные решетки материалов 1, 2 мало отличаются друг от друга. Это условие должно соблюдаться в широком интервале температур, что означает примерное равенство коэффициентов расширения рассматриваемых материалов.

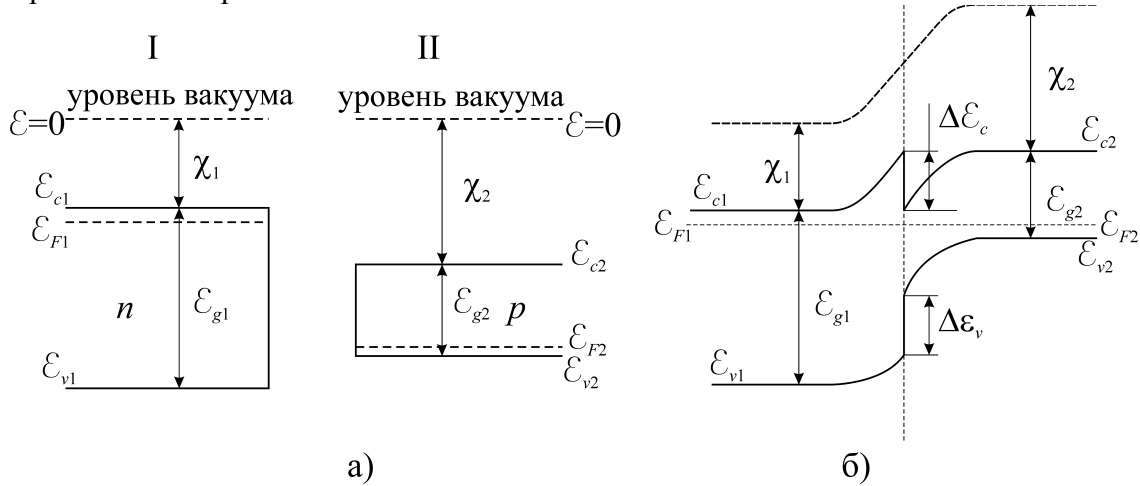


Рис. 10
Энергетическая диаграмма гетероперехода эмиттер-база в гетеро-биполярном транзисторе.

На рисунке 10а представлены исходные структуры материалов эмиттера I и базы II. На этом рисунке применен эмиттер *n*-типа, а база *p*-типа. Такое легирование наиболее целесообразно для работы в диапазоне СВЧ, поскольку эффективность транзистора зависит от подвижности неосновных носителей в области базы, а электроны, диффундирующие в базу из эмиттера, характеризуются большей подвижностью и соответственно большим, чем дырки коэффициентом диффузии. Когда полупроводники I и II приводятся в контакт (см. рис. 10б), основные подвижные носители в полупроводниках 1 и 2 (электроны – *n* и дырки – *p* соответственно) диффундируют: из 1 в 2-электроны и из 2 в I-дырки. Этот процесс продолжается до тех пор, пока не сравняются уровни Ферми ϵ_{F1} и ϵ_{F2} и не наступит равновесное состояние. На рисунке 10 приняты следующие обозначения: пунктирная линия $\epsilon=0$ – нулевой уровень, соответствующий вакууму; $\epsilon_{c1,2}$ – нижние уровни зон проводимости; $\epsilon_{v1,2}$ – верхние уровни валентных зон; $\epsilon_{g1,2}$ – ширина запрещенной зоны; $\chi_{1,2}$ – энергия электронного сродства, необходимая для перевода электрона со дна уровня проводимости на уровень вакуума; $\epsilon_{F1,2}$ – уровни Ферми в полупроводниках 1, 2. Параметры энергетической диаграммы (рис. 10б) определяются соотношениями:

$$\Delta\epsilon_c = \chi_2 - \chi_1, \tag{19a}$$

$$\Delta\epsilon_v = (\epsilon_{g1} - \epsilon_{g2}) - (\chi_2 - \chi_1) \tag{19b}$$

Принципиальной особенностью ГБТ является то, что широкозонный эмиттер создает дополнительный барьер для обратной инжекции из базы в эмиттер $\Delta\epsilon = \Delta\epsilon_c + \Delta\epsilon_v = \epsilon_{g1} - \epsilon_{g2}$.

Введение в структуру транзистора гетероперехода эмиттер-база с широкозонным полупроводником в области эмиттера позволяет на порядок увеличить максимальную рабочую частоту ГБТ по сравнению с обычным биполярным транзистором, что объясняется следующим образом.

В обычных биполярных транзисторах высокие энергетические параметры достигаются следующими путями.

- Применением профиля легирования полупроводниковых слоев эмиттера, базы и коллектора $N_{dэ} \gg N_{аб} \gg N_{ак}$. Так, типичные концентрации примесей в кремниевых биполярных транзисторах $N_{dэ} = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $N_{аб} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_{ак} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$.
- Выбором полупроводникового материала транзистора, при котором выполняется условие $W_B \ll L_n$.

– Уменьшением толщины базы W_B , что ограничено в связи с увеличением омического сопротивления базы, величина которого уже достаточно велика из-за малой концентрации N_{aB} .

Принятые решения в БТ приводят к значительному уменьшению быстродействия и достижению максимальных рабочих частот диапазоном Ка. Это связано со значительным увеличением емкости и сопротивления в цепи Э-Б из-за малой концентрации примесей в базе и большой концентрации примесей в эмиттере.

Введение в НВТ широкозонного полупроводника в эмиттере устраняет обратно инжектированный ток из базы в эмиттер благодаря возникновению дополнительного энергетического барьера $\Delta\mathcal{E}=\mathcal{E}_{g1}-\mathcal{E}_{g2}$. Профиль легирования в связи с этим может быть оптимизирован из соображений быстродействия транзистора, без учета жестких требований к уменьшению обратной инжекции. Эта особенность применения широкозонного материала в эмиттере была высказана еще Шокли в его патенте 1948 г. Энергетические зазоры запрещенных зон \mathcal{E}_{g1} , \mathcal{E}_{g2} в гетеропереходе Э-Б выбираются при этом независимо от степени легирования областей эмиттера и базы. Это позволяет создавать ГБТ с высокой концентрацией примесей в базе и уменьшенной концентрацией в эмиттере. Для уменьшения емкости в цепи коллектора концентрация примесей в нем также снижается. Поэтому по сравнению со стандартным биполярным транзистором ГБТ имеет уменьшенное сопротивление базы, уменьшенную величину емкости обедненных областей эмиттера и коллектора, что, в конечном итоге, приводит к значительному увеличению граничной частоты f_T .

Хотя преимущества в применении широкозонных полупроводников для эмиттера известны с 1948 года, принципы построения современных ГБТ предложены Кромер'ом в 1957 г. [16]. Существенные достижения и реализация предсказанных характеристик НВТ относятся к семидесятым годам [17, 18] на основе применения полупроводников типа AlGaAs/GaAs. Тем не менее, основные результаты в создании современных ГБТ оказались возможными только на основе молекулярно-лучевой эпитаксии [19]. К началу 90-х годов были достигнуты максимальные частоты усиления тока в ГБТ транзисторах $f_T=200$ ГГц. В настоящее время величины f_T достигают 300 ГГц.

В последние 10–15 лет проводятся интенсивные работы по созданию ГБТ на основе Si/SiGe и GaInP/GaAs. [19], [20].

В кремниевых ГБТ SiGe применяется как материал базы транзистора; поскольку SiGe имеет более узкую запрещенную зону, оказывается возможным применить Si, как материал эмиттера с широкой зоной. Несомненным преимуществом Si/SiGe ГБТ является то, что они превосходят обычные Si ГБТ по быстродействию, возможности работы в миллиметровом диапазоне и производство их базируется на отработанной кремниевой технологии; в связи с этим предполагается их более низкая стоимость, чем других СВЧ-транзисторов, выполненных на основе материалов InP, GaAs. Приборы этого класса активно разрабатываются в настоящее время.

ГБТ на основе GaInP/GaAs в соответствии с известными теоретическими и экспериментальными работами характеризуются более низким уровнем шума, чем полевые транзисторы GaAs и InP НЕМТ и обеспечивают лучшую линейность характеристики $P_{out}(P_{in})$ [21]. Транзисторы этого класса широко исследуются ведущими фирмами с целью оптимизации их структур и увеличения их надежности. По энергетическим характеристикам эти ГБТ уступают полевым транзисторам НЕМТ в миллиметровом диапазоне волн. Но благодаря высокой линейности и малым шумам InP ГБТ во многих разработках приборов миллиметрового диапазона уже в настоящее время заменяют GaAs и InP НЕМТs.

Наиболее широко распространены и применяются в настоящее время AlGaAs/GaAs ГБТ [22]. AlGaAs является широкозонным материалом эмиттера. Промышленный выпуск этих транзисторов в 1999 году составлял 20 млн. в год.

Разработка, промышленный выпуск биполярных транзисторов с гетеропереходами привели к существенному улучшению энергетических, диапазонных и спектральных характери-

стик усилителей мощности, приемопередающих устройств СВЧ. Приведем основные результаты выполненных работ по созданию ГБТ, опубликованные в литературе.

Известные достигнутые результаты по уровням КПД (по добавленной мощности) η_{ad} для транзисторов различных классов, ГБТ, GaAs FET, pHEMT, InP HEMT, metamorphic HEMT (mHEMT), в широком диапазоне частот приведены на рисунке 2. Различные классы транзисторов отмечены на этом рисунке значками с разной геометрией. Рядом со значками для ГБТ приведены достигнутые уровни непрерывной мощности и цифры, соответствующие номеру литературного источника.

Можно видеть, что по величинам η_{ad} в сантиметровом диапазоне волн ГБТ превосходят транзисторы других классов. Действительно, $\eta_{ad}=50\text{--}80\%$ для ГБТ и менее $30\text{--}45\%$ для GaAs полевых транзисторов на частотах $f < 20$ ГГц. В диапазоне миллиметровых волн ГБТ по уровням КПД и мощности значительно уступают pHEMT, InP HEMT. Большинство приведенных на рис. 2 результатов относятся к ГБТ на основе AlGaAs/GaAs. Транзисторы на основе GaInP/GaAs также относятся к приборам с высокими величинами $\eta_{ad}=45\text{--}65\%$ в сантиметровом диапазоне волн. Транзисторы на основе Si/SiGe характеризуются в настоящее время меньшими энергетическими параметрами.

КПД ГБТ существенно зависит от режима работы транзистора. В режиме А, соответствующем работе без отсечек тока при наибольшей линейности, КПД минимален. При переходе к режиму АВ и С КПД значительно возрастает, принимая наибольшие значения в режиме С. На рисунке 2 переход из режима АВ к режиму С иллюстрируется увеличением КПД ГБТ на частоте 6 ГГц примерно на 10%, достигая наибольшего известного в литературе для СВЧ-транзисторов $\eta_{ad} > 80\%$ [22]. В этом режиме, однако, возрастает нелинейность усиления – вторая гармоника увеличивается на 7 дБ. В связи с приведенными на рисунке 2 результатами, из которых следует значительное превышение КПД биполярных транзисторов с гетеропереходами над КПД полевых транзисторов в длинноволновой части сантиметрового диапазона, необходимо отметить следующее: данные для ГБТ взяты из журнальных статей, а данные для полевых транзисторов характеризуют уровень промышленного производства фирм Fujitsu [23] и Mitsubishi [24]. Можно, однако, утверждать, что в области частот $f < 20$ ГГц рассматриваемые транзисторы ГБТ характеризуются высокими энергетическими параметрами.

Важным и общепризнанным преимуществом ГБТ является существенно более низкий уровень их шума. Это обстоятельство приводит к тому, что в ряде применений в миллиметровом диапазоне, где наиболее важным параметром является уровень шума, а не мощность, ГБТ находят применение вместо pHEMT и InP HEMT [25]. В [26] приводятся данные о достигнутых уровнях спектральной плотности мощности фазового шума W_ϕ гетеродина на GaAs FET и AlGaAs/GaAs HBT на частоте 6 ГГц при отстройке от несущей частоты на F – см. таблицу 2.

Таблица 2

Отстройка от несущей F [кГц]	1 кГц	10 кГц	100 кГц	1 МГц
W_ϕ GaAs FET дБ/Гц/ F	-28	-63	-83	-108
W_ϕ AlGaAs/GaAs ГБТ дБ/Гц/ F	-43	-73	-98	-118

Производство гетеро-биполярных транзисторов не требует реализации субмикронных размеров, применения ряда сложных технологических процессов, таких, как электронная литография. ГБТ, особенно на основе Si/SiGe, InGaAs/GaAs, разрабатываются сравнительно недавно, в последние 10 лет. Однако уже на этом этапе ГБТ заметно дешевле, чем полевые транзисторы при идентичных диапазонных и энергетических характеристиках. Это несомненное преимущество ГБТ во многих применениях.

1.2 Полевые транзисторы

Полевые транзисторы завоевывают ведущее место, как источники электромагнитных колебаний в автогенераторах, широкодиапазонных и малощумящих усилителях сантиметрового и миллиметрового диапазонов волн. Достигнутые к 2000 году уровни непрерывной мощности различных электронных приборов, в том числе и полевых транзисторов, представлены на рисунке 1. Можно видеть, что выходные мощности полевых транзисторов на частотах, меньших 30 ГГц, существенно выше, чем у ЛПД, а в диапазоне 30–100 ГГц достигнутые средние мощности ПТ и ЛПД практически одинаковы. Следует иметь в виду, что уровни мощности, приведенные на рисунке 1, относятся к одиночным полупроводниковым приборам. Активно разрабатываемые и уже разработанные методы суммирования мощностей транзисторов позволяют значительно увеличить достижимые уровни мощности.

Построение эффективных транзисторов СВЧ оказалось возможным благодаря развитию новых технологических процессов и соответствующего технологического оборудования – созданию и внедрению высокоточных технологических процессов, таких как рентгеновская, электронно-лучевая и ионно-лучевая литография, молекулярно-лучевая эпитаксия (МВЕ), эпитаксия на основе осаждения из парогазовой фазы с металло-органическим катализатором (OMCVD – organic-metallic chemical vapor deposition), плазмохимические и ионные методы травления и др.

Первые идеи по созданию полупроводниковых приборов, аналогичных вакуумным триодам по характеристикам управления выходной мощностью и по величинам импедансов на входе и выходе прибора, относятся к 1931–33 годам [1, 2]. Идея, приведенная в этих работах, базировалась на создании конденсатора с управляющими электродами, между которыми устанавливается полупроводниковая пластина. Боковые торцы этой пластины также соединены с электродами (исток и сток), создающими ток вдоль полупроводниковой пластины при подведении соответствующего напряжения. При изменении напряжения на управляющем электроде (затворе) должно изменяться сопротивление продольного канала, по которому протекает ток, и, соответственно, изменяться уровень выходного сигнала. Идея очень простая. Но, в описанном виде она не работала. Причиной являлись поверхностные уровни на полупроводниковой пластине, захватывающие электроны, как только они появлялись на поверхности полупроводника. Потребовались два десятилетия, прежде чем были найдены решения по реализации полевого транзистора.

Решение было предложено Шокли в 1952 году [40, 41]. Он предложил в тонком слое полупроводника n -типа создать у поверхности p - n -переход с сильно легированной p^+ -областью. Проводящий канал транзистора располагается при этом под p - n -переходом в n -области и его сопротивление регулируется управляющим напряжением на электроде (затворе) p^+ -области. Таким образом, проводящий канал оказался удаленным от поверхности, и трудности, связанные с поверхностными уровнями, были устранены. Приборы этого класса получили название транзисторов с p - n -переходом (П ПТ, Junction FET-J FET).

Следующим важным шагом в развитии транзисторов СВЧ явилось создание и промышленный выпуск в начале 60-х годов МДП ПТ – металл-диэлектрик-полупроводник ПТ (MISFET – Metal-Insulator-Semiconductor FET). Полупроводниковым материалом, с которым были достигнуты первые успехи, явился кремний, а диэлектриком – двуокись кремния; транзисторы этой группы на основе кремния носят название МОП ПТ (металл-окисел-полупроводник ПТ). В англоязычной литературе эти транзисторы получили название MOS FET (metal-oxide-silicon FET); при проводимости затвора n -типа – NMOS FET. В МОП ПТ на поверхности кремниевой пластины расположен тонкий слой двуокиси кремния (SiO_2), на поверхности окиси кремния расположен управляющий электрод (затвор), а проводящий управляемый канал расположен под слоем окисла. Таким образом, поверхностные уровни оказываются удаленными от проводящего канала. Рабочие частоты JFET, MOSFET лежат, в основном, в области единиц ГГц. Значительная инерционность этих транзисторов связана, во-первых, с малыми скоростями носителей в токопроводящем канале, выполненном на основе Ge, Si, и во-вторых, со значительным временем перезарядки емкости затвора.

МДП ПТ получили в 1989 году новый толчок в развитии благодаря применению слоя AlGaAs в качестве изолятора на поверхности канала из InGaAs (на полупроводнике GaAs) [42]. По энергетическим параметрам и быстродействию такие полевые транзисторы, относящиеся к приборам с гетеропереходами (HFET) приближаются к наиболее эффективным в настоящее время – так называемым псевдоморфным транзисторам с высокой подвижностью электронов (Pseudomorphic High Electron Mobility Transistors – PHEMT) и отличаются от PHEMT только тем, что слой AlGaAs остается нелегированным.

Дальнейшее развитие транзисторной электроники было связано с увеличением быстродействия, созданием эффективных полевых транзисторов в коротковолновой части сантиметрового диапазона и в миллиметровом диапазоне. Прорывом в этом направлении явилось создание в начале 70-х годов GaAs полевых транзисторов с затвором Шоттки – ПТШ (MES FET – metal-semiconductor field effect transistor) [12]. Применение затвора Шоттки позволило значительно понизить его постоянную времени τ_z благодаря отсутствию в нем неосновных носителей и устранению диэлектрика из области затвора. Применение в ПТШ GaAs эпитаксиальных пленок позволило уменьшить время пролета носителей через токопроводящий канал $\tau_{пр}$ благодаря увеличению скорости насыщения носителей до 2×10^7 см/с (вместо $0,8 \times 10^7$ – в кремнии и $0,6 \times 10^7$ – в германии). Уже в 70-х годах при использовании GaAs ПТШ были достигнуты максимальные рабочие частоты $f_{max} \geq 30$ ГГц. В настоящее время рабочие частоты этих транзисторов достигают 50–70 ГГц; уровни максимальной мощности в непрерывном режиме превышают 15 Вт на частотах $f < 10$ ГГц и единицы Ватт в коротковолновой части сантиметрового диапазона.

В последние 15–20 лет наиболее активно разрабатываются транзисторы с гетероструктурными переходами (HFET – Heterojunction Field Effect Transistors). Первое сообщение о действующем макете HFET появилось в 1981 г. [43]. Однако история создания HFET относится к значительно более раннему периоду. Приборы с гетеропереходами впервые предложил W.Shockley [44]. В 1969 году L.Esaki и R.Tsu обнаружили, что подвижность электронов вблизи интерфейс-поверхности между двумя полупроводниками с различными по ширине зонами значительно возрастает. Объяснение этого явления было дано в 1984 году [45] и сводилось оно к следующему. Вблизи интерфейс-поверхности в зоне проводимости полупроводника с более узкой энергетической зоной возникает потенциальная яма, в которой аккумулируются электроны; в результате образуется слой зарядов, толщина которого составляет примерно 100 ангстрем. Эта толщина много меньше длины волны де Бройля. Поэтому электроны квантуются в двумерный электронный газ (2DEG – 2-dimension electron gas), ограниченный очень малым расстоянием в направлении перпендикулярном к поверхности. Физическое отделение электронов от доноров уменьшает рассеяние на примесях и поэтому увеличивает скорость электронов под воздействием электрического поля. Этот двумерный электронный газ используется в HFET как активный канал и может модулироваться полем на затворе.

Транзисторы с гетеропереходами по безынерционности превосходят ПТШ и все другие типы полевых транзисторов. На основе гетеропереходов созданы, активно разрабатываются и уже выпускаются промышленностью новые классы полевых транзисторов (HEMT, PHEMT и др.).

Так же, как и для биполярных транзисторов, работоспособность полевого транзистора (ПТ) при увеличении частоты определяется его граничной частотой f_T . Стремление увеличить быстродействие полевых транзисторов и продвинуться в коротковолновую часть миллиметрового диапазона волн определяло направления совершенствования и создания новых технологических процессов. В результате были найдены пути увеличения f_T до 100–300 ГГц. Одним из важнейших факторов, определивших такое увеличение f_T , явилось уменьшение поперечных и продольных размеров основных элементов в конструкции: длины затвора, глубины перехода, толщины оксидной пленки (в МДП ПТ).

На рисунке 11а^{*)}, приведены темпы уменьшения указанных размеров полевых транзисторов в период с 1960 по 2000 годы. С начала 60 годов ежегодное уменьшение размеров основных эле-

^{*)} Зависимости на рисунках 11а, 11б заимствованы из [12].

ментов ПТ составляло 13%. При этом соответственно увеличивалась f_T в зависимости от длины затвора L_3 для разных классов ПТ (см. рис. 11б). Этот рисунок характеризует также разные классы ПТ с точки зрения их быстродействия. Можно видеть, что наиболее быстродействующими являются гетероструктурные ПТ; при длине затвора $L_3=0,1$ мкм их граничная частота $f_T=200-300$ ГГц. Наиболее инерционными ПТ являются NMOS FET, для которых при $L_3=0,1$ мкм $f_T=50$ ГГц. Для PMOS FET величины f_T значительно ниже, так как подвижности дырок меньше, чем электронов. При одинаковых длинах затворов величины f_T для MES FET и MOD FET (HEMT) на основе AlGaAs/GaAs и AlInAs/GaInAs в 3–8 раз выше, чем для NMOS FET благодаря большим подвижностям и скоростям электронов. Создание современных быстродействующих транзисторов потребовало внедрения высокоточных технологических процессов, разработки новых полупроводниковых материалов, решения многих проблем построения сложных полупроводниковых структур.

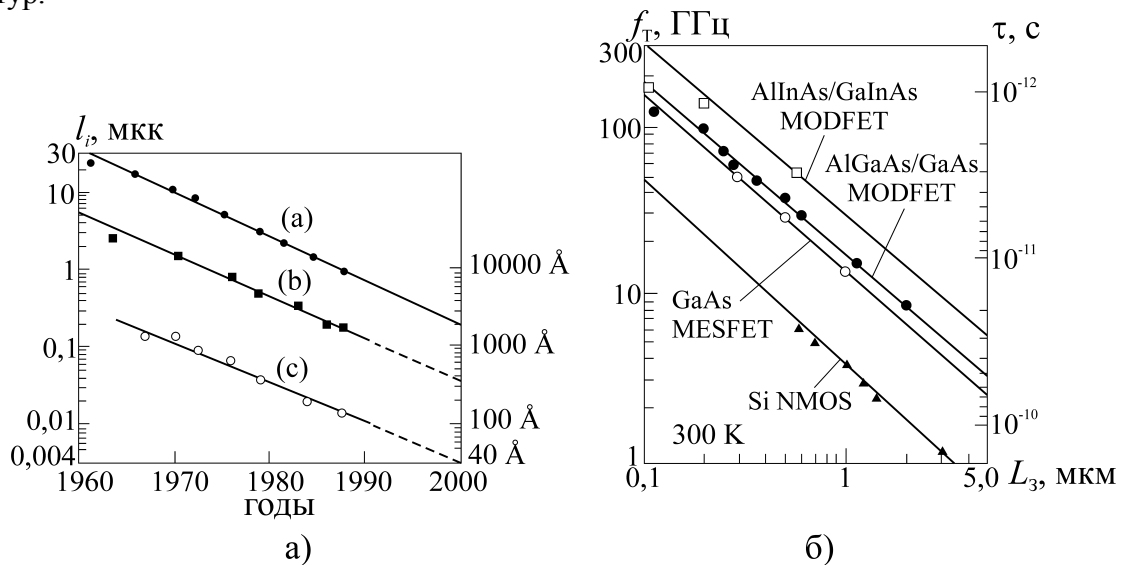


Рис. 11

а) Изменение длины затвора L_3 , глубины p-n перехода h_{p-n} , толщины оксидной пленки δ_0 в МДПТ в период с 1960 по 2000 годы: (а) минимальная характеристика длины, (б) глубина перехода, (с) толщина оксидной пленки.

б) Зависимость граничной частоты f_T полевых транзисторов разных классов от длины затвора L_3

В данном разделе рассматриваются основные особенности и проблемы построения гомоструктурных (изготовленных из однородного по составу полупроводника) и гетероструктурных полевых транзисторов ГПТ (HFET) и их достижимые характеристики в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн. Приводятся результаты теоретического рассмотрения перспективных полевых транзисторов на широкозонных полупроводниковых материалах.

1.2.1 Гомоструктурные полевые транзисторы. Структуры, режимы, основные соотношения для полевых транзисторов

Принцип действия полевого транзистора основан на управлении проводимостью промежутка, расположенного между двумя электродами транзистора (истоком и стоком), при помощи специального (управляющего) электрода (затвора), на который подается управляющее напряжение. Отличительной особенностью полевого транзистора является то, что основной управляемый поток зарядов – это основные носители в области токопроводящего канала. В биполярных транзисторах управляется поток неосновных носителей.

Известные гомоструктурные полевые транзисторы (ПТ), широко применяемые в аппаратуре различного функционального назначения можно разделить на следующие основные группы, различающиеся, прежде всего принципами построения управляющего электрода и токопроводящего канала в объеме полупроводника:

- Транзисторы типа МДП, MOS FET со встроенным каналом – затвор в виде структуры металл-диэлектрик-полупроводник; полупроводник под всеми электродами имеет один и тот же тип проводимости; в транзисторах с n -каналом под истоком и стоком проводимость n^+ , под затвором n -типа; n -канал формируется на подложке p -типа (рис. 12а). Преимущественно применяется Si.
- Транзисторы типа МДП с индуцированным каналом – затвор в виде структуры металл-диэлектрик-полупроводник; тип проводимости полупроводника под истоком и стоком n^+ , под затвором p -типа; токопроводящий канал формируется на подложке p -типа (рис. 12б).
- Транзисторы типа МЭП ПТ, MES FET – электроды истока, стока и затвора на основе контактов металл-полупроводник (переходы Шоттки); тип проводимости под электродами один и тот же; полупроводник токопроводящего канала формируется на полуизолирующей подложке (рис. 12в). В большинстве действующих приборов применяется GaAs n -типа.
- Транзисторы типа П ПТ, J FET – затвор в виде перехода p^+-n , на поверхности p^+ которого формируется металлический контакт. Токопроводящий канал n -типа; под электродами исток и сток полупроводник с проводимостью n^+ (рис. 12г).

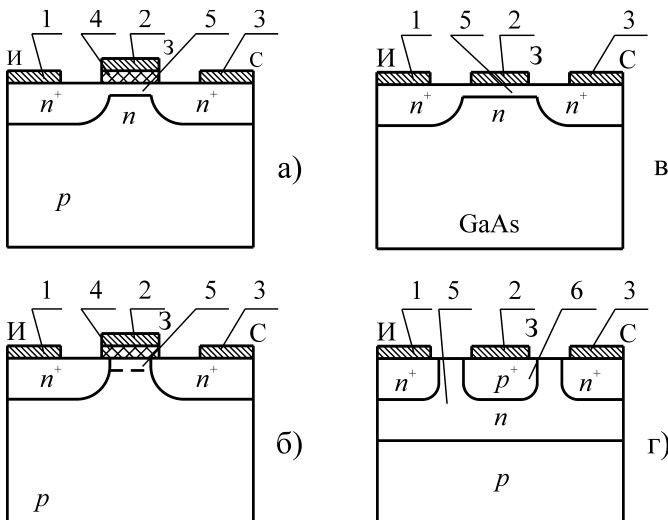


Рис. 12

Схемы построения гомоструктурных полевых транзисторов:

- в) а) МДППТ со встроенным каналом;
 б) МДППТ с индуцированным каналом;
 в) МДППТ на основе контакта металл-полупроводник;
 г) ППТ – затвор в виде перехода p^+-n :
 1, 2, 3 – металлические электроды истока, затвора, стока соответственно,
 4 – слой диэлектрика, 5 – проводящий канал с управляемой проводимостью,
 6 – p^+ слой управляющего p - n -перехода

Рассмотрим особенности построения и основные характеристики приведенных групп транзисторов.

1. МДП ПТ, МОП ПТ (металл-окисел-полупроводник), см. рис. 12а, впервые созданы 1960 году с диапазоном рабочих частот доли–единицы ГГц. В процессе развития технологии производства МДП ПТ их размеры уменьшались до долей микрона, а граничные частоты увеличивались до десятков ГГц (см. рисунки 11а, 11б). N -канальные транзисторы (НМДП ПТ) менее инерционны, чем P -канальные (РМДП ПТ) из-за большей скорости электронов. В связи с этим НМДП ПТ находят наибольшее применение. РМДП ПТ находят применение при создании компланарных транзисторов (CMOS), представляющих собой соединение N и P -канальных транзисторов, расположенных на одном чипе. Такие транзисторы характеризуются очень малым током потребления (суммарный ток проходит только при изменении напряжений на электродах) и в связи с этим находят применение в больших интегральных схемах, например, при создании миниатюрных приемопередающих устройств на одном чипе.

Особенности построения и принципы действия МДП ПТ являются во многом общими для транзисторов всех указанных выше групп и в связи с этим в этом разделе они рассматриваются более детально.

Структура n -канального МДП ПТ представлена на рисунке 13. Транзистор создается на слаболегированной кремниевой подложке p -типа 1 с концентрацией акцепторов 10^{15} см^{-3} . У поверхности подложки ионным имплантированием или диффузией создаются сильнолегирован-

ные n^+ -области истока 3 и стока 4 с концентрацией $N_d \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$. На поверхности полупроводника создан тонкий слой двуокиси кремния 5 толщиной $d_d = 0,05-0,1 \text{ мкм}$. Контакты с электродами транзистора истоком, стоком и затвором выполнены нанесением металлических пленок 6, 7, 8 соответственно. В приповерхностном слое 9 толщиной около $0,1 \text{ мкм}$ методом ионного легирования вводят примеси, тип и концентрация которых определяют значение и знак порогового напряжения $U_{\text{пор}}$.

Принципы действия МДП ПТ основаны на физических закономерностях, характеризующих работу перехода металл-диэлектрик-полупроводник [10]. В зависимости от величины и направления приложенного напряжения затвора, а, следовательно, и электрического поля в приповерхностном слое полупроводника возможны три режима: обеднения, инверсии и обогащения.

Режиму обеднения соответствует увеличение концентрации неосновных носителей (электронов) в приповерхностном слое с концентрацией $n_p < N_a$, где N_a – концентрация акцепторов. Для структуры рис. 13 этот режим имеет место при положительном напряжении на затворе, меньшем порогового значения $U_{\text{пор}}$, определяемого из условия $n_p = N_a$.

Режиму инверсии соответствует такое состояние приповерхностного слоя, при котором концентрация неосновных носителей превышает концентрацию акцепторов в этом слое, т.е. $n_p > N_a$. Тонкий проводящий слой 1 n -типа с высокой концентрацией электронов называется инверсным, так как его тип проводимости противоположен типу проводимости подложки (см. рис. 14а). Распределение концентраций электронов и дырок в полупроводнике в инверсном режиме представлены на рисунке 14б. Плотность объемного заряда в инверсном слое $\lambda(x) = -q[n(x) + N_a]$, где $n(x) = n_{p0} \exp(-\phi(x)/\phi_T)$ – распределение плотности неосновных носителей, n_{p0} – равновесное значение концентрации неосновных носителей в полупроводнике с концентрацией акцепторных примесей N_a , $\phi_T = kT/q$. В результате решения уравнения Пуассона для инверсной области полупроводника можно показать, что напряженность электрического поля в этом слое резко уменьшается при удалении от поверхности. Вблизи поверхности при разности потенциалов на поверхности и на расстоянии x от нее $\phi_{\text{пов}} - \phi(x) \ll \phi_T$ $\mathcal{E}(x) = \mathcal{E}_{\text{пов}} \exp(-x/L_d)$, где расстояние

$$L_d = [\epsilon_0 \epsilon_n \phi_T / (q N_a)]^{1/2}, \tag{20}$$

– дебаевская длина экранирования. При увеличении напряженности внешнего электрического поля растет напряженность в инверсном слое 1, а за его пределами, т.е. в обедненном слое 2 напряженность поля почти не изменяется (стабилизируется). В этом проявляется экранирующее действие инверсного слоя (см. рис. 14в). Инверсионный режим иллюстрируется энергетической диаграммой приповерхностного слоя полупроводника – рис. 14г. У поверхности полупроводника уровень Ферми \mathcal{E}_F расположен выше середины запрещенной зоны, что соответствует условию инверсионного режима.

Режим обогащения возникает при изменении полярности напряжения на затворе, так как дырки притягиваются к затвору и в результате образуется обогащенный слой с концентрацией заряда большей N_a .

Если слой 9 (рис. 13) легирован акцепторами, то пороговое напряжение положительно и в интервале напряжений на затворе относительно истока $U_3 < U_{\text{пор}}$ проводящий канал в транзисторе отсутствует. Канал возникает (индуцируется) при $U_3 > U_{\text{пор}}$. Такие приборы называются транзисторами с индуцированным каналом.

Если слой 9 легирован донорами, то пороговое напряжение отрицательно и канал образуется в области отрицательных напряжений на затворе. Такие приборы называются транзисторами со встроенным каналом. Принцип работы МДП ПТ рассмотрим на примере прибора с индуцированным

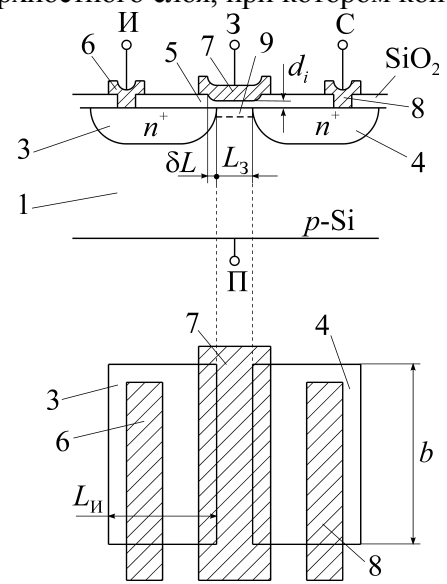


Рис. 13 Структура N -канального МДП ПТ.

ным n -каналом (рис. 13). Положительное напряжение затвора, приложенное между затвором и истоком, индуцирует отрицательный заряд в приповерхностном слое. В результате этого энергетические зоны изгибаются так, как показано на рис. 14г и при этом уменьшается концентрация дырок и увеличивается концентрация электронов в приповерхностном слое. При достаточно большом потенциале на затворе $U_3 > U_{пор}$, как видно из энергетической диаграммы рис. 14г, возникает инверсия p -типа в n -тип. В этом случае на p - n -переходах истока и стока исчезают барьеры и между этими переходами открывается проводящий канал n -типа для тока исток-сток – см. рис. 15а. При увеличении положительного напряжения между стоком и истоком ток возрастает (см. выходные характеристики транзистора – $I_C(U_{СИ})$ при фиксированных напряжениях на затворе $U_{ЗИ}$ – рис. 16). Однако при этом одновременно возрастает ширина области пространственного заряда (области обеднения) в переходе n^+-p – под стоком и ширина проводящего канала уменьшается (рис. 15б). В связи с этим крутизна нарастания тока при увеличении напряжения сток-исток $\Delta I_C / \Delta U_{СИ} |_{U_{ЗИ} = const.}$ уменьшается (см. область напряжений $0 < U_{СИ} < U_{нас}$ на рисунке 16). При некотором напряжении, равном напряжению насыщения $U_{СИ} = U_{нас}$ проводящий канал отсекается от стока и его ширина в точке отсечения становится равной нулю (рис. 15в). Дальнейшее увеличение $U_{СИ}$ приводит к сокращению длины проводящего канала (рис. 15г) и к насыщению зависимости $I_C(U_{СИ})$ при фиксированном напряжении $U_{ЗИ}$ на затворе (рис. 16). При уменьшении напряжения на затворе ток насыщения $I_{нас}$ и напряжение $U_{нас}$ уменьшаются. Зависимости $I_{нас}(U_{нас})$ представлена пунктирной кривой на рис. 16. Значение $U_{ЗИ}$, приведенные в скобках, соответствуют транзистору со встроенным каналом.

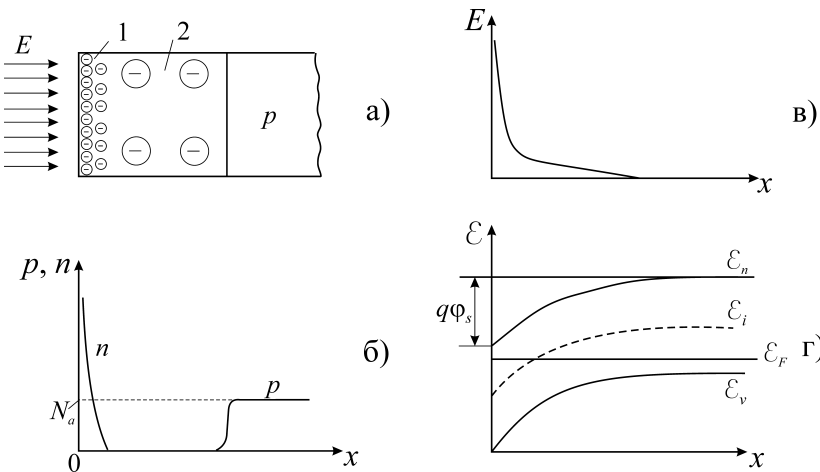


Рис. 14

Действия внешнего электрического поля на проводник:
 а) инверсия типа проводимости в приповерхностном инверсном слое;
 б) распределение электронов и дырок в инверсном режиме;
 в) изменение напряженности поля $E(x)$ в инверсном слое;
 г) энергетическая диаграмма в инверсном слое $\mathcal{E}(x)$, \mathcal{E}_n – энергетический уровень дна зоны проводимости, \mathcal{E}_v – энергетический уровень потолка валентной зоны,
 φ_s – поверхностный потенциал,
 \mathcal{E}_F – уровень Ферми.

Следует отметить, что представление об отсечении проводящего канала от стока является идеализацией, не учитывающей, что скорость электронов на участке ΔL становится равной скорости насыщения v_s и при этом плотность тока $J \approx qN_k v_s$. Толщина канала на участке перекрытия $d_k \approx I_C / (qN_k v_s b)$. Например, при $v_s = 10^7$ см/с, ширине затвора $b = 50$ мкм, $N_k = 10^{17}$ см⁻³, $d_k \approx 0,05$ мкм.

Для идеализированного транзистора, без учета заряда на диэлектрике и разности работ выхода электронов из полупроводника и металла, при напряжении между подложкой и истоком $U = 0$ величина $I_{нас}$ при $U_{СИ} = U_{нас}$ определяется соотношением:

$$I_{нас} = \frac{sb}{L_3} \mu_n C_i (U_{ЗИ} - U_{пор})^2, \quad (21a)$$

где b – ширина затвора, L_3 – длина затвора, μ_n – подвижность электронов, $C_i = \epsilon_i / d_i$ – удельная емкость диэлектрической пленки, s – коэффициент, зависящий от уровня легирования; при малых уровнях легирования $s = 0,5$.

Для упрощения расчета ВАХ применяются следующие аппроксимации:

$$I_C = K[(U_{зи} - U_{пор})U_{СИ} - U_{СИ}^2/2] - \text{при } U_{СИ} < U_{нас}, \quad (21б)$$

$$I_C = (K/2)[(U_{зи} - U_{пор})^2] - \text{при } U_{СИ} \geq U_{нас}, \quad (21в)$$

$$\text{где } K = b\mu_n \epsilon_0 \epsilon_i / L_3 d_i. \quad (21г)$$

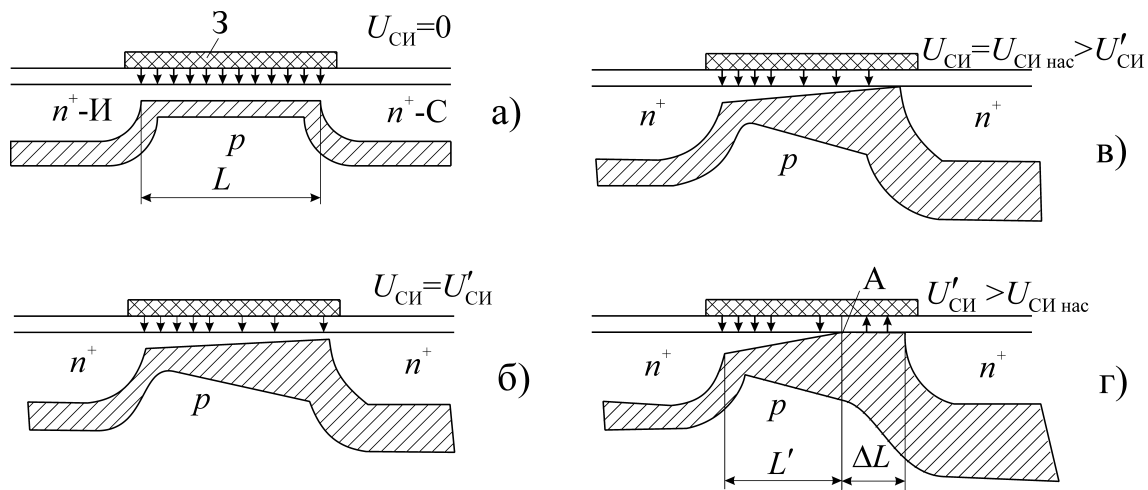


Рис. 15

Области проводящего канала и обеднения в МПД ПТ при различных напряжениях $U_{СИ}$

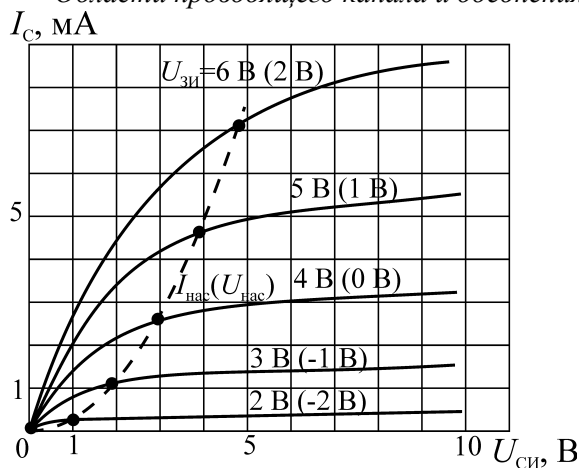


Рис. 16

Выходные характеристики МДП ПТ $I_C(U_{СИ})$:

I_C – ток стока,

$U_{СИ}$ – напряжение между стоком и истоком,

$U_{зи}$ – напряжение между затвором и истоком.

Значения $U_{зи}$ в скобках, соответствуют МПД транзистору со встроенным каналом.

Рассмотрим основные параметры, характеризующие работу транзистора.

Крутизна стокзатворной (передаточной) характеристики $I_C(U_{зи})$. Дифференцируя (21б, в), определим крутизну транзистора в точке насыщения $U_{ИС} = U_{нас}$:

$$S = \frac{dI_{нас}}{dU_{зи}} = \frac{sb}{L_3} \mu_n C_i (U_{зи} - U_{пор}). \quad (22)$$

Типичные передаточные характеристики $I_C(U_{зи})$ при фиксированных напряжениях $U_{СИ}$ приведены на рисунке 17а,б для МДП ПТ с индуцированным и встроенным каналами (рисунки а, б соответственно). Квадратичный характер $I_C(U_{зи})$ соответствует области напряжений $U_{СИ} \geq U_{нас}$; при $U_{СИ} < U_{нас}$ характеристики $I_C(U_{зи})$ близки к линейным.

Из (22) следует, что для увеличения крутизны необходимо уменьшить толщину d_i диэлектрической пленки и длину канала L_k , увеличить ширину канала b и подвижность электронов μ_0 в нем. Так как подвижность электронов больше подвижности дырок, то крутизна n -канальных транзисторов больше, чем p -канальных при прочих одинаковых параметрах.

При расчете по соотношениям (21, 22) следует иметь в виду, что подвижность электронов в приповерхностном канале меньше объемной подвижности полупроводника с той же концентрацией примесей (из-за влияния дополнительных поверхностных центров рассеяния). Для электронов в кремнии она составляет не более $500-700 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, а для дырок $200-300 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, что в 2 раза меньше, чем вдали от поверхности.

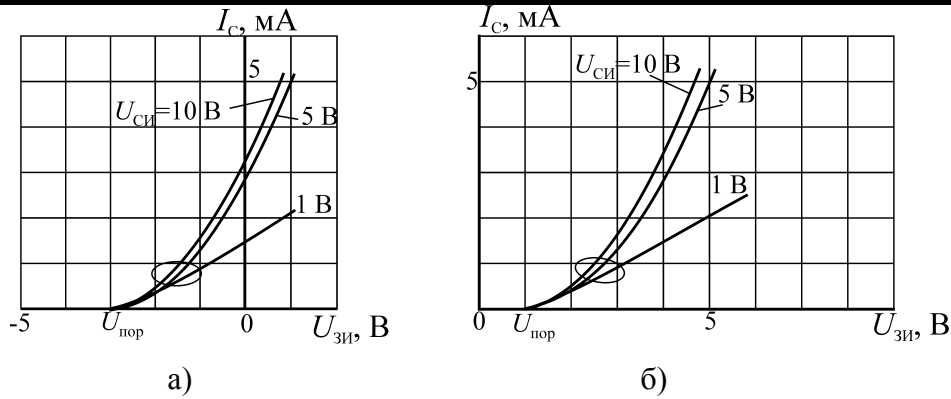


Рис. 17

Передачные характеристики МДП ПТ $I_C(U_{ЗИ})$:

$U_{ЗИ}$ – напряжение между затвором и истоком,

$U_0 = U_{порог}$ – пороговое напряжение между затвором и истоком.

Внутреннее сопротивление $R_i = dU_{СИ}/dI_C$ при постоянных напряжениях на затворе $U_{ЗИ}$ и на подложке \dot{U} определяется выходными характеристиками транзистора (рис.16). Величина R_i принимает наименьшее значение при напряжении $U_{СИ}=0$: $R_{i\min}=1/S$, где S – крутизна в пологой области выходной характеристики. При использовании транзистора в цифровых схемах требуется обеспечить, возможно, меньшее R_i , что достигается приведенными выше способами увеличения крутизны.

Наибольшее значение R_i принимает в пологой области выходной характеристики и эта величина определяется эффектом модуляции длины проводящего канала L при изменении напряжения $U_{СИ}$: $R_{i\max}=(L_{ЗС}/I_C)(dL_{ЗС}/dU_{СИ})$. При работе транзистора в линейных усилительных схемах величину R_i следует увеличивать. Это достигается увеличением длины канала и концентрации примесей N_p в подложке, так как $dL_{ЗС}/dU_{СИ} \sim (1/N_p)^{1/2}$. Величина R_i возрастает также при увеличении напряжения на стоке $U_{СИ}$ и уменьшении тока стока I_C .

Коэффициент усиления по напряжению при постоянном токе стока $I_C = \text{const}$. $K_y = dU_{СИ}/dU_{ЗИ} = SR_i$. Методы увеличения усиления ПТ – это методы увеличения крутизны и внутреннего сопротивления.

Напряжение пробоя стокового перехода $U_{СИ}$ ограничивает максимальное допустимое напряжение на стоке, а, следовательно, и максимальный достижимый уровень мощности. Лавинный пробой происходит на краях стокового перехода у поверхности. Напряженность электрического поля в этой области максимальна при минимальном напряжении на затворе, т.е. в закрытом транзисторе. При увеличении напряжения на затворе напряжение пробоя $U_{СИ\text{проб}}$ уменьшается. На выходных ВАХ МДП ПТ рост тока при больших напряжениях $U_{СИ}$ связан с развитием лавинного пробоя в области стока.

Напряжение пробоя подзатворного диэлектрика $U_{З\text{проб}}$ ограничивает максимальное напряжение на затворе. Напряжение пробоя определяется материалом и толщиной диэлектрика. Для двуокиси кремния критическая величина напряженности электрического поля, приводящая к пробую, равна 10^7 В/см, что, при толщине $d_C=0,05$ мкм соответствует напряжению пробоя $U_{З\text{проб}}=50$ В. Пробой диэлектрика необратим, т.е. при его пробое транзистор разрушается.

Частотные свойства МДП ПТ определяются в значительной мере емкостями, присутствующими их физической структуре. На рисунке 18 приведена малосигнальная упрощенная схема транзистора. Конденсаторы в этой схеме характеризуют следующие емкости структуры: $C_{ЗИ}$ – емкость затвор-исток; $C_{ЗС}$ – емкость затвор-сток; $C_{СП}$ – емкость сток-подложка, т.е. барьерная емкость стокового перехода; для схемы включения с общим истоком $C_{ЗИ}=C_{ЗК}+C^*$, где $C_{ЗК}$ – емкость затвор-канал, C^* – емкость перекрытия канала и сильнолегированных областей n^+ -истока и стока, $C_{ЗС}=C^*$; резистор R_i характеризует внутреннее сопротивление транзистора.

Конечность времени пролета от истока до стока $\tau_{пр} = \frac{1}{2} \int_0^L \frac{dx}{\mu E}$ приводит к комплексному

характеру крутизны:

$$\bar{S} = S/[1+j(ff_s)], \tag{23}$$

где $f_s = 1/(2\pi\tau_{пр})$ – предельная частота крутизны.

В усилительных схемах рабочая точка обычно располагается на пологой части выходной характеристики (рис. 16). В этом режиме путь, проходимый электронами, $L=L'+\Delta L$ (см. рис. 15г), а время пролета $\tau_{пр} = \tau_{пр.к} + \tau_{пр.пер}$, где $\tau_{пр.к}$ – время пролета канала, $\tau_{пр.пер}$ – время пролета области перекрытия. Принимая во внимание, что средняя напряженность электрического поля в канале $E_k = (U_{зи} - U_{пор})/L'$, а скорость электронов в области перекрытия равна скорости насыщения v_s , получим:

$$\tau_{пр} = (L')^2 / [\mu_n(U_{зи} - U_{пор})] + \Delta L / v_s. \tag{24}$$

Если $\Delta L \ll L'$, можно преобразовать (24) к виду: $\tau_{пр} = C_{зк}/S = C_{зк}R_{i0}$, где R_{i0} – сопротивление канала при нулевом напряжении на стоке. Из приведенных соотношений следует, что предельная частота крутизны возрастает при уменьшении длины канала, увеличении подвижности электронов и увеличении напряжения затвора.

Уменьшение крутизны при $f \gg f_s$ приводит также к уменьшению коэффициента усиления транзистора. Граничная частота f_T , на которой коэффициент усиления $K_y = 1$, определяется выражением:

$$f_T \approx f_s C_{зк} / C_{вых} = S / (2\pi C_{вых}). \tag{25}$$

Здесь $C_{вых} = C_{сп} + C_n$, где C_n – емкость нагрузки транзистора. Значительное влияние выходной емкости на граничную частоту МДП ПТ связано с низкой величиной крутизны, характерной для всех полевых транзисторов, в отличие от биполярных. Действительно, при одинаковых выходных токах $S_{БТ}/S_{ПТ} = (U_{зи} - U_{пор}) / (2KT/q) \gg 1$. Таким образом, крутизна биполярного транзистора значительно выше, что уменьшает влияние выходной емкости на граничную частоту.

Малосигнальный анализ эквивалентной схемы транзистора определяет максимальную частоту генерации

$$f_{max} \approx f_T / 2(R_1 + f_T \tau_3)^{-1/2}. \tag{26}$$

Здесь постоянная времени $\tau_3 = 2\pi R_3 C_{зс}$, где R_3 – сопротивление металлизации затвора, R_1 – отношение входного к выходному сопротивлению транзистора. Если пренебречь сопротивлением R_3 , а также дополнительными "балластными" сопротивлениями между легированными областями стока и истока и соответствующими контактами, вместо (26) можно записать:

$$f_{max} \approx f_T / 2(SR_i)^{1/2}. \tag{27}$$

Как следует из (24–27), увеличение граничной и максимальной частоты генерации полевого транзистора требует уменьшения длины канала L (или уменьшения ширины дорожки затвора) и уменьшения емкости $C_{зс}$.

- Уменьшение длины канала связано не только с преодолением технологических трудностей, но также с рядом вопросов принципиального характера. При уменьшении длины канала МДП ПТ возникает ряд так называемых короткоканальных эффектов, ухудшающих основные характеристики транзистора.
- Выходные характеристики принимают характер насыщения задолго до эффекта отсечки канала, что обусловлено насыщением дрейфовой скорости электронов вследствие разогрева в сильном электрическом поле.
- При уменьшении длины канала до величины соизмеримой с размером обедненных слоев p - n -переходов стока и истока, распределение потенциала в канале зависит от напряжения на стоке в такой же мере, как и на затворе. При этом пороговое напряжение начинает за-

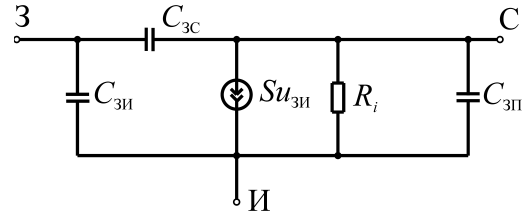


Рис. 18
Малосигнальная эквивалентная схема транзистора МДП.

висеть как от длины канала, так и от напряжений на электродах транзистора. В результате ухудшается крутизна прибора, и скорость нарастания граничной частоты при уменьшении длины канала.

– На выходных вольт-амперных характеристиках исчезают области насыщения.

Экспериментально установлено эмпирическое соотношение для минимальной длины канала $L_{\text{кmin}}$, при которой сохраняются закономерности длинноканальных транзисторов [9]:

$$L_{\text{кmin}} = 0,19[r_j d_i (w_{\text{И}} + w_{\text{С}})^2]^{1/3} = 0,19\gamma. \quad (28)$$

Здесь $r_j \approx (0,2 - 1,5)$ мкм – глубина переходов стока и истока; $(w_{\text{И}} + w_{\text{С}})$ – сумма толщин обедненных слоев стока и истока; d_i [нанометры] – толщина окисла. При типичных, нормальных параметрах транзистора $\gamma \leq 1$ и эффекты короткоканальности проявляются при $L_{\text{к}} < 0,5$ мкм.

Важным шагом в совершенствовании МДП ПТ с целью улучшения параметров этих приборов явилось создание так называемых МДП ПТ ВК (МДП ПТ высокого качества, получивших название в англоязычной литературе NMOS FET – high performance MOS) [13]. Эти транзисторы содержат основные черты современных МДП ПТ. Основной особенностью профиля легирования этих транзисторов является увеличение концентрации примесей в области между истоком и стоком по сравнению с концентрацией под истоком и стоком. Большая степень легирования у поверхности позволяет уменьшить расстояние между стоком и истоком и благодаря этому увеличить быстродействие. Неоднородное легирование препятствует расширению обедненной области n^+ -перехода стока при увеличении напряжения сток-исток. В такой структуре обедненная область стока при увеличении $U_{\text{СИ}}$ распространяется в основном вглубь слаболегированной подложки. При этом уменьшается емкость сток-подложка $C_{\text{СП}}$. Конструкция областей контактов также уменьшает эту емкость благодаря уменьшению площади переходов под истоком и стоком. Это достигается применением метода внутреннего формирования n^+ -областей стока и истока при использовании сильно легированных n^+ полисиликоновых элементов; металлические контакты всех электродов удаляются от активных областей транзистора.

Применение современных технологических методов, включая методы внутреннего формирования, позволили создать кремниевые МДП ПТ с длиной затвора $L \leq 0,1$ мкм с граничными частотами $f_T \geq 100$ ГГц [13, 46,]. Возможность применения полупроводниковых материалов с большей подвижностью электронов, например, GaAs, для создания МДП ПТ находится в стадии исследований.

2. МЭП ПТ, П ПТ (ПТ с затвором типа металл-полупроводник – барьер Шоттки и ПТ с p - n -переходом в качестве затвора) – см. рисунки 12в, 12г – были впервые описаны в 1966 г. [47]. Первые транзисторы этого типа на GaAs имели граничную частоту $f_T = 3$ ГГц. Но уже в 1970 году граничная частота увеличилась до 30 ГГц [48], а в настоящее время приборы этого типа являются эффективными источниками в миллиметровом диапазоне волн, вплоть до 100 ГГц и более.

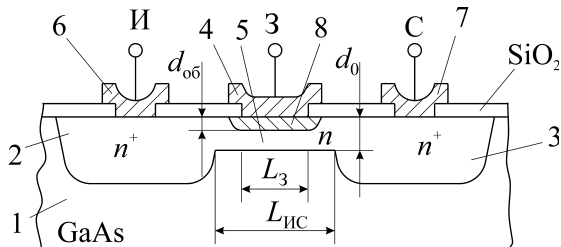


Рис. 19

Упрощенная схема построения МЭП ПТ (с затвором типа металл-полупроводник – барьер Шоттки)

и 3 стока n^+ -типа, а также тонкий слой канала 5 n -типа толщиной $d_0 = 0,1 - 0,2$ мкм. На поверхность наносится металлический электрод затвора 4, образующий выпрямляющий контакт со слоем 8. Металлические электроды 6, 7 образуют металлические контакты истока 2 и стока 3. Проводящий канал формируется между обедненным слоем 8 контакта затвор-канал и подложкой 1. Его толщ-

Принципы действия ПТ с затвором типа металл-полупроводник и с p - n -переходом одни и те же. Рассмотрим особенности работы и достижимые характеристики транзисторов с барьером Шоттки.

Упрощенная схема построения такого транзистора приведена на рисунке 19; подложка 1 представляет собой слой GaAs с высоким удельным сопротивлением (порядка $10^7 - 10^8$ Ом \times см), фактически являющийся диэлектриком. Методом ионного легирования создаются области 2 истока и 3 стока n^+ -типа, а также тонкий слой канала 5 n -типа толщиной $d_0 = 0,1 - 0,2$ мкм. На поверхность наносится металлический электрод затвора 4, образующий выпрямляющий контакт со слоем 8. Металлические электроды 6, 7 образуют металлические контакты истока 2 и стока 3. Проводящий канал формируется между обедненным слоем 8 контакта затвор-канал и подложкой 1. Его толщ-

на равна $d_0-d_{об}$, где $d_{об}$ – толщина обедненного слоя 8. Типичные размеры элементов структуры МЭП ПТ, приведенной на рис. 19: толщина легированной области под затвором $d_0=0,1-0,2$ мкм, расстояние исток-сток $L_{ИС}=2-3$ мкм, длина затвора $L_3=0,1-2$ мкм. Стремление увеличить рабочие частоты ПТ приводит к необходимости миниатюризации структуры и существенному уменьшению размеров ее элементов по сравнению с приведенными.

Схема построения транзистора с управляющим p - n -переходом приведена на рисунке 20. На подложке 1 p -типа создается эпитаксиальный слой 2 n -типа. Методом ионной имплантации (или диффузии) создаются области затвора 4 p -типа, истока 3 и стока 5 n -типа, с соответствующими металлическими контактами. Токпроводящим каналом является слой n -типа 6, заключенный между областью затвора и подложкой. Области 4 и 6 образуют управляющий p - n -переход. При работе транзистора он должен быть включен в обратном направлении, что соответствует отрицательному напряжению $U_{зи}$. На сток относительно истока подается положительное напряжение. Переход p - n между эпитаксиальным слоем 2 n -типа и подложкой 1 также смещен в обратном направлении. Подложка, если она не имеет отдельного вывода, соединяется с истоком. В конструкциях с отдельным выводом подложки можно изменять в некоторых пределах характеристики транзистора при изменении напряжения между подложкой и истоком.

Характеристики транзисторов с управляющим барьером Шоттки и с управляющим p - n -переходом одни и те же. В связи с этим ниже рассматриваются только МЭП ПТ.

Принцип действия МЭП ПТ состоит в том, что при изменении напряжения на затворе $U_{зи}$ изменяется толщина обедненного слоя, т.е. сопротивление проводящего канала и ток I_C от истока к стоку. Так же, как и в МДП ПТ транзистор открыт при $U_{зи} > U_{пор}$; пороговое напряжение на затворе $U_{пор} = \varphi_{03} - [qN_k d_0^2 / (2\epsilon_0 \epsilon_n)]$; φ_{03} – равновесная высота потенциального барьера контакта металл-полупроводник, N_k – концентрация примесей в канале. При малой толщине d_0 пороговое напряжение может быть положительным. Это означает, что в отсутствии напряжения на затворе обедненный слой 8 (см. рис. 19) распространяется до подложки и транзистор закрыт. При подаче положительного напряжения на затвор толщина обедненного слоя уменьшается и появляется проводящий канал. Транзисторы с положительным пороговым напряжением подобны МДП ПТ с индуцированным каналом, а с отрицательным пороговым напряжением – МДП ПТ со встроенным каналом.

Вид стоковой характеристики такой же, как и у МДП ПТ – см. рис. 16. Одни и те же физические процессы, связанные с изменением размеров и конфигурации проводящего канала при увеличении напряжения $U_{си}$ и фиксированных напряжениях на затворе $U_{зи}$, определяют напряжения насыщения $U_{си\text{нас}}$, при которых выходная характеристика изменяет свой характер – переходит в область насыщения тока I_C . Вольтамперные характеристики МЭП ПТ рассчитываются по тем же соотношениям (21), что и для МДП ПТ, следует только вместо толщины d_i и диэлектрической проницаемости ϵ_i диэлектрического слоя МДП применить соответствующие параметры канала МЭП d_0 и ϵ_k . При этом крутизна $S = dI_C / dU_{зи}$ определяется выражением (22). Из-за высокой подвижности электронов в арсениде галлия крутизна в GaAs МЭП ПТ и П ПТ в 2–3 раза выше, чем в Si МД ПТ. В транзисторах с коротким каналом крутизна слабо зависит от напряжения на затворе, так как характеристика $I_C(U_{зи})$ близка к линейной. В этом случае крутизну оценивают по формуле $S = \epsilon_0 \epsilon_k b v_s / d_0$. Крутизна практически не зависит от длины канала. Таким образом, крутизна и выходная мощность растут с увеличением ширины канала (затвора) b . Один из путей увеличения ширины затвора состоит в формировании его в виде гребенки. При этом ширина парциального затвора (длина зубца-пальца) не должна превышать определенную величину из-за возможного непостоянства напряжения СВЧ вдоль него, а также для уменьшения фазовых сдвигов между сигналами в различных парциальных затворах. Экспериментально установлено, что достижение высоких па-

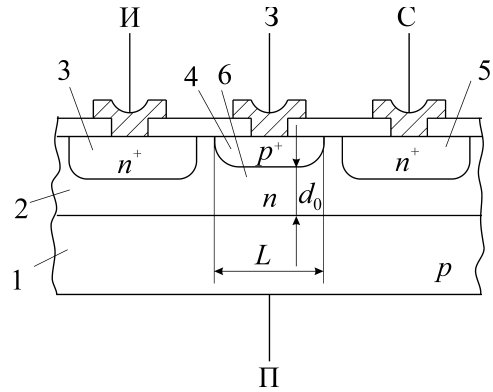


Рис. 20

Схема построения транзистора с управляющим p - n переходом.

раметров транзистора реализуется при длине линии передачи, образованной токоведущими дорожками истока и затвора, не превышающей $0,1 \lambda$.

Имеются две основные особенности характеристик $I_c(U_{зи})$, отличающих работу МЭП ПТ по сравнению с МДП ПТ.

- При увеличении напряжения $U_{зи}$ на затворе ток затвора I_3 экспоненциально нарастает и при $U_{зи}$ примерно равном $0,5-1,0$ В он приближается по величине к току стока и становится недопустимо большим. Поэтому транзисторы с положительным пороговым напряжением имеют очень узкий интервал рабочих напряжений на затворе.
- В МЭП ПТ ток утечки затвора определяется обратным током контакта полупроводник-металл. Этот ток экспоненциально растет с температурой и в связи с этим входное сопротивление транзистора существенно уменьшается при увеличении температуры. Так, при температуре 125°C входное сопротивление МЭП достигает 10^5 Ом, что на несколько порядков меньше, чем в МДП.

Частотные характеристики МЭП ПТ определяются на основе его малосигнальной эквивалентной схемы рис. 21. Типичные параметры МЭП ПТ этой схемы приведены в таблице 2 [8]. В таблице 3 приведены также расчетные величины граничных частот f_T и максимальных частот f_{\max} для МЭП ПТ с двумя различными длинами затвора.

Таблица 3

L_3	Z	τ_0	$C_{зи}$	$C_{зс}$	$C_{си}$	R_i	$R_{си}$	S	$U_{си}$	$U_{зи}$	$I_{зи}$	f_T	f_{\max}
1 мкм	500 мкм	5,0 пс	0,62 пФ	0,014 пФ	0,02 пФ	2,6 Ом	400 Ом	53×10^{-3} мо	5 В	0	70 мА	14 ГГц	46 ГГц
0,25 мкм	300 мкм	1,9 пс	0,22 пФ	0,015 пФ	0,04 пФ	1,0 Ом	150 Ом	63×10^{-3} мо				50 ГГц	160 ГГц

В связи с существенным уменьшением емкостей затвор-исток $C_{зи}$, затвор-сток $C_{зс}$, емкости сток-подложка $C_{сп}$, а также значительным увеличением подвижности электронов в GaAs МЭП ПТ предельная частота крутизны f_s и граничная частота транзистора f_T значительно возрастают по сравнению с кремниевыми МДП ПТ. Определяя граничную частоту МЭП ПТ, как частоту на которой усиление транзистора при короткозамкнутом входе становится равным единице (так же, как и для МДП ПТ), можно записать: $f_T = S/2\pi C_{зи}$. Таким образом, наиболее важными параметрами, определяющими высокочастотные свойства транзистора, являются S и $C_{зи}$. Стандартная процедура измерения f_T состоит в определении частотной зависимости параметра матрицы рас-

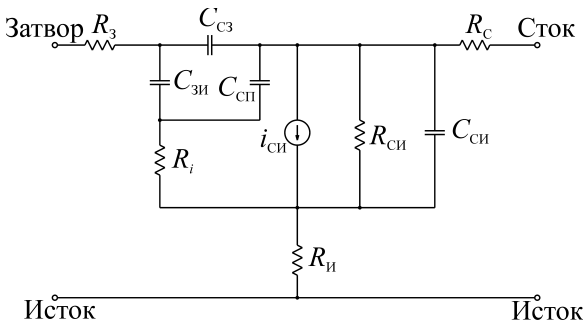


Рис. 21
Эквивалентная малосигнальная схема МЭП ПТ.

сеяния h_{21} на основе измерения S -параметров и экстраполяции этой зависимости до $h_{21}=1$. В реальных случаях эта техника измерения f_T часто встречает затруднения в связи с тем, что измеренная зависимость $h_{21}(f)$ имеет более сложный вид, чем определенный по упрощенной модели.

Более доступным для измерений параметром является максимальная частота генерации f_{\max} . Это максимальная частота, на которой еще реализуется отрицательное сопротивление транзистора. Эта величина определяется соотношением:

$$f_{\max} = \frac{f_T}{2[r_1 + f_T \tau_3]^{1/2}}, \quad (29)$$

где

$$r_1 = \frac{R_3 + R_{и} + R_i}{R_{си}}, \quad \tau_3 = 2\pi R_3 C_{зс}. \quad (30)$$

В результате развития технологии создания МЭП ПТ с длиной канала $L_3=0,1$ мкм в конце 80-х годов прошлого столетия были достигнуты граничные частоты $f_T \geq 100$ ГГц. Важным техническим решением явилось применение самосогласованного формирования полупроводниковой структуры.

На рисунке 22а приведены зависимости погонной крутизны S мА/В×мм (на один миллиметр ширины затвора), а на рисунке 22б зависимости граничной частоты f_T от длины проводящего канала L_3 , полученные экспериментально для GaAs МЭП ПТ [48]. Результаты, отмеченные на рисунке 22б светлыми кружками, определяют значения f_T , найденные теоретически при отсутствии краевых емкостей на входе и выходе канала. "Насыщение" зависимостей $S(L_3), f_T(L_3)$ на рис. 22, по-видимому, объясняется увеличением влияния краевых емкостей при укорочении канала.

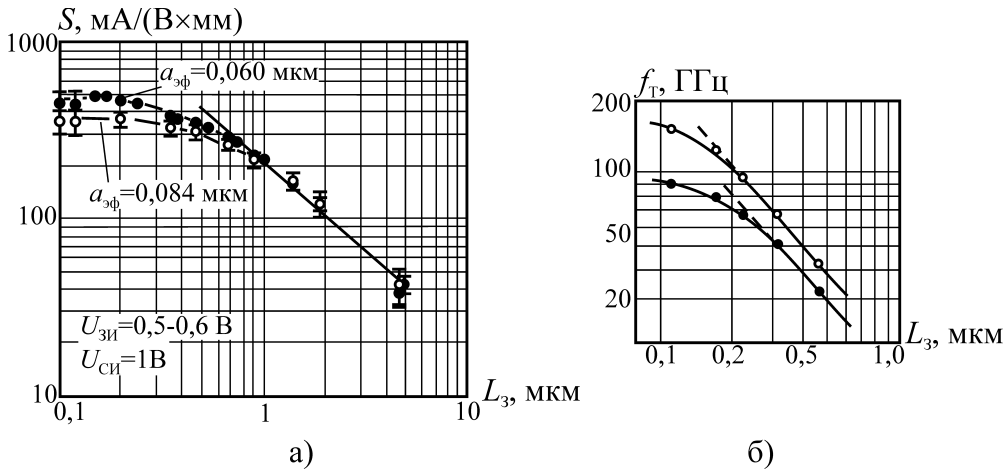


Рис. 22

а) зависимость погонной крутизны S [мА/(В×мм)] МЭППТ от длины затвора L_3 [мкм]
 б) зависимость граничной частоты f_T [ГГц] от длины затвора L_3 [мкм]
 для того же транзистора, что и на рис. 22а.

На рисунке 23 приведена зависимость максимальных граничных частот f_T от длины затвора L_3 , суммирующая достигнутые к 1990 году экспериментальные результаты на GaAs МЭП ПТ [12]. Зависимость максимально достижимой выходной мощности от частоты для GaAs МЭП ПТ приведена на рисунке 24 [12]. Следует иметь в виду, что на рисунках 23, 24 приведены результаты многих различных разработок GaAs МЭП ПТ. Возможно поэтому известное соотношение $P_{out} f^2 = const$, определяющее зависимость выходной мощности от частоты, на зависимости рис. 24 не удовлетворяется.

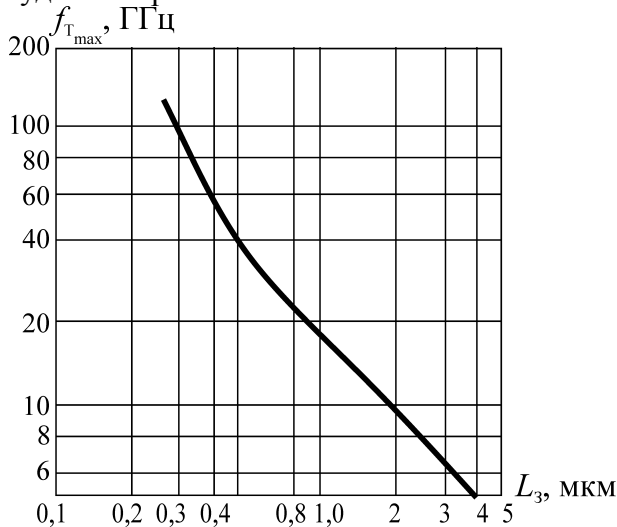


Рис. 23

Зависимость максимальных граничных частот f_{Tmax} [ГГц] от длины затвора L_3 [мкм] для GaAs МЭП ПТ

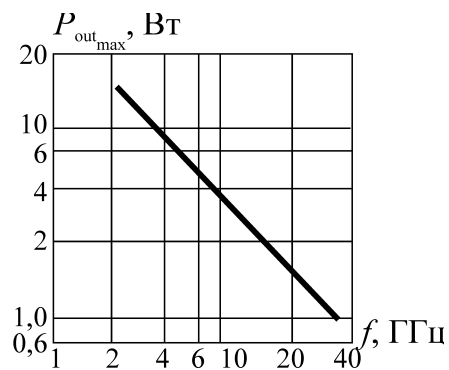


Рис. 24

Зависимость максимально достижимой выходной мощности от частоты для GaAs МЭП ПТ

1.2.2 Гетероструктурные полевые транзисторы (ГБТ, HFET)

В последние 15–20 лет наиболее активно разрабатываются транзисторы с гетероструктурными переходами (HFET – Heterojunction Field Effect Transistors). Первое сообщение о действующем макете HFET появилось в 1980 г. [43]. Однако история создания HFET относится к значительно более раннему периоду. В 1969 году L. Esaki и R. Tsu обнаружили, что подвижность электронов вблизи интерфейс поверхности между двумя полупроводниками с различными по ширине зонами значительно возрастает. Объяснение этого явления было дано в 1984 году [45] и сводилось оно к следующему. Вблизи интерфейс поверхности в зоне проводимости полупроводника с более узкой энергетической зоной возникает потенциальная яма, в которой аккумулируются электроны; в результате образуется слой зарядов, толщина которого составляет примерно 100 ангстрем. Эта толщина много меньше длины волны де Бройля. Поэтому электроны квантуются в двумерный электронный газ (2DEG – 2-dimension electron gas), ограниченный очень малым расстоянием в направлении перпендикулярном к поверхности. Физическое отделение электронов от доноров уменьшает рассеяние на примесях и поэтому увеличивает скорость электронов под воздействием электрического поля. Этот двумерный электронный газ используется в HFET как активный канал и может модулироваться полем на затворе.

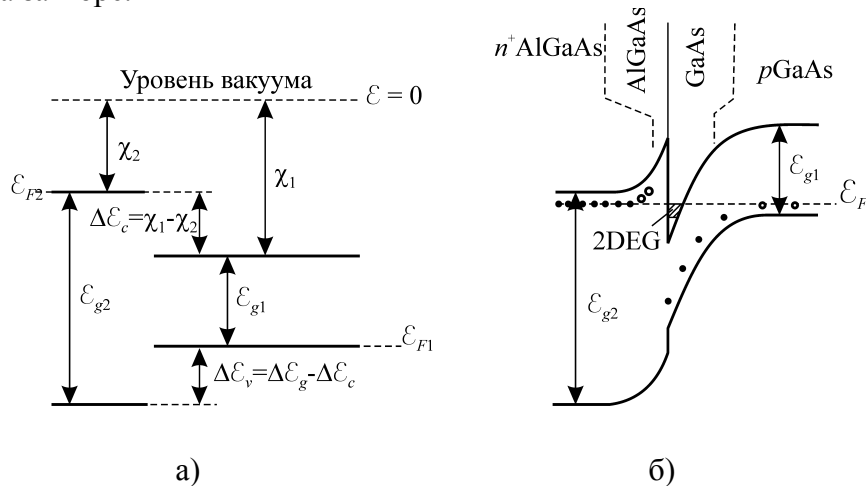


Рис. 25

Энергетические диаграммы для гетероструктурных переходов широкозонного и узкозонного полупроводников:

а) энергетические уровни (E_{g2} , χ_2) широкозонного (AlGaAs) и (E_{g1} , χ_1) узкозонного (GaAs) полупроводников до создания гетероперехода;

б) после образования гетероперехода со слоями: n^+ AlGaAs - нелегированный AlGaAs - нелегированный GaAs - подложка p^+ GaAs; E_{F1} , E_{F2} – уровень Ферми; 2DEG – область двумерного электронного газа

Объяснение физики процесса, приводящего к появлению потенциальной ямы, следует из рассмотрения энергетических диаграмм, приведенных на рисунках 25а, 25б. На рис. 25а приведены энергетические уровни широкозонного полупроводника E_{g2} , χ_2 (например, для AlGaAs) и узкозонного полупроводника E_{g1} , χ_1 (например, для GaAs) до создания гетероперехода; E_{g1} , E_{g2} – ширины зон в первом и во втором полупроводнике; χ_1 , χ_2 – энергии выхода электронов со дна зоны проводимости. На рис. 25б приведена зонная диаграмма после образования гетероперехода со слоями полупроводников: n^+ AlGaAs, нелегированный AlGaAs, нелегированный GaAs, подложка p^+ GaAs; E_F – уровень Ферми. Можно видеть, что потенциальная яма образуется в связи с искривлением границ энергетических зон при постоянном значении уровня Ферми во всей структуре.

По безынерционности HFET превосходят ПТШ и другие типы полевых транзисторов. В настоящее время описаны многие типы HFET. Наиболее интенсивно развиваются НЕМТ (High Electron Mobility Transistor). В литературе этот тип транзисторов встречается и под другими названиями.

ми: MODFET (Modulated – Doped FET), TEGFET (Two dimensional electron gas FET), SDHT (Selectively Doped Heterostructure Transistor).

Для создания качественного гетероперехода необходимо выполнить ряд требований, важнейшим из которых является равенство постоянных решеток соединяемых материалов. Этому требованию отлично удовлетворяет соединение $n^+AlGaAs/GaAs$. Этот тип НЕМТ наиболее развит и освоен промышленностью в настоящее время.

Введение In в полупроводниковые материалы гетероструктур позволяет существенно улучшить транспортировку носителей в токопроводящих каналах. В связи с этим в последние 10 лет активно развивались HFET, в которых обычно используемый слой GaAs заменялся слоем $In_xGa_{1-x}As$ при $x=0,15-0,2$.

На рис. 26 приведена типичная схема полупроводниковой структуры такого транзистора с указанием толщин слоев, а также энергетическая диаграмма для такой структуры. Эти транзисторы получили название PHEMT (“Pseudomorphic” HFET). Постоянные решетки GaAs и InGaAs различны и, таким образом, решетки полупроводников не согласованы. Для ослабления требования согласованности решеток один из слоев соединяемых полупроводников выполняется тонким, с толщиной меньше 100 ангстрем. В этом случае решетка тонкого слоя искажается под действием кристаллической решетки второго, более массивного материала и приобретает постоянную такую же, как и второго материала. Такая система называется псевдоморфной, что и учтено в названии транзистора PHEMT.

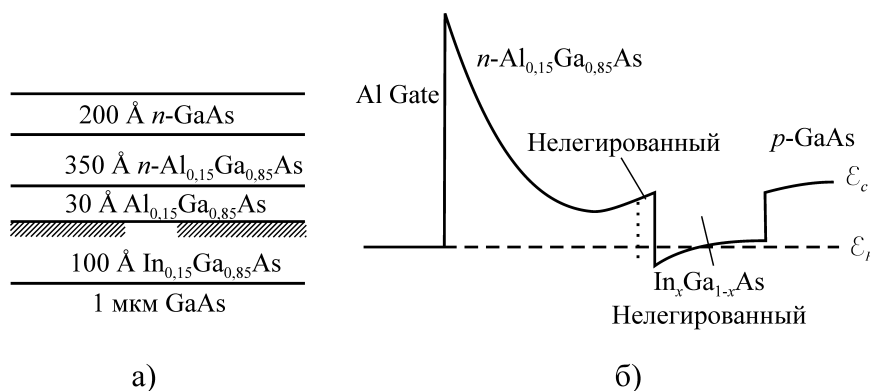


Рис. 26

а) Схема построения гетероструктурного полевого транзистора PHEMT, в котором в качестве узкозонного полупроводника применен $In_xGa_{1-x}As$ вместо GaAs;
б) Энергетическая диаграмма для структуры рис. 26а

Полупроводник $Ga_xIn_{1-x}As$ при $x=0,53$ является согласованным с InP по величине постоянной кристаллической решетки. Аналогично, AlInAs с 48% алюминия также согласован с InP. Это обстоятельство позволило создать HFET на основе InP. Транзисторы этого типа – InPHFET (InP based HFET) – имеют большее содержание индия, чем описанные выше PHEMT, и благодаря этому скорость насыщения электронов возрастает до $2,7 \times 10^7$ см/с. Эти транзисторы являются в настоящее время наиболее высокочастотными, работающими в области $f=200-300$ ГГц.

Разработанные в настоящее время PHEMT, как источники непрерывной мощности, доминируют в области частот $f \leq 40-50$ ГГц; На частотах 50–75 ГГц InP НЕМТ имеют преимущества там, где требуется одновременно высокая мощность и КПД. На частотах выше 75 ГГц InP НЕМТ являются единственными мощными транзисторами с уровнями КПД по добавленной мощности, превышающими 20–30%. Достигнутые энергетические характеристики на транзисторах HFET, PHEMT, InP НЕМТ приведены в таблице 4 [51].

Сопоставление транзисторов различных типов по их способности работать на высоких частотах может быть проведено при использовании понятия граничной частоты $f_T=1/2\pi\tau_t$, где τ_t – время пролета электроном активной области транзистора L_3 со скоростью насыщения v_s . Зависимости предельной частоты от длины активной области для разных типов полевых транзисторов

приведены на рис. 11б. Можно видеть, что f_T изменяется обратно пропорционально длине активной области прибора. В связи с паразитными реактивными параметрами реальных транзисторов и схем, в которые они включены, достижимые максимальные рабочие частоты оказываются меньшими f_T . Так, максимальная рабочая частота для схемы с Si NMOS FET равна 10–20 ГГц при длине активной части транзистора $L=0,1$ мкм; при этом величина $f_T=50$ ГГц. Для обеспечения работы наиболее высокочастотных HEMT (AlInAs/GaInAs) в диапазоне 200–300 ГГц необходимо создавать затворы с длиной $L_g < 0,1$ мкм. Создание таких структур возможно только на основе самой современной технологии. При фиксированной длине затвора MESFETs, HEMTs их предельные частоты в 3–8 раз выше, чем для NMOSFET. Это связано с существенным различием подвижностей и скоростей электронов в указанных типах транзисторов.

Таблица 4

Тип транзистора	Частота, ГГц	Мощность, Вт	КПД, %	Удельная мощность, Вт/мм
PHEMT	12	15,8	36	0,63
PHEMT	14	3,5	50	0,55
PHEMT	18	1,4	56	0,4
PHEMT	30	3,5	32	0,44
PHEMT	45,5	0,85	34	0,43
InPHEMT	60	0,22	43	0,37
InPHEMT	60	0,51	25	0,23
InPHEMT	90	0,43	20	0,16

Уменьшение длины затвора значительно снижает шумы полевых транзисторов. Достижимые шумовые характеристики HEMT в широком диапазоне частот приведены на рис. 27. Можно видеть, что шум-фактор NF равен 0,1–0,3 дБ в X -диапазоне и несколько больше 1 дБ на 100 ГГц. Транзисторы этого класса широко применяются в устройствах миллиметрового диапазона.

InP HEMT обеспечивают самые низкие шумы и самые высокие частоты среди всех типов транзисторов. Однако стоимость этих транзисторов высока из-за высокой стоимости InP и высокой стоимости обработки, обусловленной хрупкостью материала. Значительное удешевление InP HEMT достигнуто в последнее время за счет выращивания InGaAs слоев с высоким содержанием индия на подложках из GaAs. Этот новый класс транзисторов получил название метаморфных HEMT – MHEMT. Широкое внедрение MHEMT требует, однако, совершенствования технологии их изготовления и исследования их надежности. Предполагается, что MHEMT заменят в коротковолновой части миллиметрового диапазона волн дорогостоящие InP HEMT.

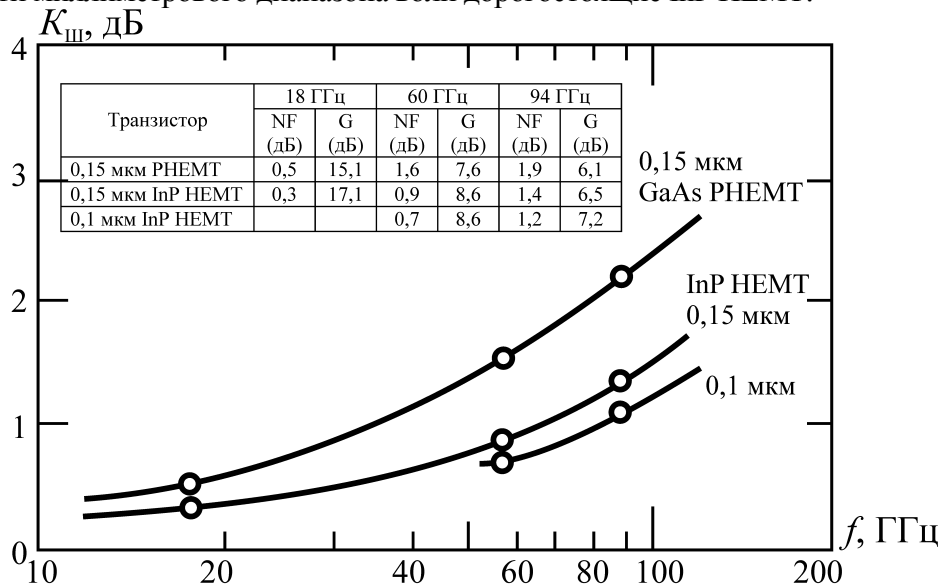


Рис. 27

Достижимые шумовые характеристики HEMT в широком диапазоне частот

1.2.3 Полевые транзисторы на основе широкозонных полупроводников

Применение широкозонных полупроводников, таких как GaN, SiC открывает возможности значительного увеличения мощности транзисторов СВЧ. Последние достижения в технологии создания приборов на основе широкозонных полупроводников позволяют уже сейчас разрабатывать и производить транзисторы с параметрами, которые раньше были доступны только ЭВП. Наиболее обещающими полупроводниковыми приборами для применения широкозонных материалов являются MESFETs на основе 4H-SiC и HFETs при использовании гетероперехода AlGaIn/GaN. Преимущества применения широкозонных материалов при построении полупроводниковых приборов следуют из сопоставления основных параметров различных материалов [7] (см. таблицу 5).

Таблица 5

Материал	\mathcal{E}_g , (ЭлВ)	ϵ_r	λ , (Вт/ 0 К·см)	\mathcal{E}_c , (В/см)
Si	1,12	11,9	1,5	3×10^5
GaAs	1,43	12,5	0,54	4×10^5
InP	1,34	12,4	0,67	$4,5 \times 10^5$
3C-SiC	2,3	9,7	4	$1,8 \times 10^6$
4H-SiC	3,2	10	4	$3,5 \times 10^6$
6H-SiC	2,86	10	4	$3,8 \times 10^6$
GaN	3,4	9,5	1,3	2×10^6
Алмаз	5,6	5,5	20–30	5×10^6

В таблице 5 приняты обозначения: \mathcal{E}_g – ширина энергетической зоны, ϵ_r – относительная диэлектрическая постоянная материала, λ – коэффициент теплопроводности, \mathcal{E}_c – критическая напряженность электрического поля в полупроводнике (перед пробоем). SiC и GaN имеют ширину энергетической зоны в 2–3 раза большую, чем у обычных полупроводников, таких как Si, GaAs, InP. Диэлектрическая постоянная примерно на 20% меньше, чем у традиционных полупроводников и это позволяет на такую же величину увеличивать площадь при сохранении величины импеданса, т.е. на 20% увеличивать ток. Коэффициент теплопроводности у SiC значительно выше, чем у Si, GaAs, InP, а у GaN такой же, как у Si – наиболее теплопроводного обычного полупроводника. Наконец, критическое (предпробойное) электрическое поле у широкозонных материалов значительно выше (почти на порядок), что позволяет создавать высоковольтные мощные полупроводниковые приборы. Достижимая величина тока определяется подвижностью носителей и величиной их скорости. Подвижность носителей в SiC и GaN сравнительно низкая ($\mu_n \approx 200\text{--}500 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$), а скорость насыщения $v_s \approx 2 \times 10^7 \text{ см/с}$, что в 2 раза больше, чем у Si и в 4 раза больше, чем у GaAs для электронов во втором энергетическом минимуме в зоне проводимости. В то же время при построении HFET на основе AlGaIn/GaN гетероструктуры и возникновении двумерного электронного газа (2DEG) подвижность носителей значительно возрастает до $1000\text{--}1500 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Кроме того, плотность заряда оказывается очень высокой ($n_s > 10^{13} \text{ см}^{-2}$), в 5 раз более высокой, чем в AlGaAs/GaAs гетероструктуре. Приведенные обстоятельства определяют высокий достижимый уровень мощности при использовании транзисторов на широкозонных материалах. Имеются информационные сообщения о возможности получения на отдельном GaN чипе мощности 100 Вт в диапазоне 4–6 ГГц, 40–50 Вт в области 12 ГГц и 20 Вт в области 26–30 ГГц [51]. На рисунках 28, 29 представлены определенные теоретически величины мощности P_0 , КПД по добавленной мощности η_{ad} усиления G в зависимости от частоты f для 4H-SiC MESFETs и AlGaIn/GaN HFETs соответственно.

Можно видеть, что в длинноволновой части миллиметрового диапазона ожидаемые уровни непрерывной мощности одного транзистора на основе широкозонных материалов близки к 10 Вт при КПД=20–30%. К другим преимуществам GaN транзисторов следует отнести более высокую

максимальную рабочую температуру перехода (до 500°C вместо 180°C), что значительно увеличивает надежность транзистора.

На GaN транзисторах были получены низкие шумы, сравнимые с шумами GaAs транзисторов. Это свойство в сочетании с высоким пробивным напряжением позволит исключить из схемы приемопередающих устройств ограничители для защиты входных малошумящих усилителей и благодаря этому упростить и удешевить ППУ.

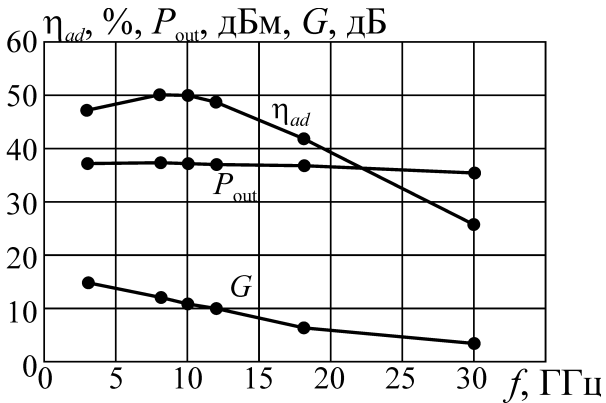


Рис. 28

Зависимости выходной непрерывной мощности P_{out} , КПД по добавленной мощности η_{ad} и усиления G от частоты f для МЕСФЕТ (MESFET) на основе карбида кремния

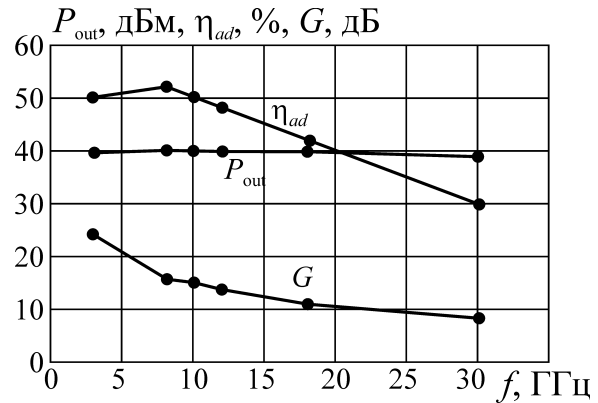


Рис. 29

Зависимости P_{out} , η_{ad} , G от частоты f для гетерополевого транзистора HFET на основе AlGaIn/GaN

Карбид кремния, в связи с более высокими величинами допустимой максимальной температуры, теплопроводности, подвижности электронов, является материалом, на основе которого выполнимы наиболее мощные в настоящее время полупроводниковые приборы (усилители и автогенераторы). Так, ожидается 30-кратное увеличение мощности SiC транзистора по сравнению с GaAs MES FET, что соответствует в сантиметровом диапазоне достижению непрерывной мощности равной нескольким сотням Ватт.

1.3 Транзисторы на горячих электронах

Рассмотренные в предыдущих главах транзисторы позволяют в настоящее время говорить о возможности построения на их основе аппаратуры в области частот $f < 150\text{--}200$ ГГц. Продвижение в область более высоких частот при использовании освоенных транзисторных принципов наталкивается на принципиальные трудности, связанные с необходимостью уменьшения расстояний между электродами до сотых долей микрона, увеличения скоростей носителей заряда до величин, превышающих максимальные скорости в известных классах транзисторов.

В то же время освоение диапазона частот сотни-тысячи ГГц важно для многих применений. Это, прежде всего традиционное применение в радиолокации и связи для увеличения разрешающей способности и объема передаваемой информации. В этом диапазоне лежат резонансы органических молекул, а также собственные частоты колебаний мембран в клетках и поэтому активные твердотельные устройства представляют значительный интерес в биологии и в медицине в качестве диагностических и активно воздействующих устройств.

Освоение диапазона частот $f > 150\text{--}200$ ГГц потребовало развития новых идей и принципов построения активных элементов. В последние два десятилетия XX века были проведены многочисленные исследования, посвященные существенному увеличению быстродействия полупроводниковых источников. Кроме новых направлений развития транзисторных источников (транзисторы на горячих электронах и транзисторы на квантовых эффектах), развиваются новые идеи построения сверхбыстродействующих устройств, действующих на новых "нетранзисторных" принципах [9].

Хотя первые приборы на основе инжекции горячих электронов были предложены еще в 1960 году, возможность их реализации появилась только в настоящее время при использовании наиболее современных технологических процессов, обеспечивающих резкие гетеропереходы различных полупроводниковых материалов, реализацию с высокой точностью требуемых законов профиля легирования, уменьшение продольных размеров слоев структуры до единиц нанометров и т. д.

В этом разделе рассматриваются результаты исследований некоторых перспективных типов транзисторов на горячих электронах.

Горячие электроны характеризуются уровнем кинетической энергии, превышающим равновесную энергию $\mathcal{E}_0=3/2kT$. Кинетическую энергию электронов можно увеличить, например, путем ускорения их в электрическом поле, или путем увеличения их хаотической скорости или температуры, например, при нагревании полупроводника. В реальных ситуациях оба вида разогрева существуют одновременно, но один из видов разогрева преобладает. В зависимости от преобладающего вида разогрева принято деление транзисторов на горячих электронах на два типа: транзисторы с баллистической инжекцией электронов и транзисторы с переносом разогретого электронного газа в пространстве.

В настоящее время ни один из известных типов транзисторов на горячих электронах не вышел на уровень промышленного производства и практического применения. В ведущих фирмах, институтах, известных своими результатами в области электроники СВЧ, активно проводятся исследования физики работы транзисторов на горячих электронах, изучаются их достижимые характеристики, рассматриваются реализуемые пути построения этих приборов.

Ниже приводятся основные особенности построения транзисторов с баллистической инжекцией электронов – наиболее перспективных для работы в области частот свыше 200 ГГц. Ряд принципов построения этих транзисторов внедряется в настоящее время в конструкции гетеробиполярных и гетерополевых транзисторов с целью увеличения их рабочих частот.

1.3.1 Транзисторы с баллистической инжекцией электронов

Структура транзистора с баллистической инжекцией (БИТ) подобна структуре биполярного транзистора. Она включает инжектор электронов (эмиттер), область пролета инжектированных электронов (базу) и коллектор. Так же, как в биполярном транзисторе, регулировка тока эмиттер-коллектор осуществляется изменением потенциала базы. Существенным отличием БИТ является то, что эти транзисторы, как правило, униполярны, т.е. все элементы их (эмиттер, база, коллектор) имеют одинаковый тип проводимости и в базу инжектируются неравновесные основные носители.

Термин "баллистический" транзистор означает, что его структура и режим работы обеспечивают высокую начальную скорость электронов, инжектируемых из эмиттера в базу и последующий баллистический пролет электронов с минимальным рассеянием из-за взаимодействия с другими частицами (фононами и атомами примесей). Необходимо отметить, что чисто баллистический (бесстолкновительный) пролет электронов возможен только на длинах L , значительно меньших длины свободного пролета L_i . Такой пролет требует создания структур с длиной пролета $L \ll L_i \approx 0,1$ мкм при временах пролета $\tau_i \ll 0,1$ пс. В связи с нереализуемостью таких идеализированных структур теоретический анализ БИТ проводится с учетом реального распределения случайных столкновений и при этом определяются средние величины скорости электронов в потоке. При этом поток характеризуется спектром скоростей электронов и в тех случаях, когда количество баллистических электронов превалирует, можно говорить о квазibalлистическом потоке электронов.

Моделирование работы БИТ при использовании метода Монте-Карло проводилось во многих работах для определения действительных средних скоростей электронов и времен пролета их в GaAs и других полупроводниках. В этих расчетах учитывались вероятности различных процессов рассеяния, переходов электронов в другие разрешенные долины в зоне проводимости, в зависимости от энергии электронов; учитывался случайный характер этих процессов.

На рисунке 30 приведены расчетные зависимости дрейфовой скорости электронов от расстояния $v_d(r)$ при пролете в GaAs при фиксированных ускоряющих напряжениях $E=(1-10)$ кВ/см [53]. Максимальная скорость $v_{dmax}=4,8 \times 10^7$ см/с достигается при $E=10$ кВ/см, $r \approx 0,1$ мкм за время $\tau=0,4$ пс. На больших расстояниях (при больших временах пролета) начинается переход электронов в верхнюю долину, в результате чего средняя скорость электронов в потоке уменьшается. Таким образом, в реальных GaAs структурах с учетом столкновений скорость электронов на определенной длине дрейфа достигает максимального значения, значительно превосходящего скорость насыщения v_s в ускоряющем электрическом поле на больших расстояниях дрейфа.

На рисунке 30 приведена также зависимость $v_d(r)$ чисто баллистического электрона (без учета столкновений и перехода в другие долины). Видно, что чисто баллистический режим реализуется только на расстояниях $r \ll 0,1$ мкм. Аналогичные расчеты для кремния показывает, что в этом полупроводнике превышение максимальной скорости в дрейфе незначительно. Указанное различие связано с различием физических характеристик рассеяния в этих материалах (рассеяние на оптических фононах в GaAs и на акустических фононах в Si). На рисунке 31 приведены рассчитанные методом Монте-Карло зависимости $v(r)$ для материалов GaAs, InP, Si при постоянной напряженности электрического поля 25 кВ/см. Видно, что практически одинаковые максимальные скорости достигаются в GaAs и в InP, а увеличение скорости в Si незначительно. На рисунке 32 представлены зависимости $v(r)$ в GaAs при различных уровнях начальной энергии электронов на входе в область дрейфа; зависимости рассчитаны для напряженности электрического поля в дрейфе $E=10$ кВ/см; величина начальной энергии \mathcal{E}_{0i} на рисунке 32 является параметром i -ой зависимости. Можно видеть, что начальная скорость остается почти постоянной на значительном расстоянии, если эта скорость ниже максимального значения. Если начальная энергия близка к энергии, при которой происходит активный переход электронов в верхнюю долину, а скорость близка к максимальному значению, происходит быстрое уменьшение скорости при увеличении расстояния ($\mathcal{E}_{0i}=0,34$ эВ – кривая h). Если выполняются условия кривой f (начальная энергия $\mathcal{E}_{0i}=0,21$ эВ и $E=10$ кВ/см) то в реальном приборе с длиной дрейфа 0,1 мкм средняя скорость электронов равна 8×10^7 см/с, а время пролета $\tau=0,125$ пс. Такому времени пролета соответствует граничная частота $f_T=1,3$ ТГц. Приведенные оценки говорят о значительном интересе в создании устройств с малыми размерами и в разработке методов инжекции электронов с высокой энергией.

Идеи, лежащие в основе работы транзисторов с баллистической инжекцией электронов, наиболее эффективно могут быть применены в биполярных транзисторах с гетеропереходами – гетеробиполярных транзисторах (см. 1.1.2). В таких структурах электроны инжектируются в сечении перехода GaAs (база) и другого широкозонного полупроводника, например, $Al_xGa_{1-x}As$ (эмиттер).

Применение методов баллистической инжекции в полевых транзисторах МЭП (MES FET) встречает значительные трудности, связанные с неоднородностью электрического поля в области токопроводящего канала. Теоретический анализ GaAs МЭП ПТ со сверх коротким проводящим каналом [54] показал, что средние скорости электронов, превосходящие скорость насыщения $v_s=1 \times 10^7$ см/с, имеют место на длине $L_3 < 0,05$ мкм. Средняя скорость, рассчитанная для $L_3 < 0,035$ мкм, равна $1,5 \times 10^7$ см/с. Наибольшие достижимые средние скорости в соответствии с

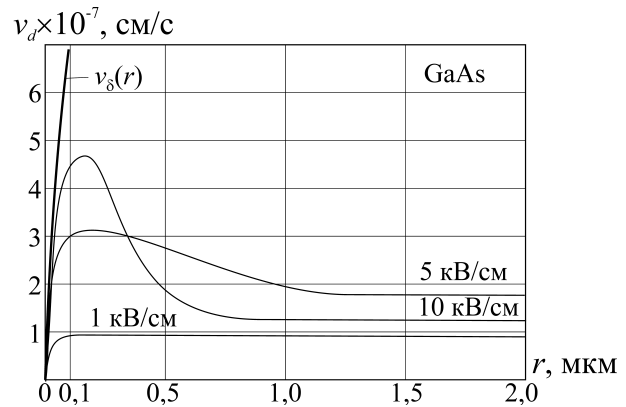


Рис. 30

Расчетные зависимости дрейфовой скорости электронов от расстояния пролета в GaAs $v_d(r)$ при фиксированных ускоряющих напряжениях электрического поля E . $v_s(r)$ – зависимость для чисто баллистического электрона.

расчетами, не превышают 3×10^7 см/с (для InP HFET). Таким образом, квазибаллистические электроны не играют заметную роль в работе МЭП ПТ и в перспективных разработках полевых транзисторов, основанных на известных представлениях.

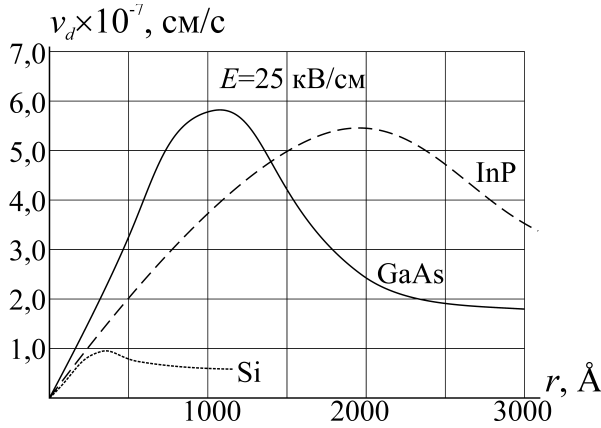


Рис. 31
 Расчетные зависимости $v_d(r)$ для материалов GaAs, InP, Si при постоянном значении $E=25$ кВ/см.

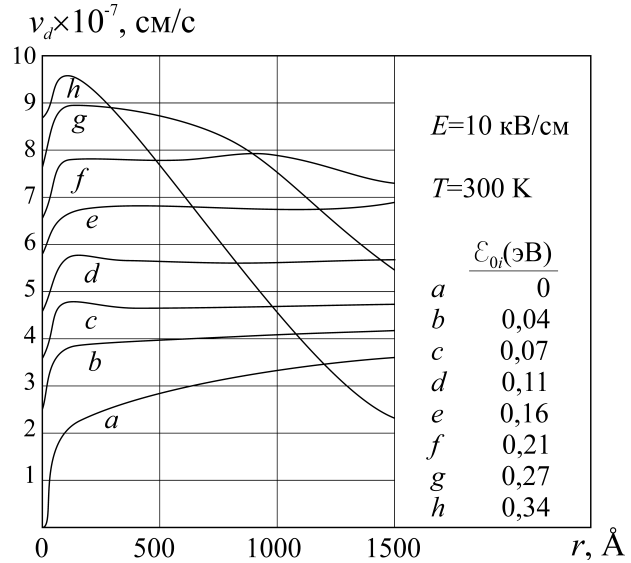


Рис. 32
 Расчетные зависимости $v_d(r)$ для GaAs для постоянной напряженности электрического поля $E=10$ кВ/см вдоль оси x кристалла $\langle 100 \rangle$ и различных уровнях начальной энергии электронов ϵ_0 на входе в область дрейфа

БИТ различаются, прежде всего, применяемыми материалами и физическим механизмом инжекции горячих электронов в базу. Первый предложенный БИТ был основан на туннелировании электронов из металла через тонкий слой окисла (барьер) с высоким уровнем энергии в металлическую базу [55]. Вторым изолирующим барьером в виде окисла металла разделяет базу и металлический коллектор. Эта структура названа MOMOM, рис. 33а. Вариантами транзистора этого типа являются:

- MOMC, в котором барьер MOM между базой и коллектором заменен на барьер металл-окисел-полупроводник (MOS) – рис. 33б;
- SMS, в котором металл заменен полупроводниками в двух барьерах – рис. 33в.

Основные принципы работы приведенных вариантов БИТ во многом те же, что и у биполярных транзисторов. Рассмотрим для примера SMS транзистор. При увеличении напряжения $U_{БЭ}$ ток эмиттера растет экспоненциально. При условии, что электроны не потеряют слишком много энергии при прохождении через металлическую базу, они проникнут в область коллектора. Если коэффициент прохождения тока $\alpha=I_K/I_E$ близок к единице, то усиление по мощности определяется отношением большого сопротивления на выходе к малому входному сопротивлению, величина которого быстро уменьшается при увеличении прямого напряжения на барьере Шоттки база-эмиттер.

Работа транзисторов MOMOM, MOMS с туннельными переходами эмиттер-база отличается тем, что ток эмиттера не является строгой функцией напряжения смещения база-эмиттер $U_{БЭ}$. Ток коллектора управляется в этих транзисторах при изменении потенциала коллектора и при этом изменяется соотношение токов базы и коллектора.

Изучение структуры SMS проводилось наиболее активно. Исследуемые образцы кремний-силицид-кремний были выполнены в одном кристалле применением эпитаксии при использовании силицидов металлов $CoSi_2$, $NiSi$. Эти работы проводились не только с целью изучения особенностей прохождения горячих электронов через пленки, но также в надежде, что быстродействие SMS будет значительно большим, чем у биполярных транзисторов. В результате проведенных исследований оказалось, что SMS БИТ характеризуются очень низ-

ким коэффициентом прохождения тока $\alpha < 0,5$ даже в самых идеальных условиях. Расчеты показали, что основная причина низкого токопрохождения связана с квантово-механическим отражением электронов от границы база-коллектор [56]. Это явление имеет место в тех случаях, когда длина волны де Бройля $\lambda = h/mv$ соизмерима с толщиной слоев структуры, барьеров и т.п. Устранение отражений на границе база-коллектор (согласование "импедансов") требует выполнения условия $m_b/m_k = (\mathcal{E}_i - \phi_{bk})/\mathcal{E}_i$; здесь m_b, m_k – эффективные массы электронов в базе и в коллекторе, \mathcal{E}_i – энергия инжектированного баллистического электрона, ϕ_{bk} – высота барьера гетеро-перехода база-коллектор [9].

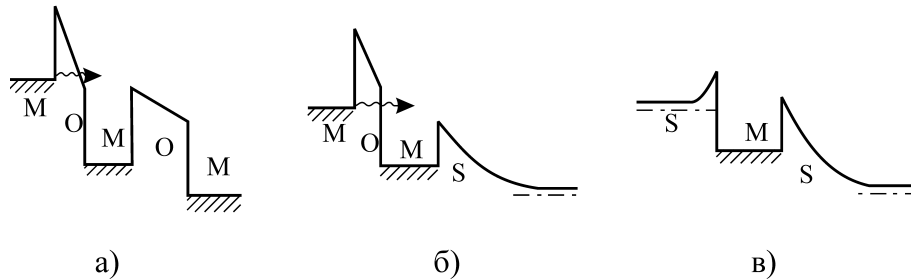


Рис. 33

Энергетические диаграммы для структур транзисторов с баллистической инжекцией электронов при рабочих напряжениях на электродах:

- а) структура типа MOMOM (металл-окисел-металл-окисел-металл);
- б) структура типа MOMS (металл-окисел-металл-полупроводник);
- в) структура типа SMS (полупроводник-металл-полупроводник).

Всплеск интересов к транзисторам с баллистической инжекцией электронов возник в связи со значительными успехами в создании прецизионных гетеропереходов с субмикронными продольными размерами для гетеробиполярных (ГБТ, НВТ) и гетерополевых (HFET) транзисторов. Большое количество таких устройств было создано на основе ионной имплантации, молекулярно-лучевой эпитаксии (МБЕ), парогазовой эпитаксии с металлоорганическим катализатором (MOCVD).

Основными принципиальными задачами, решение которых необходимо для работы БИТ с максимальным быстродействием являются следующие:

- обеспечение необходимой, оптимальной с точки зрения быстродействия и усиления транзистора, скорости инжектированных электронов на входе в область базы;
- обеспечение минимального времени пролета в базе за счет уменьшения ее продольного размера и увеличения скорости пролета электронов;
- максимально возможное уменьшение времени зарядки цепей эмиттера и коллектора, что требует в частности уменьшения сопротивления тонкого слоя базы R_B вдоль ее плоскости.

Пути решения этих задач рассмотрим для структуры БИТ с варизонными барьерами и индуцированной базой (в англоязычной литературе – induced base transistors – IBT), выполненной с применением гетеропереходов эмиттерного и коллекторного областей на основе $Al_xGa_{1-x}As$ ($x=0,3$) и области базы на основе GaAs. Зонная диаграмма такой структуры приведена на рисунке 34.

Эмиттер представляет собой резкий скачок потенциала в гетеропереходе широкозонного полупроводника $Al_xGa_{1-x}As$ и узкозонного полу-

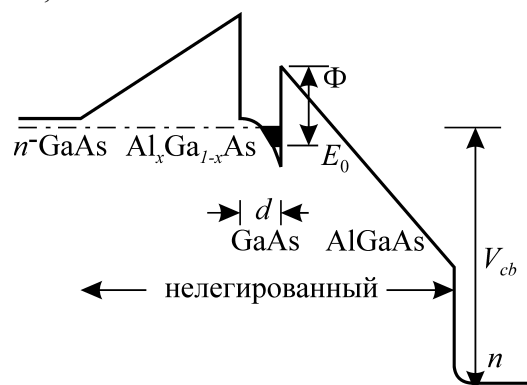


Рис. 34

Энергетическая диаграмма для однополярного баллистического транзистора IBT с индуцированной базой и эмиттером на основе гетероперехода варизонного широкозонного полупроводника $Al_xGa_{1-x}As$ и узкозонного полупроводника GaAs

проводника GaAs. Широкозонный полупроводник выполнен как варизонный, т.е. в виде эпитаксиального слоя с плавной изменяющейся по толщине долей x алюминия. Изменение x в полупроводнике $Al_xGa_{1-x}As$ позволяет в широких пределах изменять разрывы зоны проводимости ΔE_c и валентной зоны ΔE_v в гетеропереходе $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$. В частности, ΔE_c возрастает до 0,3 эВ при увеличении x до 0,4, что создает соответствующий скачок барьерного потенциала $\phi_{эб}$.

В предположении инжекции в параболическую Γ -долину зонной диаграммы для GaAs скорость инжектируемых электронов $v_6 = (2\phi_{эб}/m)^{0,5} \approx 4,2 \times 10^7 (\phi_{эб}/m^*)^{0,5}$. Здесь $\phi_{эб}^*$ – высота барьера эмиттер-база (в вольтах), определяющая начальную кинетическую энергию электрона. В GaAs $m^* \approx 0,063$ и, например, при $\phi_{эб}^* \approx 0,3$ В $v_6 \approx 9,16 \times 10^7$ см/с. Как следует из рис. 33 эта величина скорости инжектируемых электронов является максимальной в нижней долине Γ , резко уменьшающейся при увеличении длины пролета в базе. Изменяя высоту барьера $\phi_{эб}^*$, можно в широких пределах изменять скорость инжектированных электронов на входе в базу и обеспечить такую ее оптимальную величину, при которой реализуется высокое быстродействие и высокий коэффициент прохождения электронов $\alpha = I_K/I_B$. Теоретические оценки скорости баллистических электронов и средней длины их баллистического пролета для соединений типа A^3B^5 с учетом реальной зонной структуры и рассеяния на фононах и примесях показали, что оптимальная энергия инжектируемых электронов несколько ниже минимума энергии в верхней зоне L . Этому примерно соответствует приведенная выше оценка входной энергии баллистических электронов $\mathcal{E}_{0f} \approx 0,21$ эВ.

Достижение высокого быстродействия требует создания базы с толщиной, меньшей баллистической длины, на которой входная скорость инжектированных электронов остается практически без изменения. В соответствии с результатами расчетов (рис. 33) для GaAs, баллистическая длина базы при оптимальной входной скорости электронов должна быть меньше 0,1 мкм.

При этом, однако, растет сопротивление базы вдоль ее плоскости R_B , что приводит к увеличению времени зарядки эмиттерной и коллекторной областей. Один из путей уменьшения R_B сводится к увеличению ее проводимости за счет увеличения концентрации примесей N_B (вплоть до 10^{18} см $^{-3}$). Этот путь практически применяется и поэтому баллистические транзисторы иногда называются транзисторами с легированной базой. Увеличение легирования базы, однако, приводит к существенному уменьшению длины свободного баллистического пролета, что уменьшает среднюю скорость электронов в базе и в конечном итоге ухудшает быстродействие. В баллистическом транзисторе с индуцированной базой, так же как и в гетеробиполярных транзисторах (ГБПТ – см. 1.2.2), основанных на применении гетеропереходов широкозонных и узкозонных полупроводников ($Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ в структуре рис. 34), вблизи интерфейс поверхности образуется узкая потенциальная "квантовая яма" в зоне проводимости, в которой аккумулируются электроны. При этом образуется слой зарядов с высокой концентрацией, толщина которого близка к 0,01 мкм. В связи с тем, что толщина этого слоя много меньше длины волны де Бройля, электроны квантуются в двумерный электронный газ, в котором рассеяние на примесях значительно уменьшено. В результате значительно возрастает проводимость и дрейфовая скорость электронов вдоль слоя 2DEG.

Таким образом, несмотря на тонкость и малую концентрацию примесей базы, проводимость вдоль плоскости переходов база-эмиттер, база-коллектор оказывается высокой, что обеспечивает быструю зарядку емкостей эмиттера и коллектора, и, значит, высокое быстродействие. Малая концентрация примесей позволяет реализовать высокую баллистическую скорость электронов и в результате при $d_B = 0,1$ мкм и $v_B \approx 10^8$ см/с $\tau_B \approx 16$ фс, что значительно меньше полного времени задержки в структуре транзистора и может не учитываться в расчете быстродействия. Оценки граничной частоты рассматриваемых БИТ показывают достижимость полного времени $\tau_{\Sigma} \approx 0,3-0,5$ пс и $f_T = 300-500$ ГГц [8, 9]. Рассматриваемые транзисторы характеризуются также низким коэффициентом квантовомеханического отражения электронов от коллекторного барьера и при слабом легировании базы достижим высокий коэффициент токопрохождения $\alpha \approx 0,96$ [8].

Следует отметить, что транзисторы с баллистической инжекцией электронов имеют многие черты, аналогичные применяемым в гетеробиполярных и гетерополевых транзисторах. В настоящее время, с целью увеличения граничных частот, в ГBT применяют баллистическую инжекцию электронов.

1.3.2 Транзисторы с переносом заряда в пространстве

Название “транзисторов с переносом заряда в реальном пространстве” (Real Space Transfer Devices – RST) было впервые предложено в 1979 году для описания приборов с новым механизмом возникновения отрицательного сопротивления в многослойных полупроводниковых структурах [57]. Принцип работы состоит в том, что в структуре, состоящей из слоев полупроводников с различной проводимостью, под действием ускоряющего электрического поля, ток протекает вначале в слоях с высокой проводимостью, а по мере разогрева горячие электроны переходят в слои с меньшей проводимостью. При этом суммарный ток уменьшается, что приводит к появлению отрицательного сопротивления структуры. Имеется определенная аналогия RST с диодами Ганна. Существенное различие состоит в том, что все электроны в RST находятся в одной и той же энергетической долине зоны проводимости, а их разделение при нагреве происходит в пространстве при переходе в слои с меньшей подвижностью, разделенные пространственно. В диодах Ганна все электроны находятся в одном и том же пространстве, а уменьшение тока при разогреве электронов вызвано переходом их в другую энергетическую долину, отличающуюся меньшей проводимостью.

Возможны различные реализации RST, определяемые методами создания областей полупроводников с различными подвижностями электронов. Например, известны RST, в которых областью с меньшей подвижностью электронов является поверхность полупроводника с высокой скоростью поверхностной рекомбинации [58]. При разогреве электронов и дырок в объеме полупроводника они диффундируют на поверхность, где рекомбинируют и вследствие этого исключаются из проводимости.

В [57] для создания отрицательного дифференциального сопротивления предложена слоистая структура AlGaAs/GaAs с модулированным легированием, приводящим к образованию в зонной диаграмме потенциальных ям с высокой подвижностью электронов (рис. 35). В нелегированных областях GaAs (в потенциальных ямах) подвижность электронов значительно выше, чем в слоях AlGaAs. В равновесном состоянии все электроны находятся в слое GaAs. При прохождении тока параллельно границам слоев электроны в слое GaAs разогреваются и переходят через барьер в слой с меньшей проводимостью AlGaAs. На рисунке 36 приведены зависимости дрейфовой скорости от величины ускоряющего электрического поля

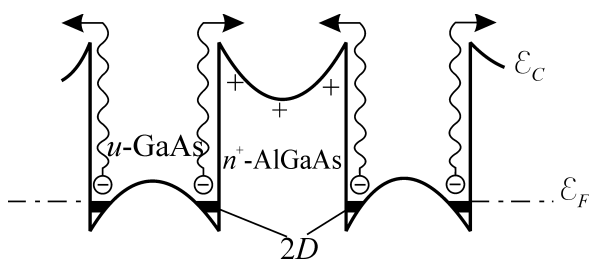


Рис. 35

Энергетическая зонная диаграмма для транзистора с переносом заряда в пространстве, выполненного на основе переходов GaAs/ n^+ -AlGaAs. $2D$ – области двумерного эмиттерного газа. u -GaAs нелегированная область.

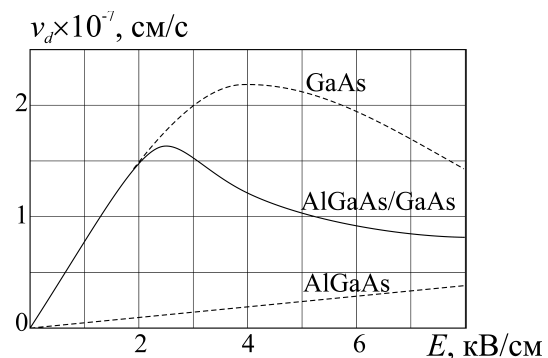


Рис. 36

Зависимости дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля для гетероперехода AlGaAs/GaAs с переносом заряда в пространстве для GaAs ($N_I=0$, $\mu = 8000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$) и AlGaAs ($N_I=10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\mu=500 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$).

$v_d(E)$, рассчитанные для GaAs, AlGaAs/GaAs и AlGaAs. Эти зависимости определяют характер ВАХ с отрицательным сопротивлением.

Выполненные расчеты ВАХ для различных материалов и различных слоистых структур RST показывают, что времена переброса в реальном пространстве между тонкими слоями ($\sim 0,1$ мкм) гетероструктуры имеют порядок 10^{-11} – 10^{-12} с [9, 13]. Таким образом, граничные частоты транзисторов, построенных на принципах RST, в настоящее время не превышают 20–30 ГГц. Требуется уменьшение времени переброса электронов между слоями на один-два порядка. Пути решения этой задачи не известны в настоящее время.

Глава 2 Транзисторные генераторы и усилители

Разработка и промышленный выпуск транзисторов СВЧ различных классов определили достигнутые в 90-х годах успехи в построении радиоэлектронной аппаратуры различного функционального назначения. Благодаря своим высоким энергетическим, диапазонным и спектральным характеристикам трехэлектродные полупроводниковые приборы в настоящее время оказались наиболее предпочтительными во многих применениях. К таким характеристикам относятся в первую очередь следующие:

Значительные уровни непрерывной мощности и КПД, превышающие 10–15 Вт при КПД > 40–50% на частотах $f < 10$ ГГц, 1–3 Вт на частотах 30–40 ГГц при КПД > 30%, 0,3–0,5 Вт при КПД > 20% в частотном диапазоне 70–100 ГГц. Уровни непрерывной мощности транзисторов в сантиметровом диапазоне существенно выше, чем у наиболее эффективных современных двухэлектродных приборов; в миллиметровом диапазоне средние мощности диодов и транзисторов практически одинаковы. Достигнутые уровни КПД транзисторов в сантиметровом и миллиметровом диапазонах значительно выше, чем у диодов.

Значительная развязка между входными и выходными клеммами транзистора позволяет во многих случаях отказаться от применения невзаимных ферритовых устройств (циркуляторов, вентилях) при построении усилителей, генераторов.

Конструктивная и технологическая простота и естественность включения транзисторов планарной конструкции в планарные линии передачи (микрополосковые, щелевые, копланарные волноводы). В результате успешно решаются задачи построения различных радиоэлектронных устройств в монолитно и гибридно-интегральном исполнении.

Значительное многообразие возможностей применения транзисторов для выполнения различных функций: для усиления слабых сигналов и получения значительных выходных мощностей усилителей, построения автоколебательных систем с высокой стабильностью частоты, умножения частоты, создания фазовращателей, смесителей сигналов и т.п.

Большое число разработанных классов транзисторов, отличающихся своими характеристиками, позволяет оптимизировать конструкции, схемы и режимы работы радиоэлектронных систем при решении конкретных задач.

Создание СВЧ-транзисторов различных классов, разработка высокоточных технологических операций открыли пути построения микросхем в интегральном исполнении, выполняющих различные функции (усилители, автогенераторы, умножители и т.п.), создания сложной и многофункциональной аппаратуры на основе больших полупроводниковых интегральных схем в миллиметровом и сантиметровом диапазонах волн. Ведущее место в этих работах заняли микроволновые монолитно интегральные схемы (МИС), изготавливаемые на одном кристалле, позволяющие существенно уменьшить массогабаритные характеристики и стоимость (при серийном производстве), повысить воспроизводимость и надежность. Разработка и промышленный выпуск микроволновых МИС (в англоязычной литературе – MMICs) различного назначения фактически открыли новую эру техники СВЧ. Можно полагать, что значительное расширение фронта исследований и разработок в миллиметровом диапазоне в последние 10 лет связано с построением монолитно интегральных схем в области частот до 200 ГГц. Применение транзисторов СВЧ позволило создать новые классы радиоэлектронной аппаратуры, расширить возможности применения систем радиолокации, радионавигации, систем связи и т.п.

В данном разделе рассматриваются основные технические решения по созданию высокостабильных генераторов на основе транзисторов, транзисторных усилителей, сумматоров мощностей транзисторов преимущественно в миллиметровом диапазоне волн в интегральном исполнении.

2.1 Частотно стабилизированные транзисторные генераторы. Принципы построения, результаты разработок

Значительные успехи, достигнутые в 90-е годы прошлого века в разработке и промышленном выпуске эффективных, мощных и малошумящих транзисторов, а также микроволновых монолитных схем на транзисторах, дают основу для создания транзисторных источников миллиметрового диапазона, удовлетворяющих высоким требованиям стабильности частоты при всех эксплуатационных воздействиях.

Транзисторные частотно стабилизированные источники в коротковолновой части сантиметрового и в миллиметровом диапазонах строятся на основе автогенераторов со стабилизирующими резонаторами, с использованием низкочастотных высокостабильных автогенераторов и умножителей частоты, с использованием режима внешней синхронизации субгармоническим сигналом. Особенности применения этих методов и основные достигнутые результаты приведены ниже.

2.1.1 Транзисторные автогенераторы со стабилизацией частоты при помощи высокодобротного резонатора

Наиболее конструктивно простыми, обладающими минимальными габаритами и наименьшей стоимостью, являются транзисторные автогенераторы в монолитно или гибридно-интегральном исполнении со стабилизацией частоты высокодобротными диэлектрическими резонаторами. В этих автогенераторах применяются два основных типа транзисторов:

- усилительные транзисторы с минимальными внутренними обратными связями, с согласованными цепями на входе и на выходе;
- транзисторы с сильной внутренней обратной связью, определяемой обычно паразитными реактивными параметрами, – генераторные транзисторы.*)

При использовании генераторных транзисторов упрощается схема и конструкция генератора. В ряде случаев, однако, для достижения требуемых СВЧ-параметров оказывается необходимым нейтрализовать их внутреннюю положительную обратную связь, что усложняет настройку генератора. В коротковолновой части сантиметрового диапазона и в миллиметровом диапазоне применяются в большинстве случаев усилительные транзисторы; при этом в СВЧ-систему автогенератора включается высокодобротный стабилизирующий резонатор и цепь положительной обратной связи.

На рисунках 1а, 1б приведены известные схемы частотно стабилизированных транзисторных автогенераторов, использующих диэлектрические резонаторы. На рис. 1а приведена эквивалентная схема малошумящего генератора в области 6 ГГц на GaAs полевом транзисторе с диэлектрическим резонатором [1]. В этом генераторе цилиндрический диэлектрический резонатор 1 связан с микрополосковой линией 2, включенной в цепь стока транзистора 3. Внешняя положительная обратная связь осуществлена цепью 4, включающей элементы микрополосковых линий и конденсатор. Резонатор выполнен из керамической пластины BaO-TiO₂, его собственная добротность равна 4000. Введение в высокочастотную цепь ДР позволило уменьшить уровень фазового шума на 30 дБ по сравнению с нестабилизированным генератором. На рисунке 1б представлена эквивалентная схема частотно стабилизированного генератора на GaAs полевом транзисторе с диэлектрическим резонатором в цепи обратной связи [2]. Диэлектрический резонатор 1 установлен между двумя микрополосковыми линиями МП-1 и МП-2, присоединенными к стоку и к затвору транзистора 2 соответственно. На высоких частотах линии МП-1 и МП-2 нагружены на омические сопротивления, величины которых близки к характеристическим значениям. Полезная нагрузка R_n генератора присоединена к микрополосковой линии МП-3, в цепи

*) В некоторых биполярных транзисторах сильная внутренняя положительная обратная связь создается технологическим путем за счет введения в цепь общего электрода (базы) отрезка золотой проволоки.

источка. В X-диапазоне достигнутая температурная нестабильность частоты равна ± 150 кГц в интервале температур минус 20...+60°С. В области частот 11,5–12,5 ГГц внешняя добротность генератора $Q_{вн}=1000$.

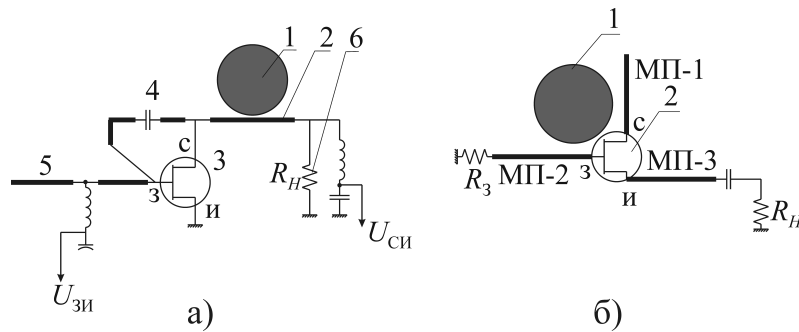


Рис. 1

а) Эквивалентная схема высокочастотной цепи частотно стабилизированного автогенератора с диэлектрическим резонатором в линии вывода мощности;
 б) Эквивалентная схема высокочастотной цепи частотно стабилизированного автогенератора с диэлектрическим резонатором в цепи обратной связи.

Особенности работы транзисторных генераторов рис. 1а, 1б близки к таковым у частотно стабилизированных диодных автогенераторов. В частности, транзисторный генератор рис. 1б аналогичен диодному стабилотрону (см. 2.2 части 1).

Обобщенная схема частотно стабилизированного транзисторного автогенератора приведена на рис. 2. Транзистор 1, характеризуемый матрицей рассеяния $[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}$ с комплексными, нелиней-

ными в общем случае, коэффициентами, включается в линии передачи при помощи согласующих четырехполюсников 2. Сознательный выбор схемы четырехполюсника 2 и расчет ее параметров требует знания матрицы $[S]$, обычно содержащейся в документации конкретной марки транзистора. Обведенный пунктиром прямоугольник на рис. 2 характеризует активный элемент (транзистор), согласованный с внешней цепью. В дальнейшем, при анализе автогенератора, рассматривается именно такой согласованный транзистор. Четырехполюсник 3 на рис. 2 характеризует резонансную систему автогенератора и параметры связи ее с высокочастотной цепью транзистора. Цепь положительной обратной связи 4 характеризует коэффициент передачи с выхода транзисторного усилителя на его вход. Реализация резонансной системы и схемы ее включения, цепи обратной связи, схемы включения полезной нагрузки 5 определяются принципом построения конкретного автогенератора. Но, во всех случаях можно эквивалентную схему автогенератора свести к обобщенной схеме, аналогичной рис. 2.

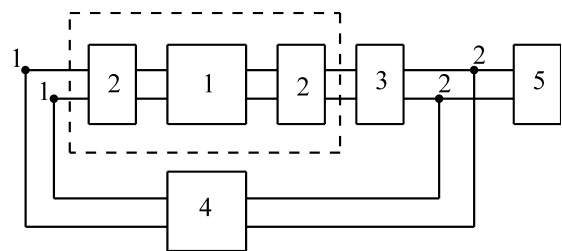


Рис. 2

Обобщенная схема транзисторного автогенератора: 1 – транзистор; 2 – согласующие четырехполюсники; 3 – высокодобротная избирательная система; 4 – цепь обратной связи;

Характеристики стационарного режима автоколебаний определяются соотношением:

$$\bar{K}(\omega, U_m, \Pi, \theta) \times \bar{L}(\omega, \theta) = K(\omega, U_m, \Pi, \theta) e^{j\varphi_K(\omega, U_m, \Pi, \theta)} \times L(\omega, \theta) e^{j\varphi_L(\omega, \theta)} = 1 \quad (1)$$

Здесь \bar{K}, \bar{L} – комплексные коэффициенты усиления и обратной связи соответственно. В общем случае $\bar{K} = \bar{S}(\omega, U_m, U_{0i}, \Pi, \theta) \times \bar{Z}(\omega, \theta) = S(\omega, U_m, U_{0i}, \Pi, \theta) e^{j\varphi_S(\omega, U_m, U_{0i}, \Pi, \theta)} \times Z(\omega, \theta) e^{j\varphi_Z(\omega, \theta)}$, где \bar{S} – комплексная крутизна транзистора, U_m – амплитуда автоколебаний, U_{0i} – параметр электрического питания транзистора, \bar{Z} – комплексный импеданс стабилизирующего резонатора; Π – некоторый параметр (например, напряжение электрического питания на электродах транзи-

стора), воздействующий на характеристики транзистора, ω – частота автоколебаний, θ – рабочая температура. Используемые в (1) комплексные характеристики усиления $K(\omega, U_m, \Pi, \theta)e^{j\varphi_K(\omega, U_m, \Pi, \theta)}$ и обратной связи $L(\omega, \theta)e^{j\varphi_L(\omega, \theta)}$ являются коэффициентами передачи, измерение которых вполне осуществимо в диапазоне СВЧ. Важным является также то, что с использованием амплитудно-частотных зависимостей $\bar{K}(\omega, U_m), \bar{L}(\omega)$ решаются многие задачи установления стационарных колебаний транзисторных генераторов, определения параметров стационарного режима, характеристик стабильности амплитуды и частоты выходного сигнала и т.п.

Определим характеристики стабильности частоты автогенератора в первом приближении метода малого параметра при малых возмущающих воздействиях $\delta\Pi, \delta\theta$.

Малые изменения воздействующих параметров $\delta\Pi, \delta\theta$ приводят к уходу частоты автоколебаний на $\delta\omega$ и к изменению амплитуды колебаний на δU_m . Пренебрегая частотными зависимостями крутизны транзистора, коэффициента обратной связи, а также не учитывая зависимость фазы комплексной крутизны от амплитуды СВЧ-сигнала, для случая малых возмущающих воздействий $\delta\Pi/\Pi_0 \ll 1, \delta\theta/\theta_0 \ll 1$ получим следующие выражения, определяющие нестабильность амплитуды δU_m и частоты колебаний $\delta\omega$:

$$\delta U'_m = \frac{\delta U_m}{U_{m0}} = \frac{\cos \psi \left(\frac{\partial S}{\partial \Pi} \delta \Pi + \frac{\partial S}{\partial \theta} \delta \theta \right)}{\frac{\partial \sigma}{\partial U'_m} + \frac{\cos \psi}{S} \frac{\partial S}{\partial U'_m}} \approx \frac{\frac{\partial S}{\partial \Pi} \delta \Pi + \frac{\partial S}{\partial \theta} \delta \theta}{\frac{\partial S}{\partial U'_m}} \quad (2)$$

$$\frac{\delta \omega}{\omega_0} = \frac{\frac{\partial S}{\partial \Pi} \delta \Pi + \frac{\partial S}{\partial \theta} \delta \theta}{2SQ \cos \psi} + \frac{1}{\omega_0} \frac{d\omega_0}{d\theta} \delta \theta. \quad (3)$$

В приведенных соотношениях $\psi = \arctg(Q\xi)$, $\xi = \omega/\omega_0 - \omega_0/\omega$, Q – добротность резонатора, ω_0 – резонансная частота резонатора. Максимальная стабильность СВЧ-параметров достигается на резонансной частоте при $\xi=0, \psi=0$, а также при увеличении добротности резонатора Q , при использовании транзисторов и схем их включения, у которых дестабилизирующие факторы $\delta\Pi$ и $\delta\theta$ и их воздействие на параметры активного элемента $\left(\frac{\partial S}{\partial \Pi}\right), \left(\frac{\partial S}{\partial \theta}\right)$ минимальны. При этом фиксирующая способность транзисторного автогенератора по частоте $K_\omega = QS \cos \psi$, фиксирующая способность по амплитуде $K_U \approx \frac{\partial S}{\partial U_m}$.

Одной из задач, решаемых при построении частотно стабилизированного генератора, является обеспечение малых уходов резонансной частоты диэлектрического резонатора в рабочем интервале температур. Решение этой задачи достигается разработкой новых материалов для ДР. Так, на основе однородных материалов $\text{Ba}_2\text{Ti}_9\text{O}_{20}$ и BaTi_4O_9 созданы диэлектрические резонаторы с исключительно высокой стабильностью резонансной частоты; генераторы на полевых транзисторах с этими резонаторами обеспечивали стабильность частоты ± 100 кГц в интервале температур минус 50...+100°C на частоте 11 ГГц при уровне выходной мощности 10–18 мВт [3].

Принципиальной задачей, определяющей возможность построения частотно стабилизированных транзисторных автогенераторов в интегральном исполнении, является создание диэлектрических резонаторов с высокой добротностью. В соответствии с известными исследованиями добротность диэлектрических резонаторов, возбуждаемых на фиксированных типах колебаний, уменьшается приблизительно обратно пропорционально резонансной частоте [4, 5]. Основной причиной этого является увеличение потерь в диэлектрических материалах резонаторов при увеличении частоты. При этом для генераторов, выполненных по конкретным схемам на конкретных типах транзисторов, в сравнительно небольших участках частот, в пределах которых можно полагать величину числителя в выражении (3) неизменной, в рамках соотношений час-

тотного подобия спектральная плотность мощности фазового шума $W_{\varphi_s} \sim \omega^4$. Величина фазового шума зависит от трех основных факторов: добротности СВЧ-цепи, типа транзистора, определяющего собственные его шумы, от схемы построения генератора, определяющей способы включения активных и пассивных элементов в высокочастотную цепь и, в конечном итоге, результирующие энергетические, спектральные и диапазонные характеристики генератора.

Имеется значительный разброс СВЧ-параметров диэлектрических резонаторов (ДР), разработанных в различных фирмах. Это связано как с выбором диэлектрического материала для резонатора, так и с уровнем технологии обработки поверхности резонатора и его сочленения с линиями передачи. Так, известные наибольшие величины собственных добротностей цилиндрических ДР, возбуждаемых на основных типах волн $H_{01\delta}$, $E_{01\delta}$, составляют 20000–30000 на частотах 1–2 ГГц [7, 9], 6000–2000 в диапазоне 15–35 ГГц [7,8], 2000 на частоте 60 ГГц [3]. На более высоких частотах размеры ДР оказываются малыми, что значительно затрудняет их изготовление и обработку поверхности; добротности резонаторов существенно уменьшаются и, в частности, в области частот 90–100 ГГц собственная добротность на основном типе колебаний не превышает 500–600.

В связи с этим значительный интерес приобретают исследования по увеличению добротности диэлектрических резонаторов. Известным решением, позволяющим увеличить размеры ДР и его добротность является возбуждение резонатора на типе колебаний "шепчущая галерея" (whispery gallery mode – WGM). В последние годы опубликованы результаты, показывающие возможность значительного увеличения добротности ДР в этом режиме в широком диапазоне частот.

Для полноты изложения приведем краткие сведения об особенностях работы ДР в режиме WGM. Типы колебаний WG-диэлектрических резонаторов могут иметь магнитную компоненту поля вдоль оси резонатора ($H_z \neq 0$, $E_z = 0$) – колебания магнитного типа WGH_{mns} , или электрическую компоненту вдоль оси ($E_z \neq 0$, $H_z = 0$) – колебания электрического типа WGE_{mns} . Индексы m , n , s определяют число вариаций поля вдоль азимута, радиуса, оси цилиндрического резонатора соответственно. При построении радиотехнических устройств СВЧ на планарных линиях передачи либо на зеркальных диэлектрических волноводах применяются обычно планарные диэлектрические резонаторы, в которых возбужденное поле имеет осевой индекс $s=0$; изменение осевого размера резонатора при этом практически не влияет на резонансную частоту. Волна WG в ДР может рассматриваться как бегущая вдоль азимута в кольцевом пояске между наружным радиусом резонатора R и радиусом каустики*) r_c – см. рис.3.

В этом пояске поле представляется рядом пересекающихся лучей, определяющих азимутальные и радиальные вариации. В области $r < r_c$ поле уменьшается экспоненциально. При уменьшении угла θ , что соответствует увеличению азимутального индекса m , уменьшаются потери на излучение и при этом возрастает добротность резонатора. При этом, однако, возрастает густота спектра резонансных частот и уменьшается расстояние между соседними частотами. Для связи с планарными линиями передачи обычно применяется возбуждение в резонаторе волн E -типа. В качестве иллюстрации на рис. 4 приведена схема связи копланарной линии с резонатором на волне WGE_{m00} . В приведенной конструкции планарный ДР 1 на моде WGE_{m00} закреплен при помощи подставки 4 на копланарной линии, включающей подложку 2 с металлизацией 3.

Разработки резонаторов в режиме "шепчущая галерея" показали возможность существенного увеличения добротностей по сравнению с ДР на основных типах колебаний. Так, при разработке полупроводникового аналога цезиевого стандарта частоты [8] применен ДР на монокристаллическом сапфировом стержне с волной типа WGE_{50s} на резонансной частоте 4,85 ГГц; диаметр резонатора равен 5 см; собственная добротность резонатора $Q_0=290000$. Нагруженная добротность резонатора в схеме транзисторного генератора $Q_L=60000$ при потерях в петле обратной связи около 6 дБ. С применением описанных резонаторов на сапфире с собственной добротностью $Q_0=290000$ на частотах $f \approx 4,85$ ГГц созданы высокостабильные генераторы на гетеробипо-

*) Каустика – огибающая лучей.

лярных транзисторах SiGe HBT; на отстройке от несущей 10 кГц $W_{\text{фс}} = -153$ дБ/Гц/10кГц, а на отстройке 1 кГц $W_{\text{фс}} = -130$ дБ/Гц/1кГц.

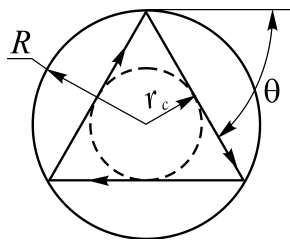


Рис. 3

Иллюстрация бегущей волны в диэлектрическом резонаторе (ДР) на моде колебаний "шепчущая галерея": (WG), R - радиус ДР; r_c - радиус каустики.

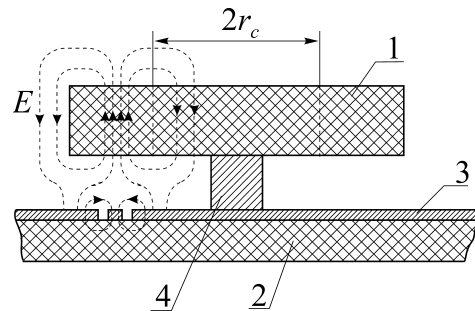


Рис. 4

Схема связи копланарной линии с диэлектрическим резонатором ДР на волне "шепчущая галерея" - типа WGE.

Представляет интерес особенность применения резонатора с очень высокой добротностью [8]. Для устранения паразитных автоколебаний последовательно с ДР WGM включается ДР на основном типе колебаний с сильной связью с нагрузкой, имеющий добротность 1000 и настроенный на ту же частоту, что и ДР WGM. Частоты этих генераторов умножаются далее в два раза и в результате в [8] реализованы полупроводниковые аналоги цезиевых стандартов частоты.

В [11] описана разработка ДР WG на резонансных частотах 77,9 и 95,4 ГГц. Резонаторы выполнены на высокоомном кремнии с $\epsilon = 11,5$ и $\text{tg}\delta = 5 \times 10^{-5}$; диаметр резонаторов $2R = 5,6$ мм, высота диска $h = 700$ мкм. На частоте 77,9 ГГц, при типе колебаний $WGE_{5,0,0}$ $Q_0 = 2040$; на частоте 95,4 ГГц при типе колебаний $WG_{12,0,0}$ $Q_0 = 2034$. Резонаторы созданы микромеханической обработкой с применением технологического процесса глубокого реактивного ионного травления.

Создание высокодобротных резонаторов на основе колебаний типа "шепчущая галерея" для построения высокостабильных источников СВЧ, несомненно, является перспективным направлением. Однако в настоящее время в известной нам литературе очень мало данных о построении генераторов на ДР с этим типом колебаний в диапазоне частот $f > 5$ ГГц. Одна из трудностей применения ДР на колебаниях WGM связана, по-видимому, с большим числом резонансных частот, расстояние между которыми уменьшается при переходе к большим азимутальным индексам, т.е. при уменьшении паразитного излучения и увеличении добротности.

Уменьшение добротности ДР при увеличении частоты и низкие уровни достижимых величин добротностей в миллиметровом диапазоне волн ограничивают область частот, в которой автогенераторы планарной конструкции с ДР разрабатываются и находят применение. С целью расширения области применения частотно стабилизированных планарных ДР-генераторов активно разрабатываются схемы, в которых транзисторы и резонатор работают на частоте в два раза меньшей рабочей частоты. Это двухтактные схемы, получившие название в англоязычной литературе "push-push" [12, 13, 14]. Фактически эти схемы являются удвоителями частоты, работающими на второй гармонике основной частоты транзисторных генераторов. На рис. 5 приведена схема такого генератора со стабилизацией частоты диэлектрическим резонатором [14]. На приведенной схеме частота выходного сигнала $f_{\text{out}} = 94$ ГГц. Генераторы создавались с диэлектрическими резонаторами как на основной моде $TE_{01\delta}$, так и на волне типа "шепчущая галерея". Резонаторы выполнялись с резонансной частотой $f_0 = 47$ ГГц; применялись полевые транзисторы со сверхниз-

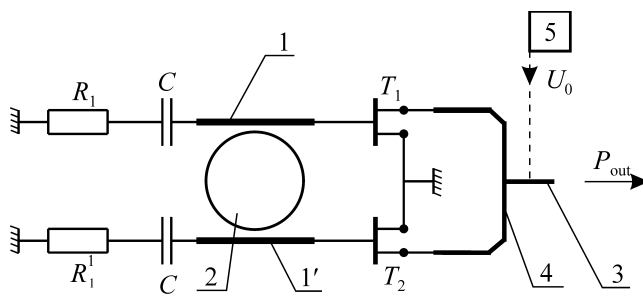


Рис. 5

Схема транзисторного генератора типа "push-push" со стабилизацией частоты диэлектрическим резонатором.

ким шумом изготовления фирмой Thomson CSF (FET EC-1840). Принцип действия сводится к тому, что транзисторы возбуждаются контрфазно, а их выходные сигналы вычитаются. Можно видеть, что при этом вычитаются все нечетные гармоники, а четные складываются. Контрфазность возбуждения транзисторов обеспечивается размещением микрополосковых линий 1, 1' по обе стороны от диэлектрического резонатора 2 и возбуждением в резонаторе волны основного типа TE_{018} . Вычитание сигналов в микрополосковой линии вывода мощности 3 выполняется при помощи тройника 4 или гибридного кольца. Особенностью приведенной схемы является то, что все электрическое питание осуществляется только одним источником 5. Истоки транзисторов T_1 , T_2 заземлены, а в цепях баз транзисторов включены емкости C , создающие разрывы по постоянному току. В схемах такого типа возникает автосмещение на электродах баз транзисторов и благодаря этому, как показано в [14, 27], некоррелированные низкочастотные шумы $1/f$ значительно подавляются.

Аналогичная схема была применена и в диапазоне 58 ГГц [14]. Применение двухтактной схемы позволило в генераторе на частоте 60 ГГц применить транзисторы Si/SiGe HBT с уменьшенным шумом $1/f$, работающие обычно в области частот $f < 30$ ГГц, а также применить диэлектрический резонатор с резонансной частотой $f_0 = 29$ ГГц со сравнительно большой добротностью. Приведенная схема двухтактного генератора (удвоителя частоты) характеризуется значительной развязкой от нагрузки на частоте выходного сигнала и фактически не нуждается в применении невзаимных элементов.

Для сопоставления различных схем построения транзисторных частотно стабилизированных генераторов, узлов стабилизации частоты, типов активных элементов на рис. 6 приведены известные из литературы экспериментальные результаты по достижимым величинам спектральной плотности мощности фазового шума в широком диапазоне частот [30]. Цифры, стоящие рядом с экспериментальными точками, соответствуют номерам в списке литературы. Различные обозначения экспериментальных точек характеризуют особенности конструкций и схем построения генераторов, типы транзисторов. Пунктирные линии соответствуют соотношению подобия $W_\varphi \sim f^4$. Полоса, ограниченная этими линиями, включает известные в настоящее время лучшие достигнутые результаты в диапазоне сантиметровых волн. В диапазоне частот $f > 35$ ГГц большинство экспериментальных точек лежит на зависимости $W_\varphi \sim f^6$ – штрих пунктирная линия. Вне указанной полосы, с уровнем фазового шума на 15 дБ меньшим, приведен результат построения высокостабильного источника с применением диэлектрического резонатора на волне "шепчущая галерея" [8].

Большинство результатов, приведенных на рис. 6, относятся к автогенераторам на основе гетеро биполярных транзисторов HBT. Транзисторы этого класса характеризуются значительно более низким уровнем фликкер-шума, чем полевые транзисторы. Так, в соответствии с исследованиями [15], выигрыш в уровне фазового шума на частоте $f = 15$ ГГц при использовании AlGaAs/GaAs HBT вместо GaAs MESFET составляет 15–20 дБ при отстройке от несущей частоты 100 кГц. В миллиметровом диапазоне HBT характеризуются значительно меньшими уровнями мощности, чем полевые транзисторы. Активное применение этих транзисторов связано, по видимому, с тем, что мощность не является во многих случаях основным параметром для малошумящих автогенераторов, применяемых в качестве задающих генераторов, локальных гетеродинов приемников и т.п. Кроме того, во многих разработках вслед за высокостабильным автогенератором устанавливается буферный транзисторный усилитель, обеспечивающий, кроме увеличения уровня выходной мощности, необходимую развязку от нагрузки.

На основании приведенных результатов можно сделать следующие выводы.

- В миллиметровом диапазоне в области частот $30 \text{ ГГц} < f < 110 \text{ ГГц}$ $W(f) \sim f^6$, а в сантиметровом диапазоне приближенно соблюдается частотная зависимость $W_\varphi \sim f^4$. Причиной этому является, по-видимому, ухудшение шумовых характеристик транзисторов в миллиметровом диапазоне, а также ухудшение добротности ДР более быстрое, чем по закону $1/f$. Этим вероятно можно объяснить малые различия величин W_φ у генератора [12] со

стабилизирующим ДР и у генератора без ДР [21], работающих на частоте $f \approx 58$ ГГц, собранных по одинаковым push-push схемам, в которых применены одинаковые транзисторы SiGe HBT.

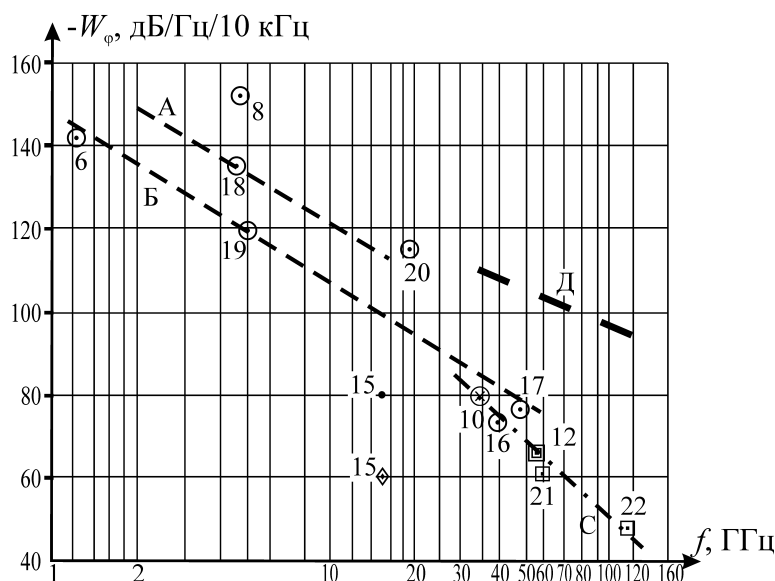


Рис. 6

Фазовые шумы W_φ [дБ/Гц/10кГц] частотно стабилизированных полупроводниковых автогенераторов в диапазоне частот.

Тонкие пунктирные и штрихпунктирные линии - частотные зависимости $W_\varphi(f)$ для транзисторных автогенераторов; жирная пунктирная линия - частотная зависимость $W_\varphi(f)$ для автогенераторов на диоде Ганна с объемным стабилизирующим резонатором.

Экспериментальные точки обозначают следующее:

- ⊗ - автогенератор на GaAs FET с ДР;
- ⊙ - автогенератор на HBT с ДР;
- - автогенератор на схеме push-push без ДР;
- ▣ - автогенератор на схеме push-push с ДР;
- ◇ - автогенератор на FET без ДР;
- - автогенератор на HBT без ДР.

- В сантиметровом диапазоне, на частотах $f < 10$ ГГц созданы транзисторные автогенераторы в монолитно интегральном исполнении с высокими энергетическими и спектральными характеристиками, в том числе с рекордными значениями спектральной плотности мощности фазового шума $W_\varphi < 153$ дБ/Гц/10кГц на частоте 4,8 ГГц [8].
- Сравнительно малый эффект от применения ДР в миллиметровом диапазоне стимулировал построение частотно стабилизированных транзисторных генераторов с колебательными стабилизирующими контурами, выполненными с применением отрезков микрополосковых линий. В [16] стабилизирующий параллельный контур, включенный в СВЧ-цепь генератора, создан на двух холостых отрезках линий с длинами $s_{1,2} = \lambda/4 \pm \epsilon$, $\epsilon \ll \lambda/4$, выполняющими функции индуктивности (при большей длине) и емкости (при меньшей длине). Собственная добротность такого контура $Q_0 = 77$, а нагруженная добротность $Q_L = 34$. При использовании гетеробиполярного транзистора HBT на основе AlGaAs/InGaAs получен уровень фазового шума $W_\varphi = 74$ дБ/Гц/10кГц на частоте 40 ГГц; можно видеть из рисунка 6, что этот результат лежит на той же линии, что и результаты для генераторов, содержащих ДР. В генераторе [17], в монолитно интегральном исполнении, применена дифференциальная схема на SiGe HBT; применены транзисторы генераторного типа, у которых возникает отрицательное сопротивление между базой и эмиттером; колебательный контур выполнен на короткозамкнутом отрезке микрополосковой линии и последовательно соединенном варакторном диоде. В по-

лосе электронной перестройки частоты 26% (36–46,9 ГГц), добротность контура $Q_L=5-8$. При этом выбор оптимальной схемы построения генератора и малошумящих транзисторов позволил получить низкий уровень фазового шума $W_\varphi=-77\text{дБ/Гц}/10\text{кГц}$, не хуже, чем у известных генераторов этого диапазона с ДР (см. рис. 6).

- На рис. 6 приведена линия Д, определяющая минимальный фазовый шум генераторов на диодах Ганна со стабилизацией частоты при использовании высокодобротных объемных резонаторов (жирный пунктир) [29]. Можно видеть, что в интервале частот 30–110 ГГц стабилизированные ГДГ имеют фазовые шумы на 30–50 дБ меньше, чем транзисторные генераторы. Это, несомненно, свидетельствует о том, что частотно стабилизированные автогенераторы на диодах Ганна с объемными резонаторами остаются вне конкуренции в миллиметровом диапазоне волн, в тех случаях, когда требуется высокая стабильность частоты и минимальные фазовые шумы.
- Несомненным достоинством транзисторных генераторов является их монолитно или гибридно-интегральное исполнение, при котором реализуются минимальные габариты. Например, генератор [17], выполненный по дифференциальной схеме с двумя транзисторами, двумя варакторами и буферным усилителем размещается на чипе размеров $1\times 0,5$ мм. В серийном производстве достижима минимальная стоимость транзисторных частотно стабилизированных автогенераторов, что в ряде применений имеет решающее значение.
- Представляет значительный интерес построение частотно стабилизированных транзисторных генераторов на основной частоте в миллиметровом диапазоне волн в интегральном исполнении с высокодобротным стабилизирующим полым резонатором. В одном из вариантов выполнения такого генератора объемный цилиндрический резонатор на волне H_{020} связан с микрополосковой линией щелью связи в металлизации обратной стороны подложки линии [33]. Такие транзисторные автогенераторы по уровню фазового шума, выходной мощности и КПД могут оказаться эффективнее других частотно стабилизированных полупроводниковых источников в ММДВ.

2.1.2 Частотно стабилизированные источники миллиметрового диапазона с применением умножителей частоты

Высокие стабилизационные, спектральные и энергетические характеристики транзисторных автогенераторов сантиметрового диапазона, стимулировали построение источников миллиметрового диапазона на основе умножения частоты. Такие источники, включающие низкочастотный транзисторный автогенератор, умножитель частоты и, при необходимости, усилительные каскады, могут быть построены в интегральном исполнении. Они характеризуются уровнем фазового шума более низким, чем у существующих транзисторных автогенераторов миллиметрового диапазона, а также минимальными массогабаритными параметрами и низкой стоимостью (при крупносерийном производстве) [9, 30].

Спектральную плотность мощности фазового шума сигнала на выходе умножителя частоты можно оценить как $W_{\varphi \text{ out}}(f_2)=W_{\varphi \text{ in}}(f_1)\times N_\Sigma^2$, $N_\Sigma = f_2/f_1$. На рис. 7 приведены результаты оценок фазового шума, достижимого в результате умножения частоты исходного стабильного генератора в N_Σ раз. В качестве исходных значений взяты результаты опубликованных разработок, соответствующие пунктирной линии Б на рис. 6. Следует отметить, что это результаты, соответствующие серийно выпускаемым стабильным автогенераторам с ДР. Для сопоставления результатов умножения частоты с достижимыми уровнями фазового шума транзисторных и диодных автогенераторов на рис. 7 приведены также линии Б, С, Д, взятые из рис. 6. Рассмотрение рис. 7 позволяет провести указанное сопоставление спектральных характеристик, из которого следует:

- умножение частоты стабильных источников сантиметрового диапазона позволяет получить сигналы в миллиметровом диапазоне волн с фазовыми шумами существенно меньшими, чем у транзисторных автогенераторов на основной частоте;

- при коэффициенте преобразования частоты $N \geq 16$ и значениях исходных частот $f_1 \leq 6$ ГГц можно ожидать, что в области частот $f_2 = 30-100$ ГГц фазовый шум выходного сигнала умножителя частоты оказывается близким и даже меньшим, чем у генератора на диоде Ганна, стабилизированного объемным резонатором. Можно полагать, что указанное обстоятельство и определило широкое распространение высокостабильных источников миллиметрового диапазона, выполненных на основе умножителей частоты в монолитно интегральном исполнении.

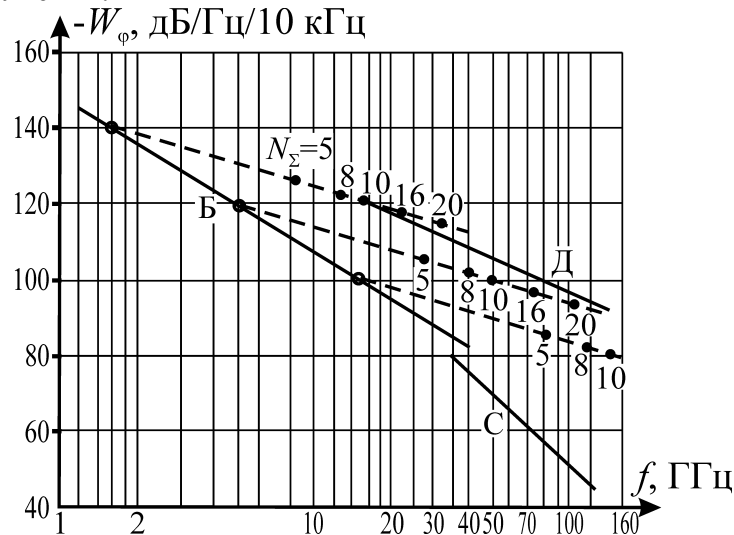


Рис. 7

Теоретические оценки частотных зависимостей фазового шума $W_\varphi(f)$, достижимого в результате умножения частоты исходного стабильного автогенератора в N_Σ раз.

Линии Б, С - зависимости $W_\varphi(f)$ для исходных транзисторных автогенераторов, определенные экспериментально (см. рис. 6).

Линия Д - зависимость $W_\varphi(f)$ для автогенераторов на ДГ со стабилизирующим объемным резонатором.

Пунктирные линии $W_\varphi(f, N_\Sigma)$ – зависимости $W_\varphi(f)$ для частоты умноженной в N_Σ раз, при различных исходных генераторах.

Рассмотрим принципы построения и основные характеристики двух классов таких источников, нашедших применение в настоящее время. Первый класс представляет собой цепочку варакторных удвоителей частоты и транзисторных усилителей, компенсирующих потери при умножении частоты [23]. Второй класс источников основан на применении преобразователей частоты высокой кратности, выполненных на ЛПД [24].

В первом классе источников варакторные умножители и усилительные каскады выполняются в монолитно- или гибридно-интегральном исполнении. Количество удвоителей N в цепочке определяется требуемым коэффициентом умножения частоты $N_S = f_{\text{out}}/f_{\text{in}} = 2^N$. Если за каждым варакторным удвоителем следует усилительный каскад, как это сделано в [23], потери преобразования в каждом i -ом удвоителе L_i компенсируются усилением G_i i -го усилительного каскада, т.е. $L_i \times G_i = 1$, то входная и выходная мощности удвоительно-усилительной цепочки будут равны, т.е. $P_{\text{in}} = P_{\text{out}}$. Если КПД каждого усилительного каскада один и тот же и равен η_i , КПД низкочастотного источника равен η_s , то полная мощность источников питания, необходимая для функционирования преобразователя частоты

$$P_{\text{tot}} = P_{\text{out}} \left[\frac{1}{\eta_s} + \frac{N}{\eta_i} \right]. \quad (4)$$

Построение данного умножителя частоты, осуществленное в интегральном исполнении в составе приемопередающего устройства для автомобильного радара [23], показало реализуе-

мость этого прибора в минимальных габаритах; весь приемопередающий модуль совместно с автогенератором с частотной стабилизацией при помощи ДР, с цепочкой варакторных удвоителей частоты и усилителей при $N=3$ выполнен на одном чипе, размеры которого равны $10,16 \times 16,7$ мм.

Второй класс стабилизированных источников миллиметрового диапазона действует на основе общих принципов радиоимпульсного преобразования частоты, изложенных в [25]. Эти принципы впервые на ЛПД реализованы в [24] и в дальнейшем получили активную разработку в НИИ "Орион" [26]. В преобразователях частоты этого класса лавинно-пролетный диод с уменьшенной протяженностью области пролета включается в ВЧ цепь низкочастотного стабилизированного генератора и одновременно включается в цепь источника постоянного тока. В соответствии с опытом разработок, выполненных в НИИ "Орион", отношение мощностей на выходе и входе преобразователя частоты пропорционально коэффициенту преобразования частоты N_S и приближенно можно принять $P_{in}/P_{out} \approx kN_S$, где $k \geq 1,3$. Если мощность постоянного тока питания умножительного диода равна P_0 , КПД низкочастотного источника опорного стабилизированного сигнала равен η_s , полная мощность питания рассматриваемого преобразователя

$$P_{tot} = P_0 + \frac{kN_S P_{out}}{\eta_s} . \quad (5)$$

Даже при отсутствии мощности постоянного тока питания ($P_0=0$) можно видеть, что потребляемая мощность умножителями первого класса значительно меньше, чем у второго класса. Так, при $P_0=0$, одинаковых КПД источников питания усилителей и генераторов высокой частоты в цепи опорного сигнала $\eta_s = \eta_i$ и одинаковых уровнях мощности преобразованного высокочастотного сигнала P_{out} умножители частоты первого класса требуют для работы мощность питания в $K = \frac{kN_S}{1+N}$ раз меньшую, чем преобразователи второго класса. При $N_S \geq 16$ в этом случае $K > 4$.

Учет непрерывной мощности питания ЛПД существенно увеличивает K . Например, умножитель частоты WR-10, разработанный в НИИ "Орион", с коэффициентом преобразования $N_S=15$ и выходной мощностью 30 мВт требует для своего функционирования входную мощность опорного сигнала $P_{in}=1$ Вт и непрерывную мощность питания $P_0 \approx 4$ Вт; при КПД генератора опорного сигнала $\eta_s=0,3$ полная потребляемая мощность равна $P_{0\Sigma} \approx 7$ Вт. При таких же параметрах выходного сигнала и $N_S=16$ в умножителе первого класса и КПД транзисторных усилителей и генератора опорного сигнала $\eta_i = \eta_s = 0,2$ полная потребляемая мощность $P_{0\Sigma} = 750$ мВт. Таким образом, отношение потребляемых мощностей в рассматриваемых классах умножителей частоты $K \geq 9$. В соответствии с теоретическими оценками [28] приведенное соотношение мощностей может быть улучшено примерно в 1,5–2 раза при формировании низкочастотного опорного сигнала на электродах ЛПД, приближающегося по форме к меандру. Представляется, что это решение может быть реализовано при создании источника опорного сигнала на полевом транзисторе, работающем в классе Б, и установке этого источника совместно с умножительным ЛПД в одной микрополосковой линии при минимальном расстоянии между ними.

Следует отметить, что имеется много применений, в которых вопросы, связанные с КПД, отводом тепла и габаритами не имеют решающего значения. В этих случаях умножители частоты второго класса представляют несомненный интерес, поскольку их создание не требует применения покупных комплектующих полупроводниковых элементов, сложного технологического оборудования и может быть проведено с помощью хорошо отработанной технологии.

2.1.3 Частотно стабилизированные транзисторные источники ММДВ с применением режима внешней синхронизации

Применение режима внешней синхронизации представляет значительный интерес для построения частотно стабилизированных источников непрерывного и импульсного действия. Применение этого режима оказывается эффективным при решении следующих задач:

- Создание мощных импульсных когерентных источников синхронизированных высоко стабильным непрерывным сигналом. При построении таких источников в НИИ "Орион" решены многие принципиальные задачи, из которых отметим: суммирование мощностей диодов при установке их в общей волноводной системе и при каскадном суммировании; расширение полосы синхронной работы при введении дополнительного последовательного компенсирующего контура (последовательно с ЛПД); обеспечение высокой стабильности фазы и амплитуды выходного сигнала в пределах длительности импульса и при переходе от импульса к импульсу. В результате созданы высоко стабильные когерентные импульсные источники с уровнями импульсной мощности свыше 100 Ватт в диапазоне 30-40 ГГц, при нестабильности фазы выходного сигнала меньшей 10^{-15}^0 , с рабочей полосой синхронной работы свыше 10–13% в режиме большого усиления (см. 2.4).
- Создание мощных стабильных, малощумящих источников непрерывного действия при использовании в качестве активного элемента синхронизированного каскада на ЛПД (или сумматора мощностей нескольких ЛПД) и синхронизации сигналом, спектральные характеристики которого существенно превосходят уровень, достижимый на ЛПД. Многочисленные теоретические и экспериментальные работы показывают, что в этом режиме уровень фазового шума в значительной части полосы синхронизации фактически переносится с входного на выходной сигнал.
- Создание малощумящих высокостабильных источников непрерывного действия миллиметрового диапазона на основе синхронизации субгармоническим сигналом. В связи с низким уровнем синхронизирующего сигнала в этом режиме достижение необходимой рабочей полосы частот достигается введением автоподстройки частоты синхронизируемого генератора. При использовании этого метода в [31] создан высоко стабилизированный источник в области 94 ГГц при частоте опорного сигнала 4–7 ГГц и полосе перестройке частоты выходного сигнала, равной 1 ГГц.

В [31] решена задача синхронизации генератора на GaAs PHEMT – транзисторе с варакторной перестройкой частоты опорным сигналом на 15-21 субгармонике. Весь генератор со всеми цепями и узлами выполнен по PHEMT – МИС-технологии. Применена схема синхронизации отражательного типа, когда синхронизирующий сигнал подводится к выходу генератора. Уровень синхронизирующего сигнала на гармонике высокого номера составлял -40...-45 дБм при частоте опорного субгармонического сигнала 4–7 ГГц и его мощности 11-15 дБм. Указанный уровень синхронизирующего сигнала был достаточен для захватывания транзисторного автогенератора диапазона W в полосе частот до 50 МГц. Для получения требуемого уровня гармоник на частоте 94 ГГц был применен размножитель гармоник на двух HEMT диодах, включенных антипараллельно. Сигнал с выхода генератора гармоник подводится к стоку транзистора, благодаря чему снижается влияние входного сигнала на характеристики генератора. Все монолитные интегральные цепи генератора выполнены при использовании 0,15 мкм AlGaAs/InGaAs/GaAs PHEMTs и технологии компланарной цепи.

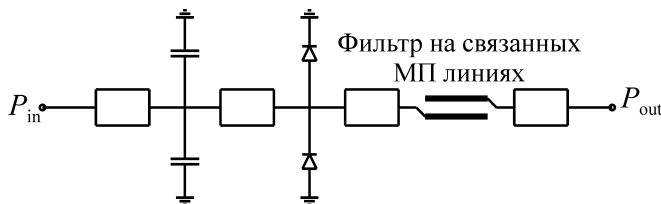


Рис. 8
Эквивалентная схема размножителя (генератора) гармоник.

Схема генератора гармоник представлена на рис. 8. Два антипараллельных диода срезают пиковые уровни входного сигнала и генерируют гармоники в требуемом интервале частот. Фильтр на связанных линиях обеспечивает требуемую изоляцию транзисторного генератора от субгармонического опорного сигнала. Вся монолитно-интегральная схема, включающая генератор гармоник,

выходной буферный усилитель, транзисторный автогенератор с варакторной перестройкой частоты приведена на рис. 9. Выход генератора гармоник прямо связан с выходом транзисторного генератора 1, что реализует схему синхронизации отражательного типа. Варактор 2 обеспечивает перестройку частоты автогенератора в пределах, больших 6 ГГц. Выходной сигнал

поступает на вход буферного усилителя 3 через направленный ответвитель 4, благодаря чему производится дальнейшее значительное подавление паразитных сигналов от генератора гармоник.

Буферный усилитель, выполненный по каскадной схеме, обеспечивает развязку генератора от выходных цепей, большую 20 дБ, а его значительное усиление полностью компенсирует потери в направленном ответвителе. Типичная выходная мощность составляет 4 дБм. Полоса синхронизации при использовании опорного сигнала на 15 субгармонике с мощностью 15 дБм составляет 50 МГц. Мощность фазового шума на выходе определяется так же, как и в умножителях частоты: $P_{\text{noise out}} = P_{\text{noise in}} \times N^2$. При $N=15$ достигнутая в [31]

спектральная плотность мощности фазового шума $W_{\phi} = -80 \text{ дБ/Гц/100кГц}$. Приборы рассматриваемого типа, действующие на основе синхронизации субгармоническим сигналом, являются эффективными умножителями частоты высокой кратности и характеризуются минимальным уровнем потребляемой мощности и минимальными габаритами. Для существенного расширения полосы синхронизации разработан синхронизированный генератор в монолитно-интегральном исполнении (МИС-генератор) с фазовой автоподстройкой частоты. Дополнительная петля фазовой синхронизации сравнивает фазу синхронизированного генератора с фазой задающего сигнала и управляет напряжением на варакторе. Принципы построения этой схемы детально описаны в [32].

На рис. 10 показана схема этого МИС-генератора с фазовой автоподстройкой. В качестве фазового компаратора используется балансный смеситель. Выходной непрерывный сигнал с выхода смесителя добавляется к напряжению смещения варактора для управления частотой генератора. В результате достигнута полоса синхронизации равная 1 ГГц при использовании для синхронизации 21 гармоники входного низкочастотного опорного сигнала. Следует иметь в виду при этом, что полоса одновременного усиления значительно меньше и не превышает 50–60 МГц при синхронизации 15-ой гармоникой опорного сигнала с мощностью 11–13 дБм. Фактически, рассматриваемый прибор, выполненный в монолитно интегральном исполнении, является преобразователем частоты высокой кратности. Вся схема МИС совместно с варакторным автогенератором, генератором гармоник, схемой фазовой автоподстройки, буферным усилителем и т.д. размещается на чипе размеров $2 \times 2 \text{ мм}^2$.

Достигнутая в [31] рабочая полоса частот является фактически полосой перестройки частоты, а не полосой одновременного усиления. Однако имеется множество применений, когда требуется широкая полоса перестройки частоты, либо переключения дискретных частот при сравнительно узком спектре сигнала. Важной характеристикой, определяющей в значительной мере совершенство синхронизированного генератора, является его коэффициент синхронизации $S = \left(\frac{\Delta f_s}{f_0} \right) \left(\frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} \right)$, где Δf_s – полная полоса синхронизации, f_0 – рабочая частота

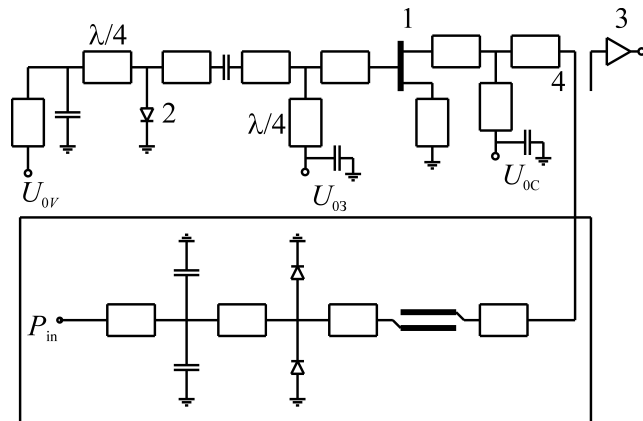


Рис. 9
Эквивалентная схема высокочастотной цепи 94 ГГц генератора с варакторной перестройкой частоты, генератором гармоник и буферным усилителем.

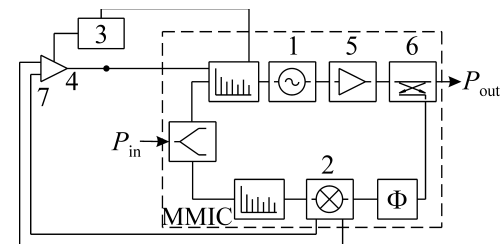


Рис. 10
Эквивалентная схема генератора с варакторной перестройкой в режиме внешней синхронизации сигнала субгармоники $N_s = 15-21$:

- 1 – генератор с варакторной перестройкой
- 2 – смеситель
- 3 – источник напряжения смещения
- 4 – суммарное напряжение на варакторе
- 5 – буферный усилитель
- 6 – ответвитель
- 7 – выходной непрерывный сигнал смесителя

та, P_{out} – выходная мощность генератора, P_{in} – входная синхронизирующая мощность. Выражение, стоящее в первых скобках, – это относительная полоса синхронизации, выражение во вторых скобках – усиление по мощности. Принимая во внимание полученные в [31] результаты, а именно: $\Delta f_s = 1$ ГГц, $f_0 = 94$ ГГц, $P_{\text{out}} = 4$ дБм, $P_{\text{in}} \leq -40$ дБм можно определить, что величина коэффициента синхронизации $S \geq 250$. Это очень большой коэффициент синхронизации. Действительно, наибольшие известные коэффициенты синхронизации генераторов на ЛПД соответствуют генераторам 8-миллиметрового диапазона волн на ЛПД в режиме внешней синхронизации на основной частоте, для которых получены следующие результаты: относительная полоса синхронизации $\Delta f_s / f_0 = 13\%$, коэффициент усиления $P_{\text{out}} / P_{\text{in}} = 16$ дБ, коэффициент синхронизации $S = 5$ [34]. В [31] получен коэффициент синхронизации в 50 раз больший, чем в наиболее эффективных синхронных диодных генераторах. Это существенное превосходство получено только благодаря применению фазовой автоподстройки синхронизируемого генератора.

Разработанный в [31] полупроводниковый прибор является фактически преобразователем частоты высокой кратности, требующим для функционирования минимальную потребляемую мощность. Представляется, что приборы этого класса при серийном производстве будут характеризоваться минимальной себестоимостью и найдут применения в системах радиолокации, точного вооружения, системах управления.

Представляет значительный интерес возможность совершенствования синхронизированных диодных и транзисторных генераторов, действующих на основной частоте, при использовании решений, примененных в [31]. Это относится, прежде всего, к созданию синхронизированных генераторов с фазовой автоподстройкой частоты. При уменьшении полосы синхронизации в 10 раз реализуемый выигрыш коэффициента усиления составит 20 дБ. Это означает, в частности, что, например, в длинноволновой части миллиметрового диапазона волн реализуем диодный однокаскадный синхронный импульсный усилитель с коэффициентом усиления свыше 30 дБ, с выходной импульсной мощностью свыше 20 Вт в однодиодном варианте и свыше 40–50 Вт при суммировании мощностей 2–3 ЛПД в едином каскаде. Выполнимая полоса синхронизации в этом случае составит (0,5–1)%. Введение в конструкцию синхронного генератора варакторной перестройки и применение фазовой автоподстройки частоты автоколебаний позволит расширить полную полосу рабочих частот до 3–4% при снижении уровня выходной мощности на 0,5–1,0 дБ.

2.2 Транзисторные микросхемы генераторов и усилителей в гибридном и монолитном интегральном исполнении

Создание миниатюрных транзисторных схем в интегральном исполнении явилось важнейшим шагом в развитии электроники СВЧ, позволившим по-новому подойти к построению радиоэлектронной аппаратуры в сантиметровом и миллиметровом диапазонах на основе интегральных схем. Начиная с конца прошлого столетия при использовании многообразия применения транзисторов (в качестве усилителей, автогенераторов, умножителей частоты, фазовращателей и т.п.) началось широкое производство микросхем СВЧ различного функционального назначения методами интегральной технологии. В результате оказалось реализуемой задача построения в серийном производстве многофункциональных устройств на основе групповой технологии при значительном уменьшении их габаритов и стоимости.

В этом разделе уделено основное внимание микроволновым монолитным интегральным схемам транзисторных усилителей (МИС-усилителям) и системам, их использующих. Следует отметить существенные преимущества МИС по сравнению с гибридными интегральными схемами (ГИС). В ГИС применяются дискретные активные и пассивные элементы, что приводит к низкой воспроизводимости схем из-за разброса параметров элементов, погрешностей в их установке и соединениях между ними. Микросхемы на основе монолитно-интегральной технологии со всеми активными и пассивными элементами выполняются в едином технологическом цикле. При этом одновременно изготавливается большое число микросхем. Этим и определяется высокая воспроизводимость параметров, низкая стоимость схем, уменьшение паразитных параметров, ухудшающих диапазонные и энергетические характеристики.

2.2.1 Транзисторные СВЧ усилители в монолитном интегральном исполнении. Конструкторские и технологические решения

Основные результаты последних двух десятилетий в области полупроводниковой электроники СВЧ состоят в широком применении современных технологий, обеспечивающих выполнение субмикронных размеров полупроводниковых структур, создание многофункциональных микросхем в интегральном исполнении. Наиболее широко эти результаты внедрены в построении и промышленном выпуске МИС транзисторных усилителей. МИС-усилители на основе транзисторов решают широкий круг задач в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн, важных для построения современной радиоэлектронной аппаратуры. В диапазоне частот до 200–300 ГГц они обеспечивают интервал выходных мощностей от единиц и долей милливатта до десятков ватт, коэффициенты усиления сигнала сотни и тысячи раз, диапазонные характеристики усиления, превышающие октаву, минимальные шумы и т.д. Характерными особенностями МИС-транзисторных усилителей являются их массогабаритные параметры, на порядки меньшие, чем у конструкций предыдущего поколения, выполненных на основе волноводных систем. Принципиально важным является возможность значительного снижения стоимости МИС усилителей при их промышленном серийном производстве.

В данном разделе рассматриваются принципы построения транзисторных усилителей миллиметрового диапазона волн, являющиеся основными в настоящее время. Рассматриваются ключевые вопросы построения МИС транзисторных усилителей, в том числе: выбор схем, конструкторские и технологические решения для их реализации, пути совершенствования энергетических, спектральных и диапазонных характеристик, достигнутые результаты в последние 10–20 лет.

Схемы построения транзисторных усилителей миллиметрового диапазона

Первым шагом при разработке схемы транзисторного усилителя является выбор класса и конкретного типа транзистора, удовлетворяющего поставленной задаче. Как следует из материалов главы 1 части II, в настоящее время в миллиметровом диапазоне требования к энергетическим, диапазонным и спектральным характеристикам усилителей наиболее полно решаются при использовании GaAs PHEMT и InP HEMT. Применение InAlAs/InGaAs HEMT на InP-подложке – так называемых InP HEMT – для построения маломощных усилителей миллиметрового диапазона волн хорошо известно. Следует, однако, уточнить и сопоставить энергетические параметры указанных классов транзисторов. В соответствии с известными литературными данными (см. [35]) на рис. 11 приведены достигнутые к 1999 году уровни мощности указанных классов транзисторов в диапазоне частот 1–100 ГГц. Согласно приведенным на рисунке 11 данным мощности GaAs PHEMT практически во всем диапазоне частот 1–100 ГГц выше, чем у InP HEMT. Исключением являются результаты, опубликованные в [36], в соответствии с которыми на частоте 95 ГГц при использовании InP HEMT достигнута мощность 427 мВт, что выше известных результатов для GaAs PHEMT.

На рисунке 12 представлены опубликованные данные по уровням КПД по добавленной мощности η_{ad} , достигнутые на указанных классах транзисторов в области частоты 95 ГГц. Можно видеть, что КПД InP HEMT заметно выше, чем у GaAs PHEMT. Это обстоятельство важно для многих применений, где используется большое число транзисторов, установленных в малых объемах, таких как активные фазированные антенные решетки, малогабаритные телевизионные передающие системы *W*-диапазона, автомобильные радары, предотвращающие столкновения.

Приведенные особенности InP HEMT связаны с тем, что в этих приборах одни и те же уровни мощности достигаются при напряжениях $U_{си}$ меньших на 1–2 вольта по сравнению с GaAs PHEMT. В связи с этим значения КПД возрастают. Достижимые уровни мощности в InP HEMT оказываются более низкими, чем в GaAs HEMT из-за более низких напряжений пробоя и в связи с этим уменьшенными значениями рабочего напряжения $U_{си}$. Исследования показали, что основными причинами более низкого напряжения пробоя в InP HEMT являются уменьшенная высота барьера Шоттки в затворе, а также увеличенная скорость ударной ионизации в канале транзистора. В связи с этим проводятся многочисленные исследования по увеличению высоты

Шоттки-барьера за счет применения широкозонных материалов и альтернативных металлов в затворе, по снижению скорости ударной ионизации в канале за счет усложнения формы затвора и ниши, в которой он расположен, формирования каналов специальной геометрии и т.д. [35]. Проблема увеличения напряжения пробоя в InP HEMT является одной из основных в развитии этого класса транзисторов, отличающихся высокими КПД и низким уровнем шума и широко применяемых в радиоаппаратуре миллиметрового диапазона волн.

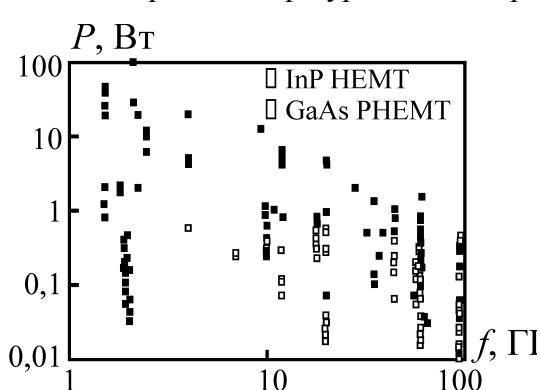


Рис. 11

Достигнутые уровни мощности к 1999 году, транзисторных усилителей на основе InP HEMT и GaAs PHEMT (по данным [35])

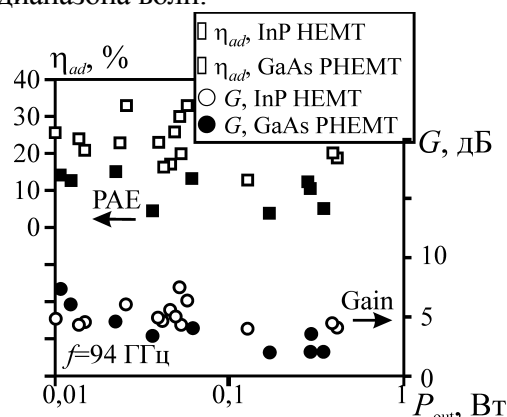


Рис. 12

Достигнутые к 1999 году значения КПД по добавленной мощности η_{ad} и усиления G одного каскада усилителей на основе InP HEMT и GaAs PHEMT в области 95 ГГц (по данным [35]).

Включение транзистора в высокочастотную цепь усилителя требует решения вопросов согласования его импедансов, приведенных к электродам, с параметрами линий передачи на входе и выходе. Если эти вопросы не решены разработчиками транзисторов, т.е. транзисторы не являются самосогласованными, то задача согласования транзистора с цепями СВЧ решается при построении схемы усилителя.

Как правило, фирмы выпускающие транзисторы, приводят в паспорте характеристики матрицы рассеяния в широком диапазоне частот. Указанные матрицы рассеяния являются основанием для разработки согласующих четырехполосников, обеспечивающих согласование импедансов транзистора и линий передачи. Определение матриц рассеяния транзисторов миллиметрового диапазона волн позволило сознательно подойти к построению микросхем и, таким образом, явилось важным шагом в развитии современной полупроводниковой электроники на основе микроволновых монолитных интегральных схем.

Возможность измерения матриц рассеяния явилась результатом интенсивной разработки анализаторов цепей, обеспечивающих измерение параметров отдельных полупроводниковых приборов и микросхем на исходной полупроводниковой пластине в широком частотном диапазоне 1-100 ГГц. Была решена проблема создания прецизионных микрозондов и систем их перемещения и установки с субмикронными точностями, позволяющие производить измерения СВЧ-параметров отдельных структур на полупроводниковой пластине в технологическом процессе их изготовления. Проводятся работы по расширению частотного диапазона анализаторов до 200-300 ГГц [37].

При построении МИС миллиметрового диапазона волн на общем полупроводниковом основании располагаются все высокочастотные цепи и их элементы, в том числе развязки, фильтры, согласующие четырехполосники, а также активные элементы, формирующие несколько каскадов усиления, например, входной малошумящий, предоконечный – драйвер, выходной мощный каскад, подключенный к полезной нагрузке.

На рисунке 13а в качестве иллюстрации, приведена структурная схема мощного монолитного усилителя Ka-диапазона с уровнем выходной мощности свыше 1,4 Вт на частоте 30 ГГц [38]. В усилителе суммируются мощности 8 штук транзисторов, при этом 4 транзистора t_1 включены в идентичные входные каскады I и I' и 4 транзистора t_2 включены в выходные каскады II и II'. Каска-

ды I, II и I', II' соединены последовательно и образуют два двухкаскадных усилителя, выходные мощности которых складываются в общей нагрузке при помощи суммирующих тройников S_2 и S_{out} , а идентичные входные мощности формируются при помощи тройников-делителей мощности S_1 , S_{in} . В обычных конструкциях элементы схемы l_i ($i=1,2,\dots,5$) характеризуют микрополосковые линии связи и согласования импедансов на входе, выходе и между каскадами усилителя. В реальной конструкции рассматриваемого усилителя отрезки микрополосковых линий l_i замещены четырехполосниками, на основе сосредоточенных элементов с реактивными параметрами – см. рис. 13б. В качестве емкостей в этих четырехполосниках применены конденсаторы МИМ (metal-isolator-metal) с пленкой SiN с высоким постоянством ее толщины. Разработанная и примененная в усилителе конструкция МИМ удовлетворяет высоким требованиям однородности – отклонения величины емкости ($C=220$ пФ) на пластине диаметром 3 дюйма не превышает 1,3%. В качестве индуктивностей применялись отрезки линий, ширина которых определялась для получения требуемой индуктивности. Применение четырехполосников на сосредоточенных параметрах позволило на 50% уменьшить размеры основания (чипа), на котором смонтирован мощный усилитель. Размеры чипа рассматриваемого усилителя составили $1,94 \times 2,0$ мм. В качестве активных элементов в рассматриваемом усилителе применены AlGaAs/InGaAs PHEMT с шириной затвора 600 мкм в двух входных каскадах и 1200 мкм в двух выходных каскадах.

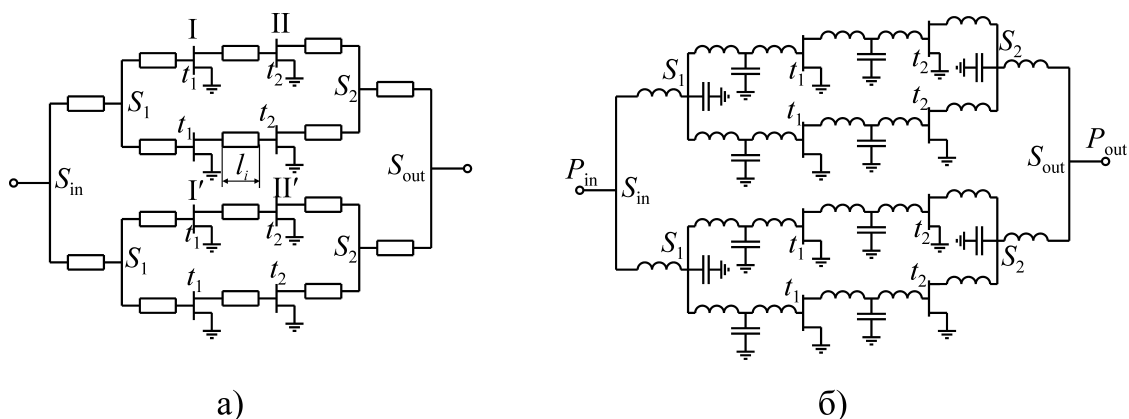


Рис. 13

а) структурная схема мощного монокристаллического усилителя Ka-диапазона с уровнем выходной мощности $P_{out} > 1,4$ Вт;

б) реализованная схема построения усилителя рис. 13а с выполнением согласующих устройств на основе четырехполосников с сосредоточенными реактивными элементами.

Усилительный модуль Ka-диапазона выполнен установкой рассмотренной монокристаллической схемы в керамическом корпусе с общими размерами $9,6 \times 6,1 \times 2,1$ мм. Дополнительные потери в связи с применением корпуса составили 0,3 дБ. Достигнутый уровень мощности превышает 1 Вт в полосе частот 28,5–30 ГГц при усилении свыше 8 дБ в режиме большого сигнала.

Монокристаллические схемы усилителей являются фактически каскадными сумматорами мощностей N транзисторов, установленных на общем полупроводниковом основании по N_i штук в каждом i -ом каскаде. Транзисторы каждого каскада характеризуются своими параметрами электрического режима, уровнями мощности, усилением, параметрами матрицы рассеяния. При этом в большинстве конструкций МИС применяются симметричные трехплечие сумматоры-делители мощности, выполненные на планарных волноводах различного класса (микрополосковых, копланарных).

Рассмотрим в качестве примера мощный усилитель Ka-диапазона в монокристаллическом исполнении с уровнем непрерывной выходной мощности свыше 4 Вт [39].

На рисунке 14 приведена скелетная схема этого МИС-усилителя. Усилитель выполнен двухкаскадным с двумя транзисторами в первом каскаде-драйвере и с восемью транзисторами во втором выходном каскаде. Транзисторы установлены в плечах 3 дБ сумматоров-делителей мощностей, выполненных на микрополосковых линиях. Применены GaAs PHEMT с длиной затворов

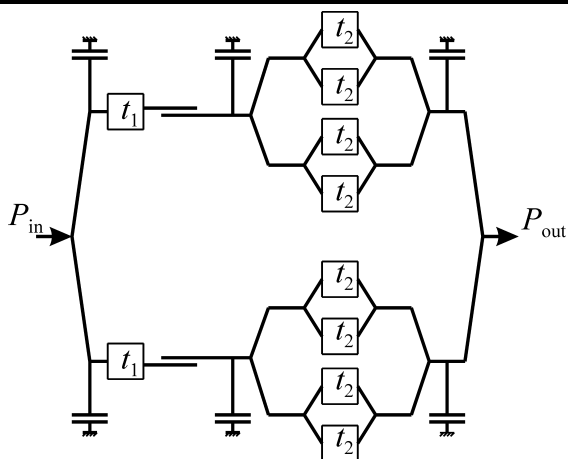


Рис. 14

Скелетная схема мощного усилителя Ka-диапазона с уровнем непрерывной выходной мощности $P_{out}=4$ Вт, выполненного в монолитно-интегральном исполнении.

0,15 мкм, шириной затвора 1,4 мм в первом каскаде и шириной затвора 1 мм в выходном каскаде. Таким образом, полная периферия затвора 1-го каскада $W_I=2,8$ мм, выходного каскада $W_{II}=8$ мм. Размеры МИС на общей полупроводниковой подложке составляют $5,05 \times 2,95$ мм. Создание рассматриваемого мощного монолитного усилителя потребовало, в числе многих других вопросов, обеспечения его стабильности. Необходимая стабильность достигнута введением в схему четверть волновых резистивных отрезков линий, LCR-цепей обратной связи, подавляющих усиление вне рабочей полосы частот. Цепи питания затворов и стоков транзисторов, а также систем согласования импедансов строились с применением MIM SiN-конденсаторов с погонной емкостью 400 пФ/мм², пленочных сопротивлений на основе TaN и отрезков микрополосковых линий с определенными длинами и волновыми сопротивлениями.

Были достигнуты следующие высокочастотные параметры: выходная мощность $P_{out} \geq 4$ Вт, КПД по добавленной мощности $\eta_{add}=25\text{--}31\%$, усиление $G \geq 14$ дБ в полосе частот 25–31 ГГц. В таблице 1 приведены параметры разработанных в последние годы мощных МИС-усилителей Ka-диапазона волн. Принципы построения этих усилителей аналогичны рассмотренным выше.

Таблица 1

Параметр	Raytheon 2004	Tri Quint 2002	UMS 2001	Motorola 2001	TRW 1999	Mitsubishy 1998
Частота, f , ГГц	18–31	28–30,5	28–31,5	30–31	29,5–31,5	30
Мощность, макс, Вт	4–4,3	3,5	0,7–0,9	5,9	1,6–2,0	1,8
Удельная мощность, мВт/мм	620–670	245	300–380	400	410–520	600
Коэффициент усиления, дБ	26,5–32,5	28–31	26–36	25–31		27–31
Число каскадов	3	3	4	3	2	2
Длина затвора, мкм	0,2	0,25	0,25	–	0,15	0,2

Аналогичные схемы построения монолитных транзисторных усилителей применяются и коротковолновой части миллиметрового диапазона волн [40, 41]. МИС-усилитель, описанный в [40], выполнен в двух вариантах – на двух и трех каскадах с использованием InP НЕМТ с длиной затвора 0,15 мкм и предназначен для работы в W -диапазоне. В [41] описаны два широкополосных усилителя в монолитно-интегральном исполнении; первый перекрывает две полных полосы волноводов стандартных сечений WR-10 и WR-8: 75–110 ГГц и 90–140 ГГц с максимальной выходной мощностью 25 мВт. Второй усилитель оптимизирован для работы в полосе частот 75–110 ГГц и обеспечивает выходную мощность 40–50 мВт при усилении 13 дБ. Оба варианта усилителей выполнены на трех каскадах при использовании InP НЕМТ с длиной затвора 0,1 мкм. Полная ширина затворов выходного каскада равна 300 мкм. Размер чипа данного трехкаскадного усилителя равен $1,2 \times 1,4$ мм. Построение транзисторных усилителей миллиметрового диапазона волн в монолитно-интегральном исполнении основано на разработке и применении новых технологических процессов и новых конструкторских решений.

Необходимо отметить перспективный путь построения широкодиапазонных усилителей на основе транзисторных усилителей бегущей волны (ТУБВ). В настоящее время широкодиапазонные транзисторные усилители бегущей волны созданы на частотах единицы ГГц [42, 44]. В [42] описан ТУБВ – сумматор мощностей четырех транзисторов с рабочей полосой усиления 1–8 ГГц; в [44] приводятся результаты разработки ТУБВ на одном транзисторе с усилением в

полосе частот 3–8 ГГц. В указанных усилителях применены AlGaIn/GaN HEMT транзисторы с длиной затвора 0,7–0,75 мкм, выращенные на сапфире. Применение сапфира в качестве подложки уменьшает достижимый уровень мощности по сравнению с подложкой на SiC примерно в два раза, однако значительно снижает стоимость прибора. При этом энергетические параметры GaN HEMT на сапфире остаются примерно в три раза выше, чем у GaAs HEMT. В рассматриваемых ТУБВ теплосъем с транзисторов осуществляется применением специального метода крепления структур (flip-chip-технология – см. ниже) на подложке из AlN, имеющей теплопроводность $\lambda=1,8 \text{ Вт/см} \times \text{°C}$, что превышает теплопроводность сапфира в 6 раз. Высокочастотные цепи выполнены на копланарных волноводах.

Широкодиапазонность ТУБВ [42] достигнута созданием схемы суммирования мощностей транзисторов, в которой производится независимое усиление отдельными транзисторами одинаковых порций мощности, ответвленных от входной линии бегущей волны и суммирование мощностей после усиления в выходной линии бегущей волны. Фазовые сдвиги, связанные с ответвлениями порций входной мощности, компенсируются соответствующими фазовыми сдвигами при включении транзисторов в выходную линию бегущей волны. Можно полагать, что техническое решение [42] реализуемо и в области более высоких частот при использовании СВЧ-сумматоров-делителей бегущей волны, например, описанных в [43].

2.3 Конструктивные и технологические решения для построения СВЧ-цепей полупроводниковых приборов в интегральном исполнении

Полупроводниковые усилители, частотно стабилизированные автогенераторы, коммутирующие устройства миллиметрового диапазона волн в монокристалльном интегральном исполнении приобретают особое значение для создания радиоаппаратуры широкого применения. Общими требованиями к таким приборам являются их надежность, воспроизводимость параметров в промышленном производстве, устойчивость параметров к внешним эксплуатационным воздействиям. При крупно серийном производстве принципиально важным является снижение стоимости полупроводникового прибора, возможность построения многофункциональных устройств (например, приемо-передающих устройств) в едином технологическом цикле, максимальное уменьшение их габаритов.

Развитие современных СВЧ полупроводниковых приборов в монокристалльно и гибридно-интегральном исполнении базируется на ряде технологических и конструкторских решений эффективных при построении элементов высокочастотных цепей, пассивных и активных устройств, переходных и согласующих узлов. Некоторые из этих решений, разработанных ведущими электронными фирмами, находящих применение в разрабатываемых и производимых промышленностью приборах, обсуждаются в данном разделе.

Приведенные в этом разделе материалы являются лишь кратким обзором современных методов построения высокочастотных цепей полупроводниковых СВЧ приборов в монокристалльно и гибридно-интегральном исполнении.

2.3.1 “Flip-chip” соединения в монокристалльно и гибридно-интегральных схемах

Одним из решений, нашедших широкое применение при построении монокристалльно и гибридно-интегральных схем (МИС и ГИС) миллиметрового диапазона волн, является соединение элементов и узлов СВЧ цепей при использовании технологического метода “flip-chip”, а также использование копланарных линий передачи. Совместное применение метода flip-chip bonding и СВЧ цепей на основе копланарных линий передачи явилось эффективным путем для снижения стоимости производства и сборки монокристалльных интегральных схем миллиметрового диапазона волн [40]. Это объясняется следующим:

- устраняется необходимость обработки исходной полупроводниковой пластины с целью уменьшения ее толщины, создания отверстий в ней, обработки и выполнения операций на обратной ее стороне;
- существенно улучшаются электрические параметры соединений между элементами СВЧ цепей, а именно, уменьшаются их паразитные параметры по сравнению с соединениями, выполненными проводниками;
- оказывается возможной полная автоматизация процесса соединений активных элементов и узлов СВЧ-системы.

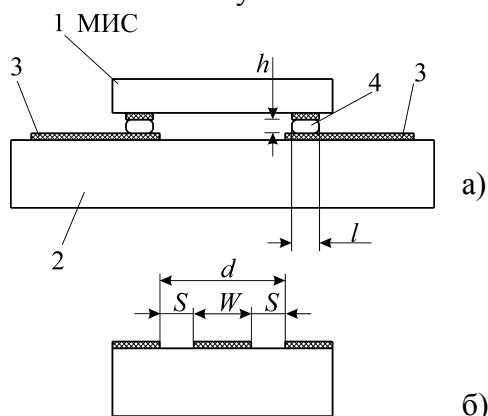


Рис. 15

а) схематическое изображение монолитной интегральной схемы (МИС) смонтированной на подложке из аллюминооксидной керамики при помощи технологии "flip-chip bonding";
 б) поперечное сечение копланарной линии 3 на подложке 2.

На рисунке 15 приведена схема соединения монолитно интегральной схемы 1, выполненной на основе GaAs, с электрической цепью на подложке 2 из аллюминооксидной керамики при использовании flip-chip технологии. Выбор аллюминооксидной керамики определен в рассматриваемом случае близостью коэффициентов линейного расширения керамики и материала интегральной схемы. На поверхности подложки, обращенной к монолитной схеме, расположена копланарная линия 3. Соединение МИС с копланарной линией производится при помощи выступов 4, выполненных в данном случае в виде золотых шариков, и тонких пленок мягкого припоя. Соединение производится при нагреве до 300°C при давлении с силой 100 г на каждый выступ [45].

Важным параметром, определяющим величину рассогласования рассматриваемого соединения копланарных линий является коэффициент формы соединительного выступа $s_F=l/h$, где l – продольный размер выступа, вдоль направления распространения волны, h – высота выступа. В миллиметровом диапазоне волн наиболее важное значение имеет длина соединения l . На практике величина l лимитируется достижимой величиной коэффициента формы s_F . При обычно применяемых методах соединения (пайка, термокомпрессия) минимальная достижимая величина $s_F=1-2$. При этом в известных приборах миллиметрового диапазона волн высота выступа $h=15-30$ мкм.

Даже указанные миниатюрные соединительные выступы приводят к рассогласованиям в СВЧ линиях, учет которых необходим, особенно при построении широкополосных усилителей. Анализ [46] показывает, что эквивалентный реактивный параметр, замещающий flip-chip соединение, может быть определен как эквивалентная емкость $C_3=C_{CT}-L_{CT}/Z_0$, где C_{CT} – статическая емкость между линиями на МИС и подложке, L_{CT} – индуктивность соединения, определяемая в основном его длиной, Z_0 – характеристическое сопротивление копланарной линии. Уменьшение коэффициента отражения от соединения flip-chip может быть достигнуто при увеличении Z_0 (см. рис. 16а), при продольном смещении выступов, соединяющих центральные и боковые элементы копланарных линий на подложке и монолитной схеме (см. 16б). Достижимые величины рассогласований при flip-chip соединениях копланарных линий при введении компенсаций и без компенсаций, рассчитанные в широком диапазоне частот приведены на рисунке 17. Рассогласования соединений возрастают с увеличением частоты; уменьшение рассогласований при введении компенсаций составляет 6 дБ на 70 ГГц.

Flip-chip технология явилась важным шагом в создании транзисторных усилителей и других полупроводниковых устройств в монолитном исполнении в миллиметровом диапазоне волн. В результате родилось новое поколение полупроводниковых приборов миллиметрового диапазона волн, отличающихся высокой надежностью, минимальными габаритами и низкой стоимостью при массовом производстве.

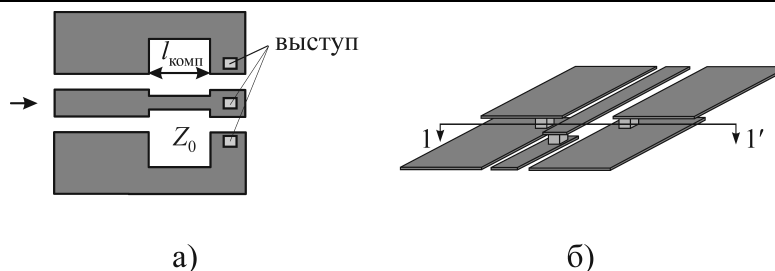
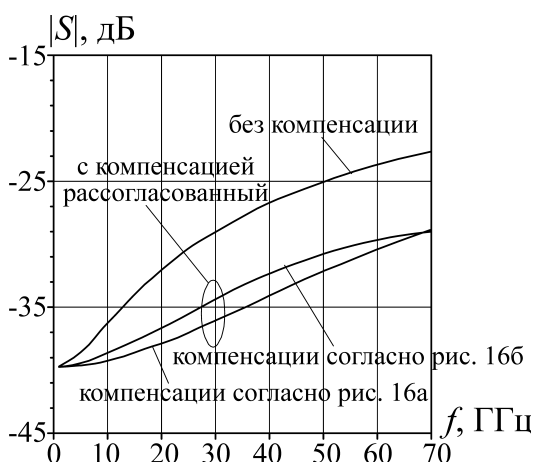
**Рис. 16**

Иллюстрация метода снижения рассогласований в копланарных линиях, вызванных соединениями по технологии flip-chip

а) за счет введения компенсирующих секций в копланарной линии с увеличенным характеристическим сопротивлением Z_0

б) за счет продольного смещения выступов, соединяющих центральные и боковые элементы копланарных линий на подложке и МИС

**Рис. 17**

Коэффициенты отражения от flip-chip соединений копланарных линий

в диапазоне частот при введении компенсаций согласно рис. 16 и без компенсаций.

При использовании flip-chip технологии, в частности, созданы интегральные монолитные схемы автомобильных радаров, включающие транзисторный усилитель и смеситель в области 76 ГГц с размерами чипа $1,2 \times 1,9 \text{ мм}^2$ и $1,2 \times 2,4 \text{ мм}^2$ соответственно, двухканальные переключатели на 76 ГГц с размерами чипа $1,2 \times 1,9 \text{ мм}^2$, удвоитель частоты 38/76 ГГц с размерами чипа $1,2 \times 2,4 \text{ мм}^2$, автогенератор с электронной перестройкой частоты с размерами чипа $1,2 \times 1,9 \text{ мм}^2$ и буферный усилитель в области 38 ГГц [47]. В интегральных монолитных схемах использованы InGaP/InGaAs НЕМТ с длиной затвора 0,15 мкм и его шириной 80 мкм. Соединение СВЧ цепей и электродов электрического питания на интегральной схеме с копланарными линиями и линиями питания на монтажной оксидной подложке проведено при помощи золотых выступов с высотой 20 мкм и диаметром 40 мкм. Flip-chip технология, по мнению авторов [47], существенно удешевит изготовление радара в монолитно интегральном исполнении, что является важным фактором для внедрения радиолокационной техники предотвращения столкновений в автомобилестроении.

2.3.2 Тонкопленочные микрополосковые линии

Перспективным направлением для увеличения степени интегрированности микроволновых монолитных схем, упрощения и удешевления их производства является создание микрополосковых линий СВЧ на тонких диэлектрических пленках, толщина которых значительно меньше, чем обычно применяемая [48]. Физическая идея такого решения состоит в том, что при уменьшении толщины диэлектрика увеличивается концентрация электромагнитной энергии непосредственно под микрополоском и взаимное влияние рядом расположенных линий уменьшается. Это позволяет значительно увеличить плотность монтажа схемы. Линии такого типа получили название тонкопленочных микрополосковых линий – (thin-film microstrip-TFMS)

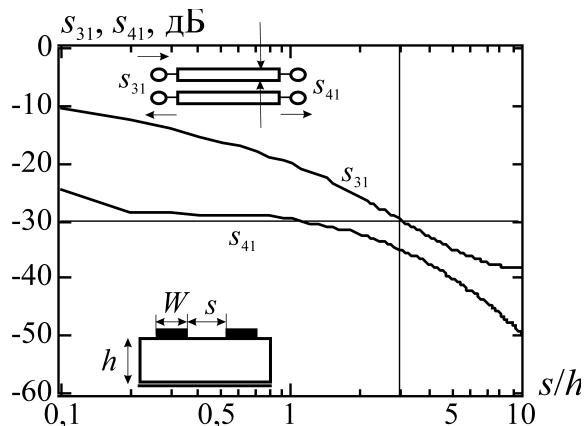


Рис. 18

Зависимости параметров связи S_{31} , S_{41} двух параллельных отрезков микрополосковых линий от отношения s/h , определенные на частоте $f=60$ ГГц при фиксированных размерах линий $w=22$ мкм, $h=10$ мкм, $L=\lambda/8$

введения дополнительных согласующих элементов, уменьшает размеры, упрощает производство. В то же время уменьшение ширины w полоски и соответственно высоты h диэлектрической подложки приводит к увеличению потерь в линии. Так, в таблице №2 приведены величины потерь в микрополосковой линии 8-миллиметрового диапазона волн с волновым сопротивлением $Z_0=50$ Ом.

Таблица 2

Высота подложки h мкм	Ширина полоски w мкм	Толщина металла t мкм	Потери дБ/мм
2,5 (полиимид)	5	3	0,5
7,0 (полиимид)	34	3	0,25
420 (высокоомный Si)	420	8	0,05

Ясно, что тонкопленочные линии наиболее эффективно применяются в миниатюрных интегральных устройствах, где требуется высокая компактность монтажа, а также во всех интегральных схемах, где обеспечивается компенсация потерь применением МИС-усилителей.

В качестве примера использования тонкопленочных микрополосковых линий можно привести создание монолитной интегральной схемы двух транзисторных усилителей на частотах 50 ГГц и 60 ГГц на общем чипе размеров $0,32 \text{ мм} \times 0,84 \text{ мм}$ [49]. В этих усилителях применены InGaP/InGaAs/GaAs HEMT двухзатворные транзисторы, у которых граничная частота $f_T=70$ ГГц, максимальная частота $f_{\max}=130$ ГГц. Величины усиления превышали 8 дБ и могли регулироваться более чем на 20 дБ при изменении напряжения на втором затворе.

2.3.3 Микромеханические методы создания элементов СВЧ-цепей

В течение последних 10-15 лет развиваются идеи создания планарных линий передачи с максимальным уменьшением объема диэлектрика в линии. В таких линиях значительно уменьшаются диэлектрические потери, ослабляются дисперсионные эффекты, что позволяет значительно улучшить диапазонные характеристики различных элементов СВЧ-цепи, таких как направленные ответвители, фильтры, повысить добротность планарных резонаторов в миллиметровом диапазоне волн. Уменьшение объема диэлектрика приближает эти линии к двухпроводным с воздушным заполнением с увеличенным радиусом концентрации энергии из-за увеличения фазовой скорости, что приводит к необходимости экранировки в реальных конструкциях.

На рисунке 19 приведена типичная конструкция копланарного волновода (без экрана), выполненного по микромеханической (ММ) технологии. Такие копланарные волноводы с волновым сопротивлением 50 Ом, с длинами 20-80 мм изготавливались на 4-дюймовой пластине высокоом-

Для иллюстрации на рисунке 18 приведены зависимости коэффициентов матрицы рассеяния S_{31} и S_{41} , определяющих связь между двумя параллельно расположенными микрополосковыми линиями, от отношения s/h – s -расстояние между полосками, h -толщина диэлектрика в микрополосковых линиях. Приведенные зависимости определены при длине линий $\lambda/8$ на частоте 60 ГГц, $h=10$ мкм, ширине полоски $w=22$ мкм. Можно видеть, что уже при расстоянии 30 мкм связь между линиями уменьшается на 30 дБ. Концентрация энергии вокруг такой линии происходит в пределах 20-30 мкм и таким образом отпадает необходимость экранировки.

Применение тонкопленочных микрополосковых линий с поперечными размерами значительно меньшими длины волны существенно уменьшает рассогласования в линии при их поворотах, изгибах, что устраняет необходимость введе-

ного кремния с удельным сопротивлением более 4000 Ом·см при толщине пластины 535 мкм [50]. Микроструктурные копланарные волноводы были изготовлены путем частичного удаления диэлектрика с помощью ММ-технологии, а именно двухступенчатого процесса сухого травления, известного под названием «улучшенного травления кремния (FSE) в плазме, удерживаемой магнитным полем». Затухание копланарной линии, изготовленной по технологии ММ при расстоянии земля-земля $H=300$ мкм и глубине травления 60 мкм, равно 0,081 дБ/мм и меньше, чем в обычной линии (без травления) на 18%.

Развитие ММ-технологии привело к созданию линий с расположением токоведущих элементов на мембранах – мембранные копланарные и микрополосковые линии. Эти линии выполняются совместно с микроэкранами и в результате создаются микроэкранированные мембранные линии [51, 52]. На рисунке 20а приведена конструкция мембранной экранированной микрополосковой линии (SMM – Shielded Membrane Microstrip), выполненной по ММ технологии. Аналогичная мембранная технология применена для построения экранированной копланарной линии (SMCPW) [53]. На рисунке 20б представлено поперечное сечение такой линии с нижним экранирующим металлизированным объемом (microshield line), выполненном методами ММ-технологии. В связи с тем, что диэлектрик в таких линиях удален от токоведущих элементов, волновое сопротивление Z_0 больше, чем в планарных линиях на подложке. Обычно $Z_0=50-300$ Ом. Представляет интерес зависимость волнового сопротивления SMCPW от величины зазора W и фиксированном отношении s/h , определяющем величину Z_0 в SMM. Такая зависимость приведена на рисунке 21, рассчитанная для $s/h=2$. Можно видеть, что при увеличении W величины волновых сопротивлений асимптотически приближаются друг к другу, т.е. линии SMM и SMCPW становятся идентичными. Это обстоятельство используется для построения плавных переходов от одной линии к другой (см. рисунок 22).

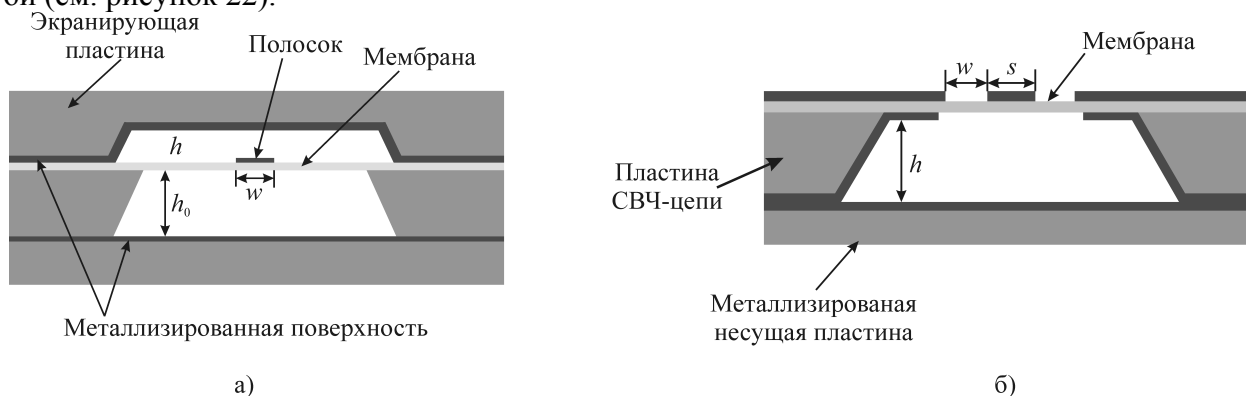


Рис. 20

а) мембранная микрополосковая линия (SMM); б) мембранная копланарная линия (SMCPW)

В рассматриваемых мембранных линиях потери связаны практически только с проводящими элементами (диэлектрические потери в линии исключаются). Благодаря более высокому волновому сопротивлению эти потери значительно меньше, чем в других микрополосковых линиях и превышают потери в стандартном волноводе прямоугольного сечения в два раза. Определенные экспериментально частотные зависимости потерь L и эффективной

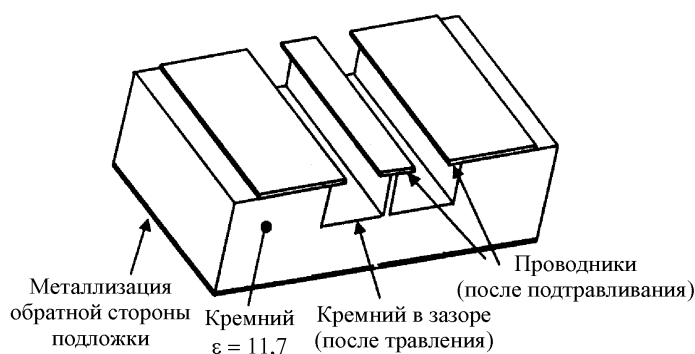


Рис. 19

Конструкция копланарного волновода, выполненного по микромеханической технологии

диэлектрической проницаемости ϵ_{ef} кремниевой SMM с размерами $W=98$ мкм, $h=50$ мкм, $h_c=500$ мкм приведены на рисунке 23.

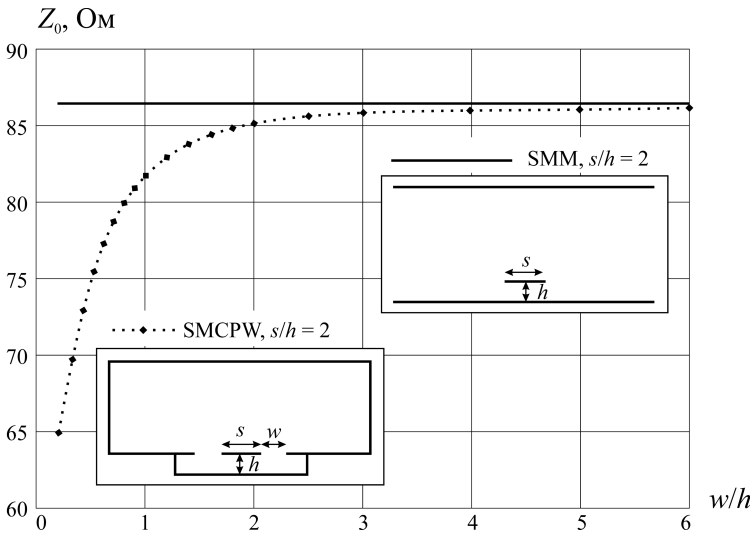


Рис. 21
Зависимости волнового сопротивления Z_0 экранированной копланарной линии (SMCPW) – пунктир; сплошная линия – волновое сопротивление SMM при $s/h=2$

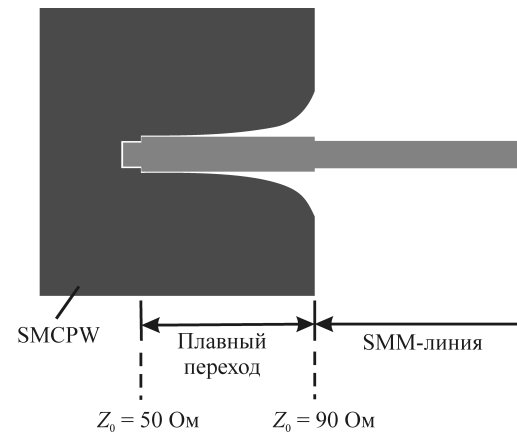


Рис. 22
Плавный переход от линии SMCPW к линии SMM

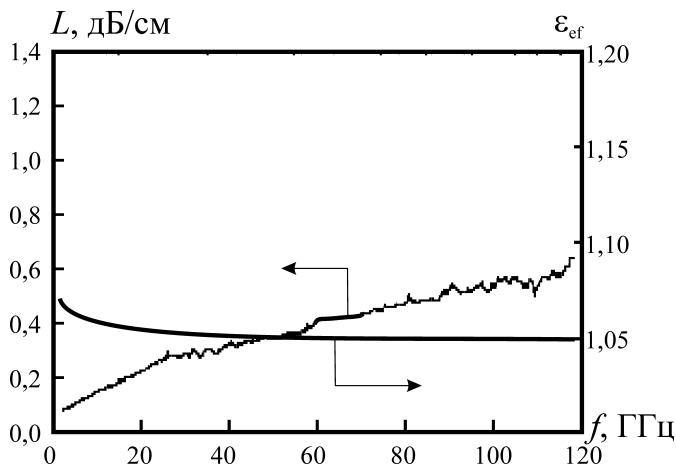


Рис. 23
Частотные зависимости потерь L [дБ/см] и диэлектрической проницаемости ϵ_{ef} для кремниевой SMM

Рассмотрим примеры применения SMM и SMCPW при построении пассивных элементов высокочастотных цепей.

Полосовые фильтры с фиксированными параметрами.

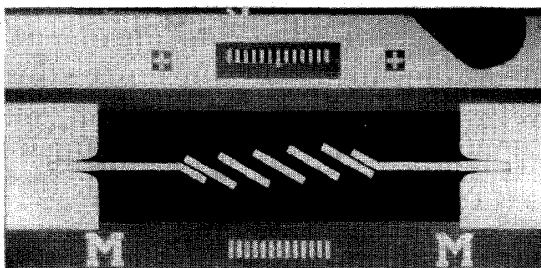


Рис. 24
Схема пяти секционного полосового фильтра на SMM на связанных линиях

Различные методы изготовления планарных линий в ММ-исполнении изложены в [53, 54, 55, 56, 57]. Эти методы включают детали выращивания трехслойных мембран $SiO_2-Si_3N_4-SiO_2$ с толщиной 1,5 мкм, способы создания объемов в кремниевых пластинах для построения ММ-линий различной геометрии. В частности рассматриваются вопросы достижения высокой точности глубины h в SMM в процессе прецизионного селективного травления [58]. Эта величина определяет расстояние токоведущей полоски до земляной поверхности и в трехмиллиметровом диапазоне при $h=100$ мкм требуемая точность выполнения этого размера составляет ± 5 мкм.

Фильтры, выполненные по ММ-технологии на планарных линиях характеризуются меньшими потерями, чем фильтры на микрополосковых и копланарных линиях обычных конструкций с подложками. На рисунке 24 приведена типичная схема пяти секционного полосового фильтра на SMM, на связанных линиях. На этом рисунке микрообъем с заземленным электродом удален. Измерения показали, что в диапазоне 75-100 ГГц дисперсия отсутствует и $\epsilon_{ef}=1,04$. S-параметры данного фильтра, определенные экспериментально и теоретически приведены на

рисунке 25. При относительной полосе пропускания $\Delta f/f_0=6,1\%$ и $f_0=94,7$ ГГц вносимые потери составляют $L=3,4$ дБ. При расширении полосы пропускания потери уменьшаются и, например при $\Delta f/f_0=17,7\%$ $L=1,4$ дБ.

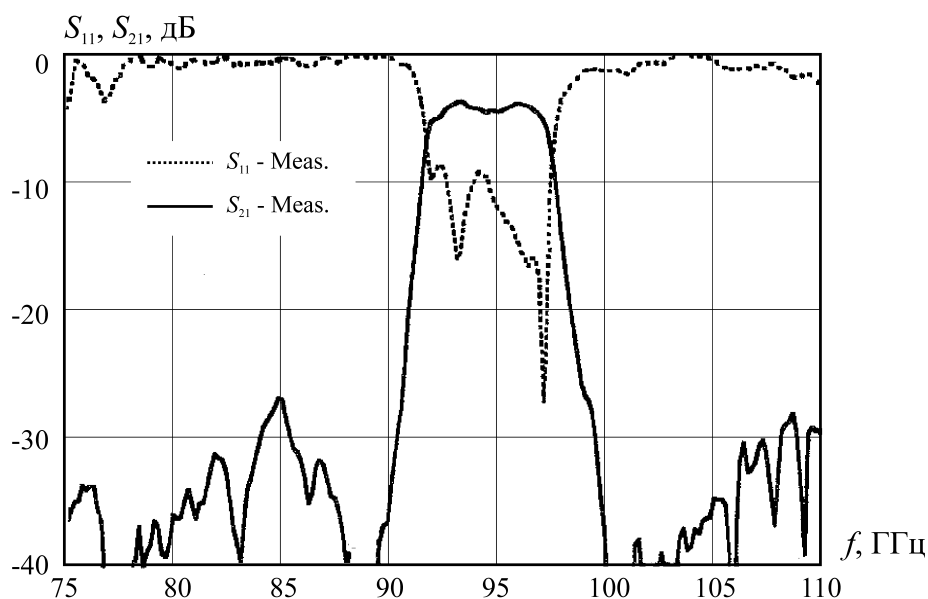


Рис. 25

S-параметры фильтра, представленного на рисунке 24

Широкодиапазонный направленный ответвитель

Разработанный в [59] направленный ответвитель выполнен на SMM-линии с параметрами: $W=98$ мкм, $h=50$ мкм, $h_c=500$ мкм. Волновое сопротивление этих линий $Z_0=90$ Ом. Токосоведущие полосы SMM расположены на мембране с толщиной 1,5 мкм. Величины погонного затухания в такой линии и эффективной диэлектрической проницаемости приведены на рисунке 23. Ответвитель выполнен на кремниевых пластинах методами ММ-технологии. В широком диапазоне частот $\epsilon_r \approx 1,05$ и, таким образом, практически отсутствует дисперсия. В связи с этим, в частности, в связанных линиях фазовые скорости четной и нечетной мод практически одинаковы, что позволяет существенно расширить диапазонные характеристики устройств, выполненных на таких линиях, например, направленных ответвителей.

Схема построения рассматриваемого широкополосного направленного ответвителя приведена на рисунке 26, а его фотография на рис. 27. Данный ответвитель относится к классу широкополосных несимметричных направленных ответвителей с распределенной связью между линиями [60]. При выполнении условия уравновешенности связи (на четных и нечетных модах) в каждом сечении и при определенном законе изменения связи обеспечивается постоянство переходного затухания и высокая направленность ответвителя в широком диапазоне частот.

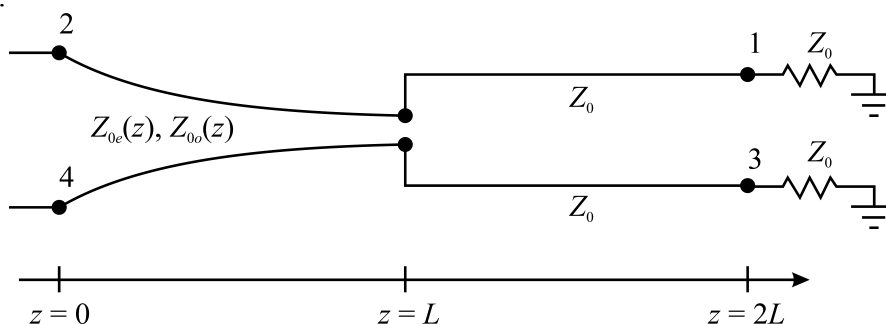


Рис. 26

Схема построения широкополосного направленного ответвителя

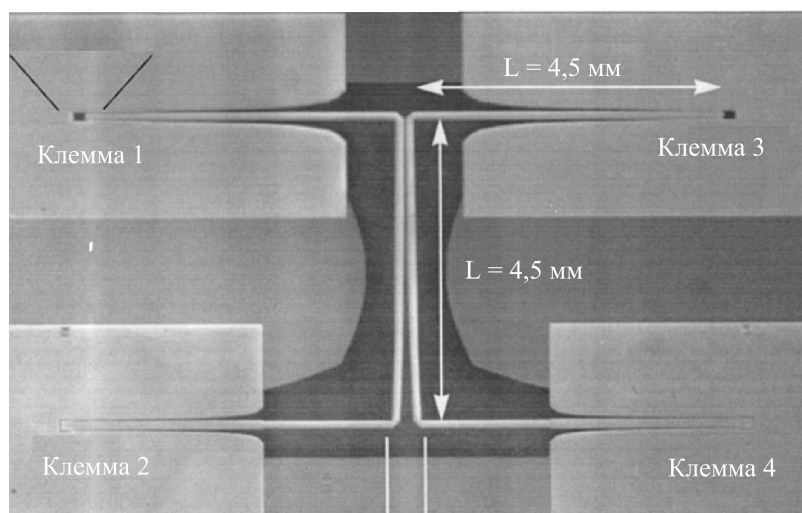


Рис. 27

Фотография ответвителя, представленного на рисунке 26

Длина ответвителя $L=4,5$ мм. Изменение расстояний между линиями s и ширины полосок W представлено (в дискретных сечениях) в таблице 3.

Таблица 3

Положение сечения	0	2 мм	3,5 мм	4.5 мм
W мкм	98	96	94	93
S мкм	218	91	57	46

Разработанный направленный ответвитель обеспечивал ответвление $20,1 \pm 2.5$ дБ в диапазоне частот 10 – 60 ГГц; вносимые потери не превышали 0,5 дБ; направленность превышала 10 дБ, а в области 50 ГГц уменьшалась до 5 дБ. Пояснением этого, согласно [59], является неравенство скоростей четной и нечетной мод, вызванное влиянием диэлектрической диафрагмы. Это неравенство оказывается существенным при $s \leq 75$ мкм. Для уменьшения этого эффекта в [59] рекомендуется увеличить h , что соответственно увеличит расстояние между линиями.

Высокочастотный резонатор в диапазоне миллиметровых волн.

Микромеханические методы объемной обработки позволяют создавать трехмерные структуры в полупроводниковых пластинах, которые могут выполнять функции частотно-избирательных элементов – резонаторов. Совмещение в единой конструкции таких резонаторов с линиями, выполненными по ММ-технологии, например, с SMM позволяет включать такие резонаторы в пассивные и активные устройства. Такие резонаторы, однако, выполненные в планарном исполнении характеризуются сравнительно малыми добротностями. Так полый резонатор проходного типа X -диапазона с размерами $16 \times 32 \times 0,465$ мм, выполненный методами ММ-технологии и связанный с микрополосковыми линиями при помощи прямоугольных щелей в земляном проводнике, характеризуется величиной собственной добротности $Q_0 \approx 500$. Эта величина существенно ниже, чем у реализуемых диэлектрических резонаторов.

Значительный интерес представляет задача построения планарных резонаторов с высокой добротностью в миллиметровом диапазоне волн, связанных с микрополосковыми или с копланарными линиями. Решение этой задачи оказалось возможным при использовании ДР на колебаниях типа «шепчущая галерея» (whispering gallery), связанного с копланарными волноводами на мембране, выполненными в соответствии с микромеханической технологией. На рисунке 28 приведена конструктивная схема такого резонатора и волноводной цепи для работы в 8-миллиметровом диапазоне [61]. Материал ДР имеет $\epsilon_r=30$; размеры резонатора: $h=700$ мкм, $D=6,5$ мм; высота держателя ДР равна 350 мкм. Волноводная система SMC PW выполнена на пластине высокоомного кремния $\epsilon_r=11,5$, $\text{tg}\delta=5 \times 10^{-4}$. Добротность проходного резонатора зави-

сит от степени связи с копланарными волноводами. При изменении коэффициента передачи $s_{21} = -5\text{ дБ} \dots -14\text{ дБ}$ величина добротности изменяется в пределах $Q_L = 400 \dots 2400$ (см. рис. 29). Резонансная частота $f_0 = 35,4\text{ ГГц}$. Рассматриваемая система является резонансным направленным фильтром, который может быть применен, например, в частотно стабилизированных полупроводниковых автогенераторах с обратной связью.

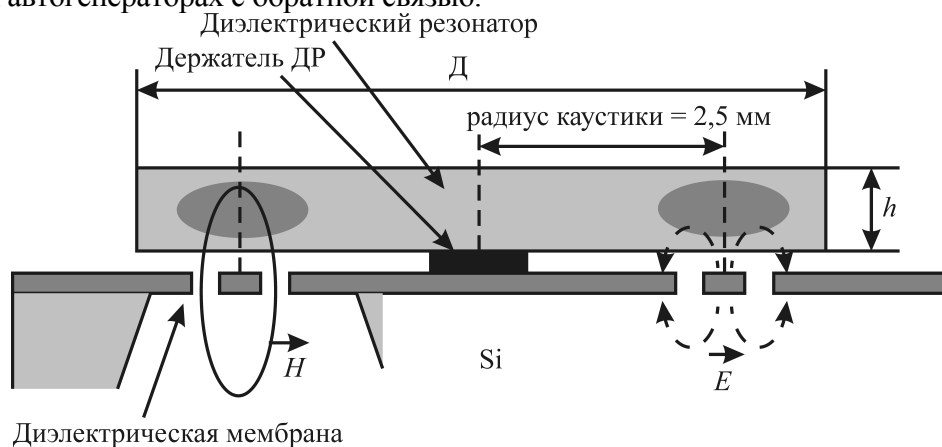


Рис. 28

Схема резонатора «шепчущая галерея», связанного с копланарным волноводом

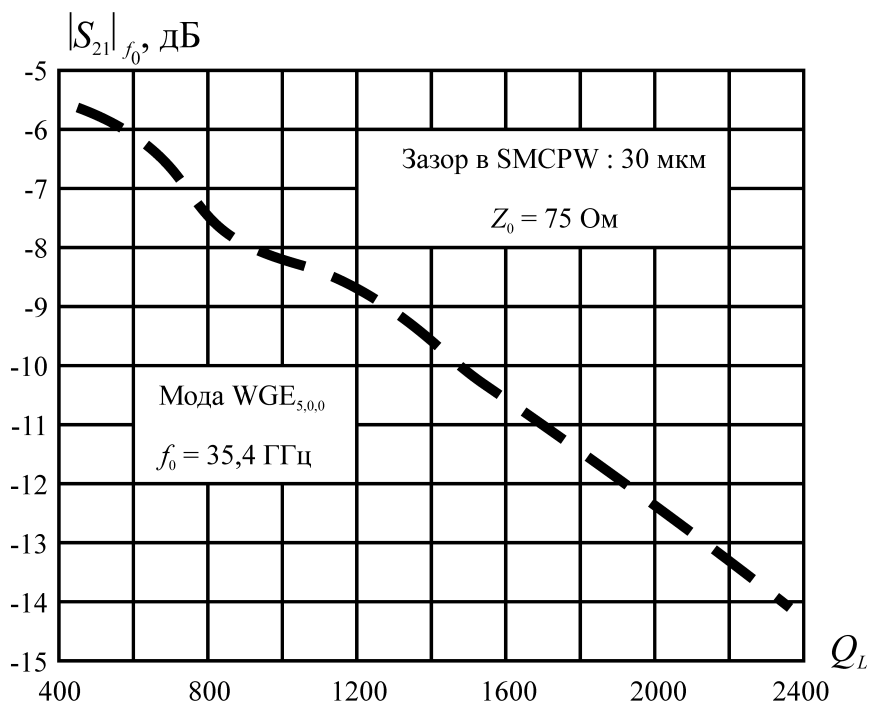


Рис. 29

Зависимость добротности резонатора, представленного на рисунке 28 от степени связи с копланарным волноводом (коэффициент передачи s_{21})

В соответствии с расчетами [61] приведенная конструкция применима и в коротковолновой части миллиметрового диапазона 70-100 ГГц. При размерах ДР на моде «шепчущая галерея» $h = 700\text{ мкм}$, $D = 5,6\text{ мм}$ при $f_0 = 95,4\text{ ГГц}$ добротность $Q_0 = 2034$.

2.3.4 Микроэлектромеханические методы создания управляемых электрически элементов СВЧ цепей.

Развитие методов микроэлектромеханической технологии привело к созданию элементов СВЧ-цепей, параметры которых могут управляться электрически. К таким приборам относятся, прежде всего, перестраиваемые фильтры и резонаторы, переключатели, фазовращатели. В основе построения управляемых элементов СВЧ-цепей лежат методы микроэлектромеханической технологии – MEMS-технологии. Ниже приводятся основные характеристики и особенности построения ряда управляемых MEMS элементов.

2.3.4.1. Перестраиваемые резонаторы и фильтры.

Один из вариантов миниатюрного перестраиваемого фильтра выполнен на копланарных волноводных линиях с конденсаторами, изготовленными по MEMS-технологии [62]. MEMS – мостики, соединяющие заземленные (боковые) плоскости копланарного волновода и проходящие над центральным проводником перпендикулярно к направлению распространения, создают в линии, периодически включенные емкостные нагрузки. В результате образуется отрезок замедляющей системы с высоким эквивалентным значением диэлектрической проницаемости $\epsilon_{ef}=[m]^2$, $m=c/v_{\phi}$ – коэффициент замедления, и низким волновым сопротивлением $Z_{0\ ef}=Z_0/m$. В реальных системах $m^2=20\dots 50$. В рассматриваемом фильтре копланарный волновод с размерами $G/W/G=80/160/80$ выполнялся на кварцевой 500 мкм подложке, с толщиной металлизации золотом $t=3$ мкм. Параметры копланарного волновода: $Z_0=77$ Ом, $\epsilon_r=2,37$, постоянная затухания 0,37 дБ/см на частоте $f=21$ ГГц. MEMS-мостики представляют собой золотые мембраны, изготовленные гальваническим методом. Средняя высота мостиков над центральным проводником копланарного волновода равна 1,1 мкм, ширина мостика 50 мкм, зазор между мостиками 20 мкм. В таблице 4 характеристики резонатора, нагруженного емкостными мостиками сопоставляются с характеристиками стандартного резонатора на полуволновой копланарной линии с такими же размерами.

Таблица 4

Тип линии

Параметр	Стандартный	Нагруженный 6 мостик.	Нагруженный 8 мостик.
Рез. частота f_0 ГГц	24,3	21,0	21,0
Длина	$0,5\lambda_g$	$0,163\lambda_g$	$0,145\lambda_g$
Добротность Q	62	56	48
Добротность MEMS мостика	-	400	400

λ_g – длина волны в ненагруженном копланарном волноводе. Можно видеть, что емкостная нагрузка более чем в три раза уменьшает длину резонатора и несколько снижает его добротность (на 10...20%).

Для построения полосового фильтра MEMS резонаторы соединяются между собой при помощи T -образных индуктивных преобразователей импеданса (с параллельной индуктивностью). Миниатюрный фильтр на MEMS-резонаторах с 6 мостиками в каждом характеризуются следующими параметрами: длина $L=3,62$ мм, центральная частота $f_0=21,1$ ГГц, вносимые потери в середине полосы равны 2,9 дБ, ширина полосы по уровню -1 дБ составляет 8,6%, коэффициент отражения в полосе пропускания $s_{11}=-20$ дБ.

Очевидный недостаток рассматриваемых конструкций резонаторов и фильтров является исключительно малый зазор между мостиками и линией в MEMS-конденсаторах. Действительно этот зазор составляет величину близкую к 1 мкм, в то время как при существующей технологии (согласно [62]) вариации высоты мостиков составляют $\pm 0,2$ мкм. При высоте мостика 1,1 мкм изменение высоты на 0,1 мкм приводит к изменению резонансной частоты более чем на 3%. Вопросы климатической и механической устойчивости не обсуждаются, что резко ограничивает возможности применения этих устройств в реальной аппаратуре.

Для получения перестройки резонансной частоты MEMS-резонатора или фильтра применяется управляющее напряжение $U_{уп}$ между центральным проводником копланарной линии и мостиком. В некоторых конструкциях для этой цели используются специальные электроды вместо центрального проводника. Типичные параметры таких перестраиваемых фильтров следующие: при $U_{уп}=0$ высота $g=1,2$ мкм, при $U_{уп\ max}=80$ В $g=0,89$ мкм; интервал изменения центральной частоты $f_0=21,44\dots 18,6$ ГГц (13,5%); ширина полосы по уровню -1 дБ $\Delta f=7,5\pm 0,1\%$; вносимые потери равны 3,85 – 4,15 дБ. Приведенные параметры относятся к фильтру, выполненному на стеклянной подложке, что, по-видимому, и объясняет увеличенные вносимые потери. Величина управляющего напряжения может быть уменьшена при увеличении отношения $(W \times w)/g^2$, где w – ширина мостика. Интервал изменения управляющего напряжения ограничен сверху условием электрической прочности, а снизу – условием фиксированного устойчивого положения мостика. Действительно,

при $g < g_{\text{пред}} \approx 2/3(g_0)$ возникает неустойчивость, приводящая к смыканию моста и центрального проводника линии. Напряжение, при котором возникает неустойчивость положения моста, определяется как $U_{\text{уп min}} = \sqrt{\frac{8kg_0^3}{27\varepsilon_0 W w}}$ В, где k – коэффициент упругости материала моста. Для стабиль-

ной работы нужно чтобы $U_{\text{уп}}$ было меньше $U_{\text{уп min}}$. Для полной характеристики MEMS-фильтров следует отметить также, что в них не исключены нелинейные явления, связанные с изменением емкости под воздействием высокочастотного напряжения, особенно в случае двух и многочастотных сигналов при возникновении биений.

Из сказанного следует, что имеется большое число проблем, требующих решения для возможности широкого применения MEMS резонаторов и фильтров.

2.3.4.2 Перестраиваемые MEMS фазовращатели и переключатели.

MEMS-переключатели разработаны в сантиметровом и миллиметровом диапазонах [63, 64]. Преимуществами таких переключателей являются их малые потери, широкодиапазонность, отсутствие интермодуляционных искажений. Переключатели выполняются для последовательного и параллельного переключения линий и других элементов СВЧ-цепей. В частности они могут быть применены для дискретного изменения фазовых сдвигов путем переключения отрезков СВЧ-линий.

Конструкции, описанные в 4.1, могут быть применены как MEMS распределенные двухпозиционные переключатели в планарных линиях. При использовании таких переключателей достигается развязка до 40 дБ при вносимых потерях 0,2-0,4 дБ и $s_{11} = -15 \dots -20$ дБ на частотах до 40 ГГц. Поперечное сечение распределенного MEMS переключателя на микрополосковой линии приведено на рисунке 30. Здесь микрополосковая линия выполнена на кварцевой подложке. Величина зазора между мостиком и полоской $g_0 = 1,5$ мкм. Аналогичная конструкция выполняется и для CPW. Мостики устанавливаются периодически вдоль линии. В двухпозиционных переключателях зазор изменяется от $g = g_0$ до $g = 0$. Для устранения «залипания» внутренняя сторона мостика может покрываться диэлектрической пленкой. В качестве такой пленки применяется слой Si_xN_y толщиной 1000 ангстрем. Рабочий диапазон частот ограничен высокочастотной отсечкой – частотой Брега

$f_B = \frac{1}{\delta \sqrt{L_t (C_t + C_b / \delta)}}$, здесь δ – расстояние между центрами мостиков; L_t – погонная последовательная индуктивность планарной линии; C_t – погонная емкость планарной линии; C_b – емкость мостика. Обычно наибольшая рабочая частота $f_{\text{max}} = f_B / 2$.

Обычно наибольшая рабочая частота $f_{\text{max}} = f_B / 2$.

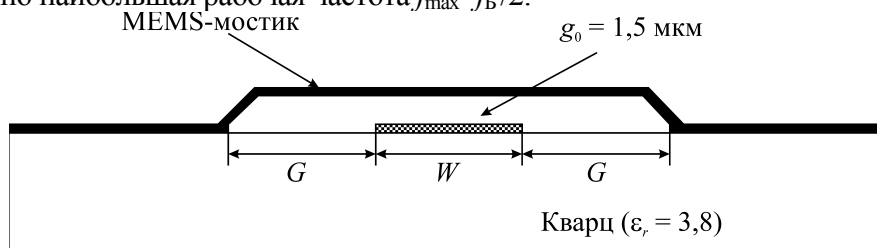


Рис. 30

Поперечное сечение распределенного MEMS переключателя на микрополосковой линии.

В результате разработок [64] созданы распределенные MEMS переключатели с параметрами: число мостиков $N=8$, ширина мостика $w=30$ мкм, расстояние между мостиками $\delta=306$ мкм, толщина полоски CPW $t=2,5$ мкм, волновое сопротивление $Z_0=60$ Ом, частота Брега $f_B=129$ ГГц, $f_{\text{max}}=65$ ГГц, прямые потери 0,4...0,6 дБ в рабочей полосе частот 30...60 ГГц, развязка –40 дБ, управляющее напряжение в режиме запирающего $U_{\text{max}}=30$ В, предельное напряжение области регулирования емкости мостиков $U_{\text{пред}}=23$ В, полная длина переключателя равна 2,5 мм. Увеличение N незначительно увеличивает уровень развязки, что связано с возникновением диэлектрической моды в подложке CPW, увеличивающей паразитное излучение. Недостатком распределенных MEMS-переключателей является большое время переключения, превышающее единицы мс.

По величинам прямых потерь и уровню изоляции, габаритам, диапазонности MEMS распределенные переключатели превосходят переключатели на $p-i-n$ диодах.

В рассмотренных MEMS конструкциях регулируемых фильтров, распределенных переключателей линия передачи нагружается емкостями, величины которых управляются электростатически при подведении управляющего напряжения. При этом изменяются параметры распространения в линии, в том числе фазовая скорость. Таким образом, эти конструкции могут быть применены как плавные фазовращатели. В [64] показана возможность построения таких фазовращателей с высокими параметрами. Так, при $N=32$, $w=30$ мкм, $\delta=306$ мкм, полная длина фазовращателя $L=10,1$ мм, интервал управляющих напряжений $U_{уп}=0...22$ В, предельное напряжение $U_{пред}=23$ В получены параметры: максимальный фазовый сдвиг на частоте 60 ГГц $\Delta\varphi_{max}=118^\circ$, потери 2,1 дБ; при $f=40$ ГГц $\Delta\varphi_{max}=67^\circ$, потери 1,6 дБ. При уменьшении частоты фазовый сдвиг уменьшается почти линейно в области низких частот $f<30$ ГГц; при $f=40-60$ ГГц зависимость $\Delta\varphi(U_{уп})$ заметно отличается от линейной.

В рассматриваемых фазовращателях интервал изменения величины зазора между мостиками и линией передачи примерно равен 1,5...1,0 мкм. Все недостатки распределенных конструкций, отмеченные в разделе 4.1, остаются в силе и в распределенных MEMS фазовращателях.

2.4 Суммирование мощностей транзисторов

До последнего времени источники электромагнитных колебаний СВЧ с уровнями непрерывной мощности десятки Ватт в миллиметровом диапазоне и сотни Ватт в сантиметровом диапазоне создавались на основе электровакуумных электронных приборов. В 80-90-е годы XX столетия были решены многие задачи по совершенствованию электронно-оптических и электродинамических систем ЛБВ, разработке транзисторных входных усилителей в монолитно интегральном исполнении (МИС-усилителей). На основе этих работ, были разработаны эффективные малогабаритные мощные модули СВЧ в диапазоне частот от единиц ГГц до 40 ГГц с уровнями выходной мощности десятки Ватт в миллиметровом и сотни ватт в сантиметровом диапазоне, с полным усилением свыше 40 дБ, коэффициентом шума меньшим 10 дБ и КПД=40-60% [65]. Мощные модули, кроме электронных приборов включают блоки электрического питания, охлаждения, управления при полном объеме, не превышающем 1 дм³.

В связи с этими результатами представлялось, что целесообразное применение полупроводниковых приборов в коротковолновой части сантиметрового и в миллиметровом диапазонах отодвинуто в область меньших мощностей, составляющих единицы Ватт. В последние годы, однако, были созданы мощные эффективные транзисторы СВЧ и развиты методы суммирования мощностей транзисторов в схемах усилителей бегущей волны, а также большого числа транзисторных усилителей в монолитно интегральном исполнении в пространственно развитых и квазиоптических системах.

Достигнутые в настоящее время диапазонные и энергетические параметры современных полупроводниковых усилителей непрерывного действия, выполненных на одном чипе в монолитно интегральном исполнении, составляют (см. главу 1): на частотах $f=12$ ГГц выходная мощность $P_{out}>15$ Вт, КПД>35%; при $f=30$ ГГц $P_{out}=3$ Вт, КПД=33%; при $f=60$ $P_{out}=0,5-1,0$ Вт, КПД=25%; при $f=95$ ГГц $P_{out}=0,4$ Вт, КПД=20%. На частотах 10–50 ГГц приведенные результаты получены на GaAs РНЕМТ, на частотах 60–100 ГГц – на InP РНЕМТ. Транзисторные усилители с приведенными параметрами построены на основе суммирования на одном чипе отдельных активных приборов, включенных параллельно, либо при помощи "бинарных" сумматоров типа Уилкинсона. Достижение больших уровней мощностей усилителей, выполненных на одном чипе требует применения таких полупроводниковых материалов, как SiC, GaN. На частотах 5–10 ГГц ожидаемые уровни мощности таких одиночных транзисторов близки к 10 Вт при КПД=50%; в области частот 10–20 ГГц $P_{out}=10$ Вт при КПД=40–50%; на частотах 20–30 ГГц $P_{out}=5-10$ Вт, КПД=30–40%. В настоящее время такие энергетические параметры одиночных транзисторов могут рассматриваться как перспективные максимальные.

Достижение полупроводниковыми приборами уровней мощности, реализуемых при использовании ЭВП, требует построения систем суммирования мощностей многих транзисторных чипов. При сравнительно небольшом числе суммируемых транзисторов известны такие сумматоры мощности в миллиметровом диапазоне, выполненные с применением разветвленных волноводных систем. Например, фирма TRW (USA) рекламирует МИС-усилитель с выходной непрерывной мощностью $P_{out}=2,4$ Вт на частоте $f=95$ ГГц, в котором 8 транзисторов включены на общую нагрузку при помощи бинарных сумматоров [66]; исследователи из Motorola сообщили о создании транзисторного усилителя на разветвленной схеме с уровнем выходной мощности $P_{out}=31$ Вт в Ka-диапазоне [67]. Необходимо иметь в виду, что применение разветвленных систем типа волноводных ответвителей, гибридных мостов и т.п. приводит к уменьшению КПД при увеличении числа суммируемых приборов и поэтому этот метод обычно применяется для суммирования 2–8 транзисторов и неэффективен для достижения больших уровней мощности.

Реальные, реализуемые пути суммирования большого числа транзисторных чипов и достижения значительных уровней непрерывной мощности в сантиметровом и миллиметровом диапазонах основаны на пространственно развитых и квазиоптических системах [68]. В таких системах КПД суммирования практически не зависит от числа суммируемых активных полупроводниковых элементов и при высоком коэффициенте усиления определяется, прежде всего, величиной потерь в выходной цепи сумматора.

Ниже рассматриваются пространственно развитые и квазиоптические системы суммирования, не являющиеся одновременно многоэлементными антеннами, излучающими в свободное пространство. В таких системах, в общем случае, активные элементы размещаются на плоскости с увеличенными размерами по сравнению со стандартными волноводами; на входе и на выходе суммирующая система связана с волноводами при помощи рупорных переходов (рис. 31а) либо при использовании волновых каналов с антеннами на входном и выходном волноводах (рис. 31б).

При учете фазовых фронтов во входном и выходном рупорах или в соответствующих волновых каналах необходимо вводить коррекцию этих фронтов в плоскости с распределенными полупроводниковыми усилителями. В конструкциях рис. 31а, 31б выравнивание фазовых фронтов может выполняться при помощи линий, сочлененных с полупроводниковыми элементами. Выравнивание фазовых фронтов может производиться и введением диэлектрических или металлических линз; при этом отрезки линий передачи всех усиливающих элементов, распределенных на плоскости суммирования идентичны, что упрощает сборку и настройку системы.

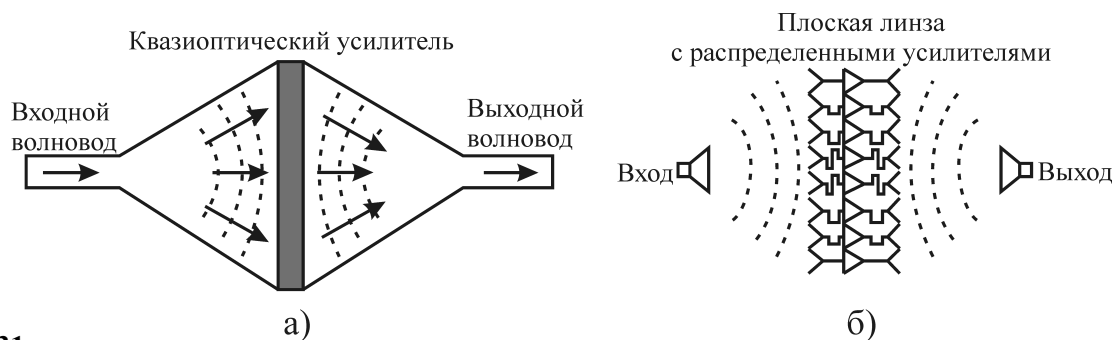
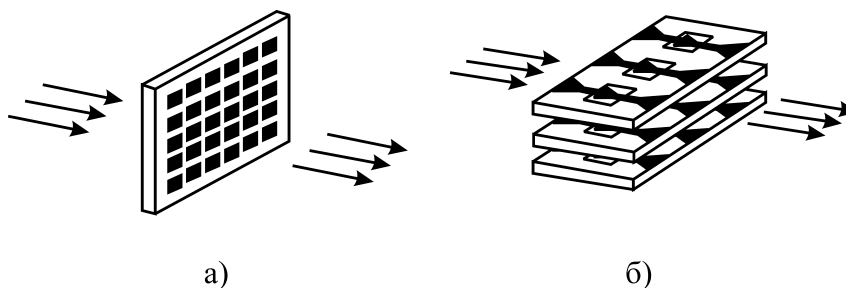


Рис. 31

Схемы построения квазиоптических усилителей (а) и распределенных на плоской многоканальной линзе (б)

В конструкциях рис. 31а применяются два вида построения усилительных плоскостей: "кафельная" (архитектура "tile") – рис. 32а и типа "этажерки" – рис. 32б, состоящей из собранных воедино "полок-подносов" с расположенными на них активными элементами (архитектура "tray").

Конструкция с архитектурой "tray" в настоящее время является наиболее полно разработанной. На основе этой конструкции создан ряд мощных источников непрерывной мощности X-диапазона с уровнями мощности 20 Вт [69], 40 Вт [70], 60 Вт [71], 120 Вт [72].

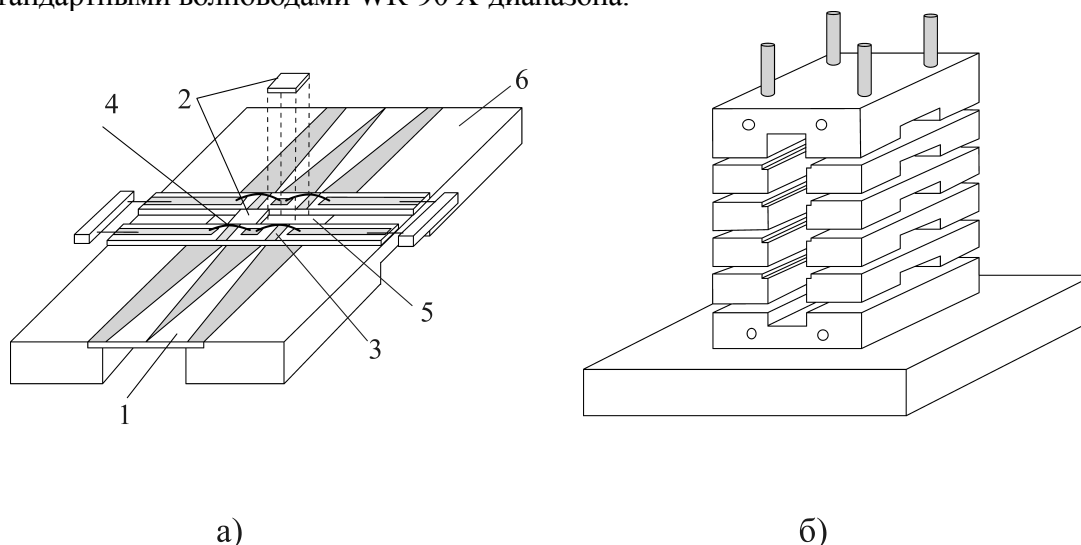
**Рис. 32**

Принципы построения "усилительных" плоскостей в пространственных распределенных сумматорах мощности:

а) архитектура типа "кафельной" (tile);

б) архитектура типа "подносов" (tray).

Основным узлом данной конструкции является полочка (tray), содержащая N_1 входных и выходных щелевых антенн 1, между которыми установлены транзисторы (ММІС-усилители) 2 и микрополосковые линии 3, согласующие импедансы щелевых антенн и транзисторов (см. рисунок 33а). Вся конструкция рассматриваемого сумматора мощности содержит N_2 таких полочек и таким образом количество суммируемых транзисторов $N_2=N_1 \times N_2$. Этажерка, в которой закреплены N_2 полочек, сочленяется со стандартными волноводами данного диапазона, либо с рупорными переходами, применяемыми в тех случаях, когда необходимо увеличить количество суммируемых активных элементов. Схема построения сумматора-этажерки представлена на рисунке 33б. В конструкции, приведенной на рис. 33б, торцевые поверхности этажерки сочленяются со стандартными волноводами WR-90 X-диапазона.

**Рис. 33**

Конструкция сумматора мощностей транзисторов с архитектурой "tray" (этажерка)

Щелевые антенны 1 сформированы на подложке из AlN с толщиной $h=250$ мкм; металлические полоски щелевых антенн выполняются из золота толщиной 3–4 мкм. В работах [69–72] большое внимание уделяется выбору оптимальной формы щели в антеннах 1 с целью обеспечения минимальных обратных потерь (отражений). Профиль щели рассчитывается согласно [73] и затем экспериментально уточняется путем макетирования. Минимальный размер щели выбирается так, чтобы волновое сопротивление щелевой линии в области, прилегающей к месту расположения транзистора, было близким к требуемому для согласования с импедансом транзистора. В реальных конструкциях сумматоров требуемое сопротивление составляло 50 Ом, а минимальное сопротивление щелевой линии $W_{0\min}=70-100$ Ом. Согласование импедансов достигалось введением в конструкцию микрополосковых линий 3 с переменной шириной полоски. Эти линии обеспечивали одновременно подведение к транзистору 2 напряжений электрического пита-

ния. Микрополосковые линии связывались с транзисторами и со щелевыми линиями антенн при помощи золотых проволочек 4 с диаметром 25 мкм.

Жесткие требования к форме щелевых линий антенн, к качеству согласования высокочастотной цепи с транзистором определились требованиями к широкодиапазонности сумматора мощности. Все рассматриваемые сумматоры являются усилителями бегущей волны, действующими в широких диапазонах частот; рассогласования в высокочастотной цепи приводят к вариациям амплитудно-частотной характеристики, к возможному нарушению устойчивости усилителя и к его самовозбуждению.

В рассматриваемых работах применялись коммерческие GaAs PHEMT. Транзисторы закреплялись на металлическом теплоотводе 5, являющемся конструктивным элементом корпуса 6 полочки. Крепление транзисторов осуществлялось при помощи проводящего эпоксидного клея. Такое крепление обеспечивало отвод примерно 150 Вт средней мощности при максимальном нагреве в самой горячей точке на 41° по отношению к окружающей температуре. Количество транзисторов на каждой полочке и количество полочек в конструкции сумматора определялось уровнем требуемой выходной мощности. В таблице 5 приведены основные характеристики рассматриваемых сумматоров мощности.

Таблица 5

f , ГГц	8,5–10,5	8–11	8–11	8–11
P_{out} , Вт	20	40	60	120
N_1	2	2	4	4
N_2	4	4	4	6
N_T	8	8	16	24
Тип транзистора	TGA8286-EPU	TGA9083-EEU	TGA9083-EEU	TGA9083-EEU
P_T , Вт	5	7	5	6
PAE_T , %	37	33–40	33–40	33–40
G , дБ	10	15	10–12,8	9,3–13,1
PAE , %	18	17–27	13–30	13–34
P_{in} , Вт	2	1	3–6	6–7
P_0 , Вт	96	150	214	344
U_0 , В	7,5	8,8	7,5	8
I_0 , А	12,8	17	28,5	43

В таблице 5 приняты следующие обозначения: P_{out} – выходная мощность сумматора, N_1 – количество транзисторов на каждой полочке, N_2 – количество полочек в этажерке, $N_T=N_1N_2$ – полное количество транзисторов в сумматоре, P_T – мощность одного транзистора, PAE_T – добавочный КПД одного транзистора, f – диапазон частот сумматора, G – коэффициент усиления сумматора, P_{in} – мощность на входе сумматора, P_0 – мощность питания транзисторов, U_0 , I_0 – напряжение и ток питания транзисторов.

Многие вопросы являются принципиальными для обеспечения работоспособности сумматора. Прежде всего – это задача теплосъема и обеспечения нормального температурного режима транзисторов. Эффективный съем тепла в рассматриваемой конструкции обеспечивается надежным креплением транзисторов и полочек на теплоотводящих элементах конструкции и интенсивным принудительным охлаждением (воздушным или жидкостным) медного корпуса сумматора.

Рассматриваемая конструкция сумматора характеризуется значительной неоднородностью электрического поля в волноводе при волне основного типа TE_{10} . Эта неоднородность приводит к тому, что большая часть входной мощности попадает на антенны полочек, расположенных в центре этажерки. Так, при $N_2=4$ и равномерном расположении полочек на две центральных полочки приходится 67% входной мощности, а на две боковые полочки 33%. Для уменьшения влияния неоднородности поля падающей волны полочки в этажерке располагаются максимально близко к центру. Влияние неоднородности падающего поля в значительной степени снижается при работе транзисторов, расположенных в центре, в режиме насыщения. При этом, как показа-

но в [69], при $N_2=4$ влияние неоднородности поля практически устраняется при увеличении входной мощности. При $N_2=6$ оказывается необходимым вводить дополнительные коррекции для выравнивания фаз поля во всех щелевых антеннах. Эти коррекции выполняются изменением длины проволочек 4 (рис. 33) в зависимости от положения полочки относительно центра. Представляется, что эта задача может решаться введением предискажений в фазовый фронт в линиях сумматора или в волноводах. При этом все узлы и их элементы в сумматорах будут одинаковыми, что упростит сборку и настройку.

Обеспечение нормальной работы сумматора в режиме усиления требует выполнения монтажа конструкции и настройки, при которых выполняются условия высокой устойчивости при всех эксплуатационных воздействиях. Склонность к самовозбуждению рассматриваемых сумматоров особенно проявляется в режиме слабого сигнала, при максимальном усилении активных элементов. Подавление самовозбуждения требует тщательного заземления всех полочек в этажерке, высокой фильтрации источников питания, оптимизации питающих напряжений.

При построении пространственно развитых и квазиоптических сумматоров важным является вопрос о чувствительности выходных параметров (мощности и усиления) к возможным откатам активных элементов. Соответствующее исследование было проведено на сумматоре с выходной мощностью 120 Вт [72]. В усилителе, содержащем 24 транзистора (см. табл. 1) постепенно выключались транзисторы путем снятия напряжений питания с затвора и со стока. Было показано, что выходная мощность и усиление постепенно, без каких-либо скачков уменьшаются пропорционально числу выключаемых транзисторов. Это важный результат, характерный для сумматоров мощности различных конструкций при расположении активных элементов на общей поперечной плоскости. Плавное изменение выходных параметров при выходе из строя отдельных активных элементов является характеристикой важной в радиоаппаратуре, внезапное нарушение работы которой не допустимо. К такой аппаратуре относятся, например, радары диспетчерской службы в аэропортах и т.п. Данная особенность рассматриваемой конструкции сумматоров позволяет изменять количество и размещение полочек в этажерке в зависимости от требуемого уровня мощности.

С использованием конструкции квазиоптического сумматора кафельной архитектуры разработан мощный усилитель непрерывного действия в диапазоне 60 ГГц с уровнем выходной мощности 36 Вт [74].

Выходной каскад содержит 272 транзисторных двухкаскадных усилителей РНЕМТ МИС с уровнями выходной мощности 260–300 мВт. Этот результат является рекордным по уровню непрерывной мощности и количеству суммируемых активных элементов в миллиметровом диапазоне. КПД суммирования в этом приборе составляет всего 45–50%, что поясняется потерями в выходной высокочастотной цепи. При уменьшении этих потерь уровень выходной мощности может быть доведен до 60–70 Вт при суммарной мощности транзисторов равной 80 Вт. Очевидно, что успешное суммирование мощностей 272 транзисторов, свидетельствует об отсутствии необходимости индивидуальной настройки цепей согласования и параметров питания.

Представляет интерес сопоставить достижимые характеристики сумматоров мощности рассмотренных выше и сумматоров на основе лавинно-пролетных диодов. Такое сопоставление приводит к следующим выводам.

- Суммирование непрерывных мощностей кремниевых ЛПД на медном теплоотводе, КПД которых в мм диапазоне при нормальном температурном режиме примерно равен 5%, является не конкурентно способным решением. Уровни мощности, которые необходимо отводить делают конструкцию сумматора громоздкой, тяжелой и неэкономичной уже при суммировании 2–3 ЛПД. Эффективным решением может явиться суммирование мощностей GaAs ЛПД, КПД которых в 8-миллиметровом диапазоне достигает 18–20%.
- Суммирование импульсных мощностей кремниевых ЛПД в миллиметровом диапазоне волн, при скважности $Q>100$, представляется актуальным и конкурентоспособным направлением для многих применений. По уровню импульсной мощности ($P_{и}>20$ Вт при скважности

$Q > 200$, длительности импульса тока $\tau \leq 200$ нс, частоте $f = 30\text{--}37$ ГГц) ЛПД существенно превышают достижимый уровень на одиночных транзисторах. КПД таких приборов при значительных скажностях не имеет первостепенного значения, а тепловой нормальный режим конструкции обеспечивается известными средствами. Еще в девяностых годах прошлого столетия для ракетных радаров в USA в X-диапазоне был создан сумматор мощностей GaAs ЛПД с импульсной мощностью 100 Вт. [76]. В последующем эта мощность оказалась недостаточной, и пришлось перейти на ЛБВ. Представляет несомненный интерес возможность увеличения числа суммируемых импульсных ЛПД в единой СВЧ-камере-резонаторе. В работе, выполненной в НИИ "Орион" в 1987 году уровень мощности $P > 100$ Вт в 8-миллиметровом диапазоне был достигнут при установке $N=6$ штук диодов в суммирующем резонаторе гибридной геометрии на волне основного типа [26]. Анализ показывает, что при установке диодов на торцевой стенке резонатора с волной E_{020} и одновременной настройке этого диодного ансамбля, как единого эквивалентного диода, реализуется уровень импульсной мощности в 8-мм диапазона $P_{и} \geq 300$ Вт в режиме внешней синхронизации [77], см. также раздел из части I, главу 2, 2.5.5). Такие импульсные приборы уступают транзисторным сумматорам в основном по диапазонным характеристикам. Однако высокие уровни мощности достигаются при значительно меньшем количестве активных элементов и в более простых конструкциях.

- Представляет интерес сопоставление зависимостей КПД суммирования от числа N суммируемых активных элементов. На рис. 34 приведены зависимости от N относительных величин $(\text{КПД})_N / (\text{КПД})_1$, где $(\text{КПД})_1$ соответствует $N=1$, для суммирования мощностей диодов в резонаторе (кривые I, I'), мощностей транзисторов в пространственно развитых системах (кривая II) и для суммирования мощностей в разветвленных системах (кривая III, III'). При увеличении N суммирование в резонаторе приводит к увеличению КПД, суммирование в пространственно развитой системе приводит к практически неизменному КПД, суммирование в разветвленной системе приводит к уменьшению КПД.

Рассмотренные здесь примеры пространственно развитых и квазиоптических сумматоров мощностей полупроводниковых приборов – это примеры построения мощных приборов, идеи которых изучались еще в сороковых годах XX столетия в лаборатории токов высокой частоты АН УССР (Киев, Украина). Тогда были развиты принципы построения "полигенераторов", суммирующих мощности когерентных электровакуумных источников в режиме синхронизации [78]. Совершенно новый уровень современной электронной техники, создание полупроводниковых эффективных твердотельных усилителей в монолитно интегральном исполнении позволяет решать задачи построения мощных источников СВЧ на основе суммирования мощностей десятков и сотен миниатюрных активных элементов.

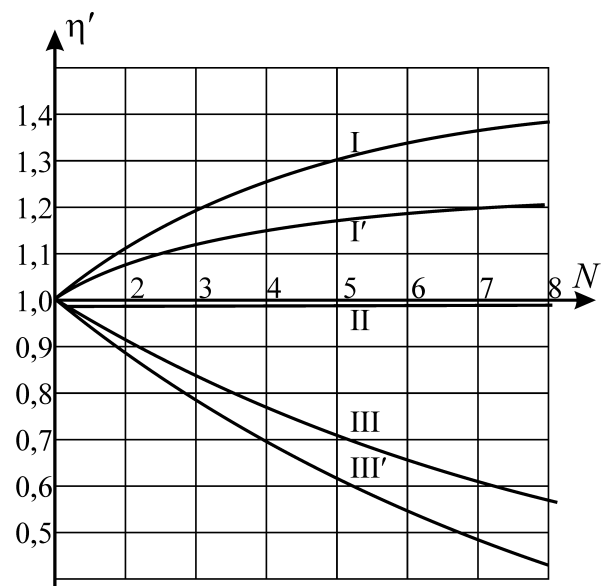


Рис. 34

Зависимость относительных величин КПД суммирования мощностей полупроводниковых активных элементов $\eta' = (\text{КПД}) / (\text{КПД})_1$ от их числа N .

Кривые: I-I' – для суммирования мощностей ЛПД в волноводно-резонаторной системе; II – суммирование мощностей транзисторов в пространственно развитой системе; III, III' – суммирование мощностей в разветвленных системах

Заключение

В данной книге сделана попытка представить достигнутый уровень развития полупроводниковой электроники СВЧ преимущественно в миллиметровом диапазоне волн. В течение последних 50-60 лет два фундаментальных направления электроники, электровакуумной и полупроводниковой, развивались независимо, достигая с каждым годом все возрастающих результатов по энергетическим, диапазонным и спектральным характеристикам электронных приборов.

Электроника СВЧ в прошедшие годы рассматривалась в развитых странах, как одно из наиболее приоритетных направлений развития науки, специальной технологии и высокоточного производства. Такое отношение к этому направлению определялось потребностями в электронных приборах СВЧ в таких важнейших и быстро развивающихся областях, как освоение космоса, развитие систем связи и управления, разработка эффективных систем электронного вооружения, систем радиолокации и радионавигации, развитие специального приборостроения для перспективных работ в областях парамагнитной спектроскопии, ядерной энергетики и т.д.

Быстрое развитие электроники СВЧ базировалось на открытии, теоретическом исследовании и применении в конкретных классах приборов новых эффективных принципов взаимодействия электронов и электромагнитных полей, на оптимизации конструкций и узлов приборов, на разработке новых технологических операций, специального измерительного и технологического оборудования.

Достижение современного уровня – это длительный путь развития, в течение которого непрерывно рождались новые идеи построения приборов, создавались новые классы электровакуумных и полупроводниковых СВЧ генераторов, усилителей, умножителей частоты, сумматоров мощностей, решались ключевые проблемы построения электронных приборов. Решение этих проблем явилось началом интенсивного развития электронного приборостроения в последующие годы с целью достижения всей совокупности характеристик, требуемых современным поколением радиоаппаратуры в диапазоне СВЧ.

Достигнутые в настоящее время результаты по уровням мощности в широком диапазоне частот (10-300 ГГц), по шумовым характеристикам электронных приборов обеспечивают развитие всех известных направлений в областях оборонного, коммерческого и научного потребления.

Важные требования к электронным приборам СВЧ, приобретающие в настоящее время во многих случаях решающее значение, определяются необходимостью минимизации их массогабаритных параметров и их стоимости.

Проблемы миниатюризации и удешевления при массовом производстве наиболее эффективно решаются на основе интегральной монолитной технологии при построении полупроводниковых электронных приборов. Созданы монолитно интегральные схемы (МИС) многокаскадных усилителей, генераторов, преобразователей частоты и т.п. в широком диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн при установке активных и пассивных элементов схемы на одном чипе, размеры которого составляют доли-единицы миллиметра. Активно разрабатываются комплексированные устройства в монолитно интегральном исполнении, например, миниатюрные приемо-передающие устройства автомобильных радаров, систем ближней радиолокации. Такие устройства, выполненные по технологии МИС, характеризуются минимальными размерами и существенным удешевлением при серийном производстве.

Задачи миниатюризации и удешевления успешно решаются и при создании электровакуумных приборов СВЧ. Прежде всего, совершенствуется принцип построения прибора, его конструкция и режимы работы с целью достижения максимального КПД, уменьшения рабочего напряжения ЭВП. Примером применения таких решений является ЛБВ в мощных модулях сантиметрового диапазона. В этих ЛБВ созданы системы периодической магнитной фокусировки электронных потоков с высокой степенью их ламинарности, устойчивости в ди-

намическом режиме. Заметно увеличен электронный КПД за счет введения фазовых скачков в замедляющей системе отбора мощности и технический КПД благодаря применению глубокой рекуперации электронов в многоступенчатом коллекторе. Совершенствование характеристик взаимодействия в ЛБВ значительно уменьшает потребляемую мощность и габариты питающих устройств.

Принципиальным решением при построении мощного микроволнового модуля явилось конструктивное совмещение ЛБВ и транзисторного усилителя, выполненного по технологии МИС. Это позволило значительно уменьшить усиление ЛБВ – до 20-25 дБ, а усиление слабого сигнала реализуется миниатюрным транзисторным усилителем с усилением 20-25 дБ в монолитном интегральном исполнении. При этом полное усиление модуля составляет 40-50 дБ, его технический КПД достигает 50%, электронный КПД $\approx 30\%$, выходная мощность в модулях сантиметрового диапазона волн равна 200-300 Вт. Благодаря введению в конструкцию модуля транзисторного усилителя входных сигналов коэффициент шума усилителя снижается до 10 дБ, что примерно на 20 дБ ниже шумфактора обычных ЛБВ. Приведенные решения позволили существенно уменьшить габариты всего мощного микроволнового модуля совместно с блоками питания, охлаждения и управления до 0,8-1,0 дм³.

Применение входного усилителя на транзисторе при выполнении выходного каскада на ЛБВ с замедляющей системой типа цепочки связанных резонаторов, имеющей сравнительно узкую полосу пропускания, представляет несомненный практический интерес для коррекции амплитудно-частотной характеристики всего усилителя.

Приведенный пример является одним из многих, свидетельствующих о целесообразности построения электронных СВЧ-приборов с требуемыми характеристиками при совмещении в единой конструкции приборов различных классов, с различными принципами действия.

Громадный накопленный опыт разработок электронных приборов СВЧ разных классов с различными динамическими и эксплуатационными характеристиками открывает перед конструкторами широкие возможности оптимизации принципов построения электронных приборов с требуемыми характеристиками. Приведем примеры таких путей построения оптимальных конструкций электронных приборов СВЧ.

Высокостабильные источники мощности миллиметрового диапазона в монолитном и гибридном интегральном исполнении.

Хорошо известны пути построения частотно стабилизированных источников на основе диодов Ганна, установленных в схемах со стабилизирующими высокочастотными резонаторами. В связи с тем, что добротность диэлектрических резонаторов резко падает при увеличении частоты, применяются полые резонаторы, возбуждаемые обычно на волнах типа TE_{01n} . Такие устройства характеризуются значительными габаритами, сложностью изготовления и высокой стоимостью. Анализ и опыт разработок показывает, что наиболее эффективным решением при построении малогабаритного, высокостабильного источника в миллиметровом диапазоне волн, является совмещение в единой конструкции стабильного транзисторного генератора с диэлектрическим резонатором и умножителя частоты высокой кратности с коэффициентом умножения 10 и более. Такие источники имеют спектральными характеристиками практически такие же, как и наиболее стабилизированные генераторы с объемными резонаторами на основной частоте, и в то же время значительно меньшие габариты при использовании технологии МИС. Стоимость таких приборов существенно снижается в серийном производстве. Такое решение найдет применение в устройствах широкого потребления.

Мощный импульсный когерентный источник

Во многих передающих устройствах различного назначения используются импульсные магнетроны, с высокими уровнями мощности и КПД. Эти приборы, однако, некогерентны, их фаза изменяется от импульса к импульсу по случайному закону. Это обстоятельство значительно усложняет применение магнетронов в радиолокационных системах, где необходи-

ма когерентность излучаемого сигнала, например, в РЛС селекции движущихся целей (РЛС СДЦ). Обычным и широко применяемым решением является создание псевдокогерентных РЛС СДЦ при введении в схему когерентного гетеродина, запоминающего фазу каждого излучаемого зондирующего импульса. Псевдокогерентные системы характеризуются ограниченной дальностью селекции движущихся целей, определяемой периодом повторения зондирующих импульсов.

Построение истинно когерентных РЛС СДЦ с использованием высокоэффективных, мощных импульсных магнетронов может быть реализовано на основе создания когерентного магнетрона. Такой когерентный магнетрон может быть осуществлен при построении единой интегральной конструкции, включающей магнетрон и когерентный полупроводниковый импульсный источник, обеспечивающий фазовую синхронизацию колебаний магнетрона на отрезке времени, равном длительности импульса полупроводникового генератора. При этом длительность импульса магнетрона может превышать длительность синхронизирующего импульса. Фазовая синхронизация производится только на начальном временном интервале импульса магнетрона. Построение когерентного магнетрона с минимальными размерами требует применения синхронизирующего импульсного когерентного полупроводникового генератора, в интегральном гибридном (монолитном) исполнении.

Из рассмотрения достигнутых в настоящее время уровней выходной мощности электронных приборов следует, что имеется определенная разделительная полоса в диапазоне частот 10-300 ГГц, в которой мощности одиночных электровакуумных и полупроводниковых электронных приборов практически одинаковы. Эта полоса подвижна во времени и смещается в зависимости от успехов в разработке различных классов электронных приборов.

Имеются определенные возможности и тенденции в развитии электронных приборов СВЧ, определяющие достижимые энергетические параметры. Это прежде всего развитие работ по суммированию мощностей и по увеличению эффективности диодов и транзисторов при использовании новых решений в построении полупроводниковых структур, применении новых материалов, например, широкозонных полупроводников. Успехи этого направления, несомненно, расширят область применения полупроводниковых приборов.

Решение задач миниатюризации полупроводниковых усилителей на транзисторах на основе монолитно интегральных схем уже в настоящее время позволяет создавать мощные источники при суммировании мощностей десятков и сотен активных элементов в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн в пространственно развитых системах. Достигнутые уровни мощности сумматоров мощностей транзисторов превышают 100 Вт в диапазоне 10 ГГц и 30 Вт в диапазоне 60 ГГц. Эти уровни мощности сравнимы с достижимыми на ЛБВ. КПД полупроводниковых сумматоров в настоящее время несколько ниже технических КПД ЛБВ. В то же время имеются несомненные достоинства полупроводниковых сумматоров в связи с низкими напряжениями источников питания, высокой работоспособностью при нарушениях параметров отдельных суммируемых активных элементов, упрощением конструкции и технологии изготовления.

Приведенные в данной книге материалы представляются, как тот минимальный объем знаний, который позволяет включиться в работы по созданию СВЧ-компонентов и устройств, в которых используются электронные приборы. Авторы будут полностью удовлетворены, если их труд будет стимулировать читателя к активной деятельности в области развития электроники СВЧ.

Список литературы

Литература к Введению части I

- B.1. H. Eisele, G. Haddad. Two terminal millimeter wave sources. IEEE Transactions on MTT-S. 1998, no. 6, vol. 46, pp. 739–745.
- B.2. H. Eisele, G. Haddad. Recent advances in the performance of InP Gunn devices and GaAs TUNNETT diodes for the 1200–300 GHz frequency range and above. IEEE Transactions on MTT-S. 2000, vol. 48, no 4, pp. 626–631.
- B.3. S.Jones, M.Zubra, J.Carlstrom, T.O'Brien A 63–170 GHz second-harmonic operation of an InP transferred electron devices. IEEE Transactions on Electron Devices. 1999, vol. 46, no. 1, pp. 17–23.
- B.4. G.Haddad, R.Trew. Microwave solid-state devices. IEEE Transactions on MTT–S. 2002, vol. 50, no 3, pp. 760–779.
- B.5. Luo Yuan, M.Melloch, J.Cooper, K.Well. Silicon carbide IMPATT oscillators for high-power microwave and millimeter-wave generation. Proceedings of 2000 IEEE /Cornel Conference on High Performance Devices. 2000, pp. 158–167.
- B.6. A.Panda, D.Pavlidis, E.Alekseev. DC and high frequency characteristics of GaN – based IMPATT. IEEE Transactions on ED. 2001, vol. 48, no 4, pp. 820–822.

Литература к главе 1, части I

- 1. J.B.Gunn. Microwave oscillation of current in III–V semiconductors. Solid State Commun. 1. 88–91 (1963).
- 2. J.E.Carrol. Hot electron microwave generators. Edward Arnold Ltd. London. 1976.
- 3. S.M.Szi. Semiconductor sensors. John Wiley and Sons Inc. 1994.
- 4. N.B.Kramer. IEEE Trans. Electron Devices. ED-15. 1968, p. 838.
- 5. W.Fawcett, A.D.Broadman, S.Swain. Monte Carlo determination of electron transports in GaAs. J. Phys. Chem. Solids. 1970, vol. 31, pp. 1963–1990.
- 6. Н.П.Белоусов, В.Е.Чайка. Теоретическое исследование высокочастотных свойств GaAs и InP. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1981, вып. 2, с. 60–61.
- 7. Н.П.Белоусов, В.Е.Чайка. Переходные процессы переноса горячих электронов в GaAs и InP. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1981, вып. 10, с. 12–14.
- 8. В.Е.Чайка, Н.В.Жембровская, Е.И.Мартыненко. Оптимизация структуры диодов Ганна, работающих в пролетном режиме. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1981, вып. 8, с. 16–19.
- 9. В.Е.Чайка, Н.В.Жембровская. О работе диодов Ганна с контактом типа барьера Шоттки. УФЖ. 1982, т. 27, № 5, стр. 732–737.
- 10. В.Н.Иванов, Ю.А.Цвирко, В.Е.Чайка, В.М.Яшник, Л.Е.Коваленко. О работе диодов Ганна с «островковым» контактом. УФЖ. 1987, т. 32, № 3.
- 11. K.W.Gray. InP microwave oscillators with 2-zone cathodes. El. Letters. 1975, vol. 11, no. 17, pp. 402–403.
- 12. G.I.Haddad, R.I.Trew. Microwave solid – state active devices. IEEE Transactions on MTT–S. 2002, vol. 50, no. 3, pp. 760–779.
- 13. E.Alekseev, D.Pavlidis. Large–signal microwave performance of GaN–based NDR diode oscillators. Solid–State Electronics. 2000, vol. 44, pp. 941–947.
- 14. А.С.Косов, В.И.Попов, И.А.Струков. Исследование возможности расширения частотного диапазона генераторов Ганна при помощи бигармонического режима. Радиотехника и электроника. 1980, № 10, с. 2128–2134.
- 15. Ю.А.Цвирко, В.Е.Чайка. О работе диодов Ганна на основе GaAs и InP в бигармоническом режиме на частотах близких к предельной. УФЖ. 1985, т. 30, № 1, с. 136–139.

16. S.H.Jones, M.F.Zybura, J.E.Carlstromn, T.M.O`Brien. A 63–170 GHz second-harmonic operation of an InP transferred electron device. *IEEE Trans on Electron Devices*. 1999, vol. 46, no. 1, pp. 17–23.
17. А.С.Тагер, В.М.Вальд-Перлов. Лавинно-пролетные диоды. 1968, М.: Сов. радио. 480 с.
18. W.T.Read. *The Bell System Technical Journal*. 1958, vol. 37, p. 401.
19. С.М.Зи. Физика полупроводниковых приборов. Издание "Энергия", Москва, 1973, 655 с.
20. W.W.Grant. Electron and hole ionization in epitaxial silicon at high electric fields. *Solid State Electron*. 1973, vol. 6, pp. 1189–1203.
21. Н.П.Белоусов, В.В.Новожилов. Температурная зависимость динамических характеристик импульсных лавинно-пролетных диодов. *Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ*. 1987, вып. 3, с. 23–26.
22. Н.П.Белоусов, А.В.Горбачев, Л.В.Касаткин, В.В.Новожилов. Токовая стабилизация амплитудно-частотных характеристик синхронизированных импульсных ГЛПД в интервале температур. *Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ*. 1989, вып. 4, с. 10–15.
23. Н.П.Белоусов, В.В.Новожилов, В.Е.Чайка. Анализ работы кремниевых ЛПД миллиметрового диапазона в режиме большого сигнала. *Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ*. 1982, вып. 4, с. 19–21.
24. В.В.Новожилов, В.Е.Чайка. Импедансные характеристики ЛПД миллиметрового диапазона. *Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ*. 1989, вып. 2 (416), с. 36–41.
25. S.M.Sze. *High-Speed Semiconductor Devices*. A Willey Interscience Publication. 1990. 643 pp.
26. W.Harth, M. Claasen, J. Freyer. Si and GaAs IMPATT-diodes for millimeter waves. *Microwaves Magazine*. 1987, vol. 13, p. 318.
27. С.А.Brackett. The elimination of tuning-induced burnout and bias-circuit oscillations in IMPATT oscillators. *The Bell System Technical Journal*, 1973, vol. 52, no. 3, pp. 271–306.
28. А.С.Тагер. К расчету ЛПД миллиметрового диапазона длин волн. *Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ*. 1983, вып. 3 (351), с. 28–39.
29. K.V.Vassilevski, A.V.Zorenko, K.Zecentes. Experimental observations of microwave oscillation produced by pulsed SiC-IMPATT diode. *Electronic Letters*. 2001, vol. 37, no. 7, pp. 1173–1175.
30. A.Panda, D.Pavlidis, E.Alekseev. DC and high frequency characteristics of GaN-based IMPATT. *IEEE Transactions on ED*. 2001, vol. 48, no. 4, pp. 820–823.
31. H.Eisele, G.Haddad. Two terminal millimeter-wave sources. *IEEE Transactions on MTT-S*. 1998, vol. 46, no. 6, pp. 739–745.

Литература к главе 2, часть I

1. О.Блакьер. Анализ нелинейных систем. Изд. "Мир". Москва. 1969, 400 с.
2. Л.В.Касаткин, К.А.Маев. Характеристики стационарного режима ГЛПД. *Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ*. 1975, вып. 7, с. 19–32.
3. С.В.Swan. IMPATT oscillator performance improvement with second harmonic tuning. *Proceedings of the IEEE (Letters)*. 1968, vol. 56, pp. 1616–1617.
4. С.А Brackett. Characterization of second harmonic effects in IMPATT diodes. *The Bell System Technical Journal*. 1970, no. 8, pp. 1177–1810.
5. А.С.Косов, В.И.Попов, И.А.Струков. Исследование возможности расширения частотного диапазона генераторов Ганна при помощи бигармонического режима. *Радиотехника и электроника*. 1980, № 10, с. 2128–2134.
6. В.В.Новожилов, А.В.Зоренко. О возможности увеличения КПД генераторов миллиметрового диапазона волн на ЛПД при введении сигнала на субгармонике основной частоты.

- ты. Международный симпозиум по технике и теории миллиметрового диапазона волн. ИРЭ НАН Украины. 1959, Харьков.
7. А.С.Тагер, В.М.Вальд-Перлов. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. Изд. «Советское радио». 1968, Москва, 480 с.
 8. Дж.Кэррол. СВЧ-генераторы на горячих электронах. Изд. "Мир". 1972, Москва, 382 с.
 9. К.А.Маев, А.Т.Фиалковский. К определению реактивных параметров корпусов полупроводниковых приборов СВЧ. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1986, вып.1, с. 29–30.
 10. А.Н.Глебова, Л.В.Касаткин, А.Т.Фиалковский. Программа расчета параметров эквивалентной схемы корпусированного ЛПД в коаксиальной линии. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1988, вып. 9, с. 76–78.
 11. Л.В.Касаткин, К.А.Маев. Стабилизация частоты ГЛПД при включении диода в дополнительный резонансный контур. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1977, вып. 2, с. 20–27.
 12. Л.В.Касаткин, И.Д.Ладнич. Суммирование мощностей в стабилотронах. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1982, вып. 3, с. 17–23.
 13. Л.В.Касаткин, Н.Е.Медведь. Оптимизация параметров синхронизированных ГЛПД. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1983, вып. 1, с. 12–17.
 14. R.R.Spivak. A low-inductance millimeter-wave semiconductor package. IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. 1971, vol. MTT-19, no. 8, pp. 732-733.
 15. А.А.Луговой, С.В.Хоменко, В.Е.Чайка, Ю.А.Цвирко. Некоторые особенности нелинейных характеристик генераторов на диодах Ганна. Электронная техника. Серия 1, Электроника СВЧ. 1988, вып. 6, с. 5–9.
 16. Л.В.Касаткин, В.Е.Чайка, А.В.Швачка. Характеристики корпусированных диодов Ганна в генераторах СВЧ. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1989, вып. 2, с. 6–11.
 17. А.В.Бугаев, Л.В.Касаткин, И.А.Ладнич, В.А.Сацков. Характеристики ЛПД в волноводной цепи при включении диода в дополнительный резонансный контур. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1980, вып. 2, с. 33–39.
 18. А.В.Бугаев, Л.В.Касаткин, К.А.Маев. Нагрузочные характеристики ГЛПД. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1975, вып. 6, с. 14–261.
 19. Справочник по волноводам. Изд. «Сов. радио». 1952, Москва, 431 с.
 20. R.Eisenhart, P.Khann. Theoretical and experimental analysis of waveguide mounting structure. IEEE Transaction on MTT-S. 1971, vol. 19, no 8, pp. 7706–719.
 21. Л.В.Касаткин, Т.И.Сосунова. Характеристики перестройки частоты волноводных ГЛПД. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1982, вып. 9, с. 24–30.
 22. K.Kurokawa. Injection locking of microwave solid-state oscillators. Proceedings of the IEEE. 1973, vol. 61, no. 10, pp. 1386–1410.
 23. А.Т.Фиалковский, А.Р.Бондаренко. Крестообразное сочленение коаксиального волновода с прямоугольным сечением через щель в боковой стенке. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1988, вып. 2, с. 38–43.
 24. А.В.Горбачев, Л.В.Касаткин. Эквивалентная схема замещения высокочастотной цепи твердотельного сумматора мощности. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1989, вып. 2, с. 50–55.
 25. Л.В.Касаткин. Широкополосные импульсные генераторы СВЧ на ЛПД в режиме внешней синхронизации. Радиоэлектроника. (Изв. вузов). 2002. Т. 45, № 1–2, с. 15-24.
 26. Н.П.Белоусов, А.В.Горбачев, Л.В.Касаткин, В.В.Новожилов. Токовая стабилизация амплитудно-частотных характеристик синхронизированных импульсных ГЛПД в интервале температур. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1989, вып. 4, с. 10-15.

27. СВЧ–устройства на полупроводниковых диодах. Под редакцией И.Мальского, Б.Сестрорецкого. Издательство «Советское радио», Москва, 1969, 579 с.
28. Г.Н.Рапопорт, Д.П.Равва, В.Н.Бугаев. Синтез прототипов электродинамических систем СВЧ проходных широкополосных регенеративных усилителей. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1974, вып. 11, с. 100–103.
29. Yonghui Shu, Wendhang Wang. A full waveguide bandwidth millimeter-wave Gunn oscillator. Applied Microwave & Wireless. 2002, vol. 14, no. 4, pp. 40–43.
30. Я.Д.Ширман. Теоретические основы радиолокации. Издательство «Советское радио». Москва, 1970, 560 с.
31. Л.В.Касаткин. Усиление фазоманипулированных сигналов приборами на ЛПД. Известия высших учебных заведений. Радиоэлектроника. 2005, № 7, с. 30–36.
32. Н.П.Белоусов, В.В.Новожилов. Температурная зависимость динамических характеристик импульсных ЛПД. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1987, вып. 3, с. 23–26.
33. А.В.Бугаев, Л.В.Касаткин, К.А.Маев. Анализ схем стабилизации частоты твердотельных генераторов. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1976, вып. 8, с. 28–42.
34. Л.В.Касаткин, В.А.Сацков. Оптимизация стабилотронной схемы ГЛПД. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1979, вып. 1, с. 10–16.
35. Л.Левин. Теория волноводов. Методы решения волноводных задач. Москва. Изд. «Радио и связь». 1981, 311 с.
36. А.А. Борисенко, Н.Г. Мендру, В.И. Правда. Твердотельные генераторы СВЧ на диэлектрических волноводах (обзор) Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. т. 31, № 10, 1988, с. 11–16.
37. V.Wan der Heyden. Design of stable very low noise cavity-stabilized IMPATT oscillators for C–band. IEEE Transactions on MTT-S. 1977, vol. 25, no. 4, pp. 318–323.
38. S.Nagano, H.Kondo. Highly stabilized half-Watt IMPATT oscillator. IEEE Transactions on MTT. 1970, vol. MTT-18, no. 11, pp. 685–690.
39. Л.В.Касаткин. Анализ высокочастотной цепи твердотельного генератора – стабилотрона. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1975, вып. 10, с. 16–28.
40. Л.В.Касаткин. Особенности установления стационарного режима колебаний ГЛПД стабилотронного типа. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1984, вып. 9, с. 25–30.
41. Н.П.Белоусов, В.В.Новожилов, В.Е.Чайка. Анализ работы кремниевых ЛПД миллиметрового диапазона волн в режиме большого сигнала. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1982, вып. 4, с. 19–21.
42. M.Wolitzer, J.Buechler, F.Schaffler, J.F.Luy. D-band Si IMPATT diodes with 300 mW CW output power at 140 GHz. Electronic Letters. 1996, vol. 32, no. 2, pp. 122–123.
43. C. Dalle, P.Roland, G.Lleti. Flat doping profile double-drift silicon IMPATT diodes for reliable CW High – power High – efficiency generation in the 94-GHz window. IEEE on ED. 1990, vol. 37, no. 1, pp. 227–236.
44. J.-F.Luy, E.Kaspar, W.Behr. Semiconductor structures for 100 GHz silicon IMPATT diodes. Proceedings 17-th European Microwave Conference. 1987, pp. 820–825.
45. M.Wollitzer, J.Buechler, J.-F.Luy. High efficiency planar oscillator with RF power of 100 mW near 140 GHz. IEEE MTT-S International Microwave Symposium. Digest. 1997, pp. 1205–1208.
46. К.А.Маев. Оптимизация структуры кремниевых однопролетных ЛПД. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1975, вып. 6, с. 27–39.
47. С.М.Зи. Физика полупроводниковых приборов. Изд. «Энергия», Москва 1973, 655 с.
48. T.Bouer, G.Freyer, M.Claasen. A resonant cap power combiner for two terminal millimeter wave devices. IEEE Transactions on MTT-S. 1997, vol. 45, no. 1, pp. 146–148.

49. С.П.Ракитин, Н.Ф.Карушкин, Л.В.Касаткин, Ю.А.Цвирко и др. Твердотельные компоненты для перспективной радиоэлектронной аппаратуры ММ и субММ диапазонов длин волн (26,5-300 ГГц). 10th International Conference "Microwave & Telecommunication Technology" (CriMiCo 2000), Украина. 2000, с. 33–36.
50. R.A.Stangeway, T.K.Ishii et al. Design and fabrication of a 35 GHz, 100 mW low phase noise Gunn diode oscillator. *Microwave Journal*. 1988, vol. 31, no. 7, pp. 107–111.
51. WEB-сайт АО «Светлана», Россия. <http://www.brown.nord.nw.ru/svetlana>, 2003.
52. Каталог фирмы Millitech. Corp. USA. "Millimeter wave product" 1995 ed.
53. H.Eisele. GaAs W-band IMPATT diodes for very low-noise oscillators. *Electronics letters*. 1990, no. 2, pp. 109–110.
54. M.J.Kearnay, N.R.Couch et al. Low noise efficiency GaAs IMPATT diodes at 30 GHz. *Electronics letters*. 1992, no. 8, pp. 706–708.
55. N.Mamodaly, F.Farzaneh et al. Fundamental mode InP Gunn dielectric resonator oscillator at 94 GHz. 15-th European Microwave Conference Proceedings. 1985, pp. 170-176.
56. E.Nagihara, M.Akaike, K.Yamamoto. Broad-band bias – current – tuned IMPATT oscillator for 100–200 GHz. *IEEE Transactions on MTT-S*. 1982, vol. 30, no. 11, pp. 1927–1932.
57. K.Zublin, W.Wilser, W.Green. Ka-band YIG-tuned GA As oscillator. *Microwave Journal*. 1975, vol. 18, no. 9, p. 33.
58. Н.А.Зубович, В.Н.Лукомский, Ю.А.Цвирко. Диапазон перестройки частоты генератора на диоде Ганна ферритовым резонатором. *Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ*. 1975, вып. 7, с. 7–13.
59. Н.А.Зубович, Ю.А.Цвирко, Ю.А.Човнюк. Анализ широкодиапазонной перестройки генератора Ганна ферритовым резонатором. *Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ*. 1978, вып. 12, с. 57–67.
60. С.И.Выровой, В.Г.Сидоренко, Ю.А.Цвирко. Влияние параметров цепей связи на диапазонные характеристики генераторов на диоде Ганна, перестраиваемых ЖИГ- резонаторами. *Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ*. 1987, вып. 5, с. 14-19.
61. I.Moore, J.Stewart. State – space analysis of magnetically tuned IMPATT oscillator lumped model. *IEEE Transactions on MTT-S*. 1973, vol. 31, no. 6, pp. 422–424.
62. Л.Берман Введение в физику варикапов. Издательство «Наука». 1968, 180 с.
63. L.Cohen. Varactor tuned Gunn oscillators with wide tuning range for the 25 to 75 GHz frequency-band. *IEEE MTT-S International Microwave Sym. Digest*. 1979, pp. 177–179.
64. E.Denlinger, J.Rosen, E.Munietyn, McDermott. Microstrip varactor – tuned millimeter-wave IMPATT diode oscillator. *IEEE Transactions on MTT-S*. 1975, vol. 25, no. 12, pp. 953–958.
65. G.Swartz, Y.Shiang, C.Wen, A.Gonzalez. Performance of P-type epitaxial silicon, millimeter waves IMPATT diodes. *IEEE Trans. on ED*. 1974, vol. 21, no. 2, pp. 167–171.
66. Isao Haga. Reflection type cavity controlled oscillation and a cavity controlled frequency modulator. *NEC Research and development*. 1975, no. 36, pp. 75–100.
67. Day Walter R. Frequency modulation of cavity stabilized Solid state diode oscillators. *IEEE MTT International Microwave Sym. Digest*. 1973, pp. 247–249.
68. Л.В.Касаткин, В.А.Сацков. Варакторная перестройка резонаторов СВЧ. *Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ*. 1981, вып. 3, с. 3–8.
69. Б.М.Машковцев, К.Н.Цибизов, Б.Ф.Емелин. Теория волноводов. Москва. Издательство «Наука», 351 с.
70. Г.Л.Маттей, Л.Янг, Е.М.Джонс. Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи. Изд. «Связь». 1971, том I, Москва, 439 с.
71. В.Маносевич. Синтезаторы частот. Теория и проектирование. Пер. с англ. М. Связь. 1979, 384 с.
72. А.В.Рыжков, В.Н.Попов. Синтезаторы частот в технике и радиосвязи. М. «Радио и связь». 1991, 263 с.

73. Z.Galani, R.Campbell. An overview of Frequency Synthesis for Radar. IEEE Transactions on MTT-S. 1991, vol. 39, no. 5, pp. 782–790.
74. А.И.Афанасьев, Л.А.Парышкуро. СВЧ-резонаторы с дискретной электрической перестройкой частоты р–i–n-диодами. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1980, вып. 11, с. 65–66.
75. С.Н.Гуменный, В.А.Кисляковский, В.А.Сацков, Ю.А.Цвирко. Дискретная электрическая перестройка частоты стабилизированных твердотельных генераторов. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1982, вып. 2, с. 19–22.
76. Л.Касаткин. Твердотельные импульсные генераторы на лавинно-пролетных диодах миллиметрового диапазона волн. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1996, вып. 2, с. 41–47.
77. G.Gibbons. Transient temperature response of an avalanche diode. Solid State Electronics. Pergamon Press. 1953, vol. 13, pp. 799–806.
78. T.Fong, H.Kuno. Millimeter – wave pulsed IMPATT sources. IEEE Transactions on MTT-S. 1979, vol. 27, no. 5, pp. 492–499.
79. А.С.Тагер, Е.Голант. Расчет токовой стабилизации частоты импульсных ЛПД. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1982, вып. 11, с. 20–23.
80. А.В.Воронин, А.В.Горбачев, Л.В.Касаткин. Температурные нестабильности СВЧ- параметров импульсных автогенераторов. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1990, вып. 5, с. 22–25.
81. Л.В.Касаткин. Стабилизация СВЧ-параметров стационарного синхронного режима импульсных генераторов на ЛПД. Известия высших учебных заведений. Радиоэлектроника. 2001, том 44, № 3, с. 18–25.
82. Б.А. Коцержинский, В.П. Тараненко, З.А. Трапезон. Импульсные генераторы миллиметрового диапазона волн на ЛПД (обзор). Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. т. 25, № 10, 1982, с. 56–64.
83. R.Eisenhart, R.Robertson. Controlled bias preheating for variable duty factor IMPATT transmitter. IEEE MTT-S International Microwave Symposium Dig. 1985, pp. 529–530.
84. А.В.Горбачев, Л.В.Касаткин. Частотно стабилизированные импульсные твердотельные генераторы миллиметрового диапазона волн в автономном и синхронном режимах. Crimean conference & exhibition. Microwave technology & Satellite reception. Материалы конференции, Севастополь, Украина. 1993, том 4, с. 383–386.
85. K.Chang, C.Sun. Millimeter – wave power combining techniques. IEEE Trans. on MTT-S. 1983, vol. 31, no. 5, pp. 91–107.
86. K.J.Russel. Microwave power combining techniques. IEEE Trans. on MTT-S. 1979, vol. 27, no. 5, pp. 472–478.
87. C.Rucker. A multiple-diode high average power avalanche diode oscillator. IEEE Trans. on MTT-S. 1969, vol. 17, no. 12, pp. 1156–1158.
88. C.Rucker, W.Amoss, G.Hill, M.Cox. Multichip IMPATT power combining, a summary with new analytical and experimental results. IEEE Trans. on MTT-S. 1979, vol. 27, no. 12, pp. 951–957.
89. K.Kurokawa et al. An X-band 10-Watt multiple IMPATT oscillator. Proceedings of the IEEE. 1971, vol. 59, no. 1, pp. 102–103.
90. F.Bayuk, J.Raue. Ka-band solid-state power amplifier. IEEE Trans. on MTT-S. Intern. Microwave Symp. Digest. 1977, pp.29–31.
91. C.Drubia, A.Nieber, G.Jerinic, A.Marinilli. 1 kW peak, 300 W avg. IMPATT diode injection locked oscillator. IEEE MTT-S International Microwave Symp. Digest. 1982, pp.-126–128.
92. K.Chang. W-band power combining design. IEEE Trans. on MTT-S. 1980, vol. 28, no. 4, pp. 295–305.

93. В.М.Вальд-Перлов и др. Мощные высокоэффективные ЛПД трехсантиметрового диапазона на GaAs. Электронная техника. Серия 2. Полупроводниковые приборы. 1983, вып. 3, с. 74–82.
94. H.Suzuki et al. Power consideration on IMPATT diode arrays with incomplete thermal isolation. IEEE Trans. on MTT-S. 1980, vol. 28, no. 6, pp. 632–638.
95. T.Bauer, J.Freyer. New mounting techniques for two terminal millimeter-wave devices. Electron. Lett. 1994, vol. 30, pp. 868–869.
96. Патент Франции № 2133494, фирма Thomson CSF, приоритет от 15.04.1971.
97. Y.Ma, C.Sun, E.Nahaji. V-band high power IMPATT amplifier. IEEE MTT-S, International Microwave Symp. Digest. 1980, May, pp. 73–74.
98. H.Yen, K.Chang. A 63-W W-band injection – locked pulsed solid-state transmitter. IEEE Trans. on MTT-S. 1981, vol. 29, no. 12, pp. 1292–1297.
99. W.Mooney, F.Bayuk. Injection locking performance of a 41 GHz 10 W power combining amplifier. IEEE Trans. on MTT-S. 1983, vol. 31, no. 2, pp. 171–176.
100. K.Chang, R.Ebert. Power combining near 94 GHz. IEEE International solid-state circuit conference. 1980. Session X: microwave circuits, pp. 16–28.
101. Е.А. Зарицкая, Б.А. Коцержинский, В.П. Тараненко, Л.А. Ткаченко, Н.А. Першин. Многодиодные сумматоры мощности миллиметрового диапазона. Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. т. 27, № 12, 1984, с. 4-21.
102. А.В.Горбачев, Л.В.Касаткин. Каскадное суммирование мощностей ЛПД в режиме внешней синхронизации. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1989, вып. 10, с. 22–27.
103. Л.Касаткин, В.Таранухин. Измерение параметров полупроводниковых диодов СВЧ и эквивалентной схемы их включения. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1972, вып. 2, с. 82–87.
104. R.Laton, S.Wagner. A dual diode cavity for IMPATT diodes power combining. IEEE MTT-S. International Microwave Symp. Digest. 1982, pp. 129–131.
105. H.Eisele. GaAs W-band IMPATT diodes: the first step to higher frequencies. Microwave Journal. 1991, no. 5, p. 275.
106. Л.В.Касаткин, В.П.Рукин. Мощные, импульсные полупроводниковые источники миллиметрового диапазона волн в режиме внешней синхронизации. Известия высших учебных заведений. Радиоэлектроника. 2005, т. 48, № 6, с. 3-19.
107. L.Wagner, R.Laton. The effect of dissimilar IMPATT diodes on power combining efficiency, IEEE MTT-S. International Microwave symposium. Digest. 1983, pp. 489–490.
108. J.Cushman, M.Hines. Low-cost modular 100-Watt peak 10% bandwidth microstrip IMPATT amplifier. IEEE MTT-S International Microwave Symposium. Digest. 1986, pp. 101–103.
109. Y.E.Yen, P.Yen, Y.Ngan et al. 20 W microstrip integrated circuit combiner. Microwave Journal. 1987, no. 4, pp. 113–120.
110. Whelehan. Low-noise amplifiers – then and now. IEEE Transactions on MTT-S. 2002, vol.-50, no. 3, pp. 806–813.
111. А.Н.Малахов. Флуктуации в автоколебательных системах. Издательство «Наука». Москва. 1968, 660 с.
112. С.А.Корнилов, В.А.Савшинский, С.Д.Уман. Шумы клистронных генераторов малой мощности. Москва «Сов. радио». 1972, 200 с.
113. А.А.Андронов, А.А.Витт, С.Э.Хайкин. Теория колебаний. Издательство «Наука». Москва. 1981, 568 с.
114. А.Пиковский, М.И.Рабинович. О странных аттракторах в физике. Сборник «Нелинейные волны». Издательство «Наука». Москва. 1979, с. 176–191.
115. А.С.Тагер. Флуктуация тока в полупроводнике (диэлектрике) в условиях ударной ионизации и лавинного пробоя. Физика твердого тела. 1964, т. 6, вып. 8, с. 2418-2427.

116. M.E.Hines. Noise theory for the read type avalanche diode. IEEE Trans. on Electron Devices. 1966, vol. 13, no. 1, pp. 158–163.
117. R.J. McIntire. Multiplication noise in uniform avalanche diodes. IEEE Trans. on Electron Devices. 1966, vol. 13, no. 1, pp. 164–168.
118. H.K.Gummel, J.L.Blue. A small-signal theory of avalanche noise in IMPATT diodes. IEEE Trans. on Electron Devices. 1967, vol. 14, no. 10, pp. 569–580.
119. J.J.Goeldbloed, M.T.Vladingerbroek. Noise in IMPATT diode oscillator at large signal levels. IEEE Trans. on Electron Devices. 1974, vol. 21, no. 6, pp. 342–351.
120. H.States, R.A.Pucel et al. Noise in IMPATT diode oscillator at large signal levels. IEEE Trans. on Electron Devices. 1976, vol. 23, no. 9, pp. 1075–1085.
121. С.А.Корнилов, К.Д.Овчинников. Шумы в радиоэлектронных устройствах на лавинно-пролетных диодах. Электронная техника. Серия 1. СВЧ-техника. 1996, вып. 2, с. 48–54.
122. Г.Б.Гогоберидзе, С.А.Корнилов, В.М.Овчинников, В.М.Павлов. Флуктуации в генераторах на ЛПД. Результаты анализа и эксперимент. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1982, вып. 11, с. 23–25.
123. К.Д.Овчинников. Нелинейная теория лавинно-пролетных диодов с широким слоем умножения. СССР. Известия вузов СССР. Серия Радиофизика. 1985, т. 28, № 10, с. 1331–1340.
124. К.Д.Овчинников. Анализ флуктуаций колебаний генераторов на ЛПД на основе волновой теории шумов лавинообразования. Известия вузов СССР. Серия Радиофизика. 1989, т. 32, № 4, с. 510–515.
125. J.F.Luy, A.Casel, W.Behr, E.Kasper. A 90-GHz double-drift IMPATT diode made with Si MBE. IEEE Transactions on Electron Devices. 1987, vol. 34, no. 5, pp. 1084–1089.
126. M.Wollitzer, J.Buechler, F.Schaffler, J.Luy. D-band Si-IMPATT diodes with 300 mW CW output power 140 GHz. Electronic letters. 18-th January, 1996, vol. 32, no. 32, pp. 122–123.
127. M.Kearney, N.Couch, J.Stephens, R.Smith. Low noise high efficiency GaAs IMPATT diodes at 30 GHz. Electronic letters. 9-th April, 1992, vol. 28, no. 8, pp. 706–708.
128. S.M.Sze (Editor). High-Speed Semiconductor Devices. A Willey – Interscience Publication. 1990, 643 p.
129. J.K.Mishra, A.K.Panda, G.N.Dash. An extremely low noise heterojunction IMPATT. IEEE Transactions on Electron Devices. 1997, vol. 44, no. 12, pp. 2143–2148.

Литература к главе 3, части I

1. C.B.Burckhardt. Analysis of varactor frequency multipliers for arbitrary capacitance variation and drive level. Bell system technical journal. 1965, no. 4, pp. 675–692.
2. E.Markart, S.Juan. High efficiency, high-order, idler-less frequency multipliers using hyper abrupt varactors. RCA Rev. 1965, no. 3, pp. 400–423.
3. H.Eisele, A.Rydberg, G.Haddad. Recent advances in the performance of InP Gunn devices and GaAs TUNNETT diodes for the 100–300 GHz frequency range and above. IEEE Transactions on MTT-S. 2000, vol. 48, no. 4, pp. 626–631.
4. E.Alekseev, D.Pavlidis. Microwave potential of GaN – based Gunn devices. Electronic letters. 2000, vol. 36, 20-th January, no. 2, pp. 176–178.
5. S.Jones, M.Zybura, J.Carlstrom, T.O'Brien. A 63–170 GHz second – harmonic operation of an InP transferred electron device. IEEE Transactions on Electron Devices. 1999, vol. 46, no. 1, pp. 17–23.
6. А.С. Косов, В.Еленский. Генераторы гармоник миллиметрового диапазона на основе диодов Ганна. Зарубежная радиоэлектроника. 1987, № 2, с. 54–65.
7. K. Solbach. Simulation study of harmonic oscillators. IEEE Transactions on MTT-S. 1982, vol. 30, no. 8, pp. 1233–1237.

8. Н.А.Зубович, Ю.А.Цвирко. Моделирование бигармонического режима генерации в двухконтурном генераторе Ганна. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1991, вып. 6, с. 26–29.
9. В.Т.Макаренко, И.В.Платонова, В.М.Тимчишин. Флуктуации амплитуды и частоты сигнала генераторов на гармониках диода Ганна миллиметрового диапазона волн. XII Всесоюзная научно–техническая конференция по твердотельной электронике СВЧ. Тезисы докладов. КПИ, г. Киев, Украина. 1990, с. 90, 91.
10. G.V.Morgan. Temperature compensated high permittivity dielectric resonator for MM-wave systems. *Int. J. of Infrared and MM-Wave*. 1984, vol. 5, no. 1, pp.
11. Sun Zhong-Liang, Chen Ning. Dielectric–resonator–stabilized second harmonic Ka–band microstrip Gunn oscillator. *IEEE MTT–S Intern. Microwave Symp. Digest*. 1987, pp. 677–680.
12. С.П.Ракитин, Н.Ф.Карушкин, Л.В.Касаткин, Ю.А.Цвирко и др. Твердотельные компоненты для перспективной радиоэлектронной аппаратуры ММ и субММ диапазонов длин волн (26,5–300 ГГц). 10th International conference “Microwave & Telecommunication Technology”, Севастополь, Украина. 2000, с. 33–36.
13. R.A.Stangeway, T.K.Ishii et al. Design and fabrication of a 35 GHz, 100 mW low phase-noise Gunn diode oscillator. *Microwave Journal*. 1988, vol. 31, no. 7, pp. 107–111.
14. WEB-сайт АО «Светлана», Россия. <http://www.brown.nord.nw.ru/svetlana>, 2003.
15. Каталог фирмы Millitech, США. "Millimeter Wave Products", 1996.
16. WEB-сайт фирмы Farran Technology USA, <http://www.djmelectronics.com/>. millimeter-wave-components. html#, 2003.
17. J.Carlstrom, R.Plambeck, D.Thornton. A continuously tunable 65–115 GHz Gunn oscillator. *IEEE Transactions MTT*, 1985, vol. 33, no. 7, pp. 610–618.
18. J.M.Manley, H.E.Rowe. Some general energy properties of nonlinear elements. *Proceedings of the IRE*. 1956, vol. 44, no. 7, p. 904.
19. С.Н.Рейс. Frequency conversion with positive nonlinear resistors. *Research of NBS*. 1956, vol. 56, no. 4, p.179.
20. Н.А.Уотсон (Editor). *Microwave semiconductor devices and their circuit applications*. McGraw-Hill Company, New York, Toronto, London, Sydney. 1969. Русский перевод “СВЧ-полупроводниковые приборы и их применение”, Издательство «Мир», Москва, 1972, 660 с.
21. В.М.Вальд-Перлов. Анализ умножителя частоты на нелинейной емкости. Полупроводниковые приборы и их применение. Сборник статей под редакцией Я.А.Федотова. Москва. Издательство «Советское радио». 1964, вып. 11, с. 59–70.
22. Б.Н.Красноголовый. Двухконтурные умножители частоты на нелинейной емкости. Полупроводниковые приборы и их применение. Сборник статей под редакцией Я.А.Федотова. Москва. Издательство «Советское радио». 1964, вып. 11, с. 71–110.
23. В.В.Лившиц, А.А.Визель. Умножители частоты на нелинейной емкости диода с резким р–п-переходом. *Радиотехника и электроника*. 1963, том 8, № 12, с. 2055.
24. П.И.Пильдон, А.А.Визель. Полупроводниковые диоды для умножения частоты. Полупроводниковые приборы и их применение. Сборник статей под редакцией Я.А.Федотова. Москва. Издательство Советское радио». 1970, вып. 23, с. 82–108.
25. A.Uhlir. The potential of semiconductor diodes in high frequency communication. *Proceedings of the IRE*. 1958, vol. 46, no. 6, pp. 1109–1115.
26. J.C.Irvin, C.B.Swan. A composite varactor for simultaneous high power high harmonic generation. *IEEE Trans. on ED*. 1966, vol. 13, no. 5, pp. 466–471.
27. P.W.Staecker, M.E.Hines, F.Occhiuti, J.R.Cushman. Multi-Watt power generation at millimeter-wave frequencies using epitaxially-stacked varactor diodes. *IEEE MTT-S. International Microwave Symposium. Digest Las Vegas, USA, June, 1987, vol. 2, pp. 917-920.*

28. P.W.Staecker, M.E.Hines, F.Occhiuti, J.R.Cushman. The ISIS Multi-Junction varactor as a pulsed millimeter wave harmonic generator. 17th European Microwave Conference. Rome, Sept. 1987, vol. 2, pp. 693–697.
29. P.W.Staecker. Mm-wave transmitters using power frequency multipliers. Microwave Journal. 1988, no. 2, pp. 175–181.
30. R.Cushman, F.Occhiuti, E.M.McDonagh, M.E.Hines, P.W.Staecker. High power epitaxially – stacked varactor diode multipliers. Performance and applications at W-band. IEEE MTT-S. International Microwave Symposium Digest. Dallas, TEX. May 8–10, 1990, vol. 2, pp. 923–926.
31. Tien Pei Lee, C.F.Burrus. A Millimeter-Wave Quadrupler and Up-Converter Using Planar-Diffused Gallium Arsenide Varactor Diodes. IEEE Transactions on MTT-S. 1968, vol. MTT-16, no. 5, pp. 287–296.
32. J.W.Archer. An efficient 200–290 GHz frequency tripler incorporating a novel stripline structure. IEEE Transactions on MTT-S. 1984, vol. MTT-32, no. 4, pp. 416–420.
33. W.E.Courtney, C.L.Chen et al. Monolithic analog phase shifters and frequency multipliers for mm-wave phased array applications. Microwave journal. 1986, no. 12, pp. 105–119.
34. P.A.Rolland, E.Constant, A.Derycke, J.Michel. Multiplication de frequency par diode avalanche en ondes millimetriques. Acta Electronica. 1973, vol. 17, no. 2, pp. 213–228.
35. P.A.Rolland, J.L.Waterkowski, E.Constant, G.Salmer. New model of operation for avalanche diodes: frequency multiplication and up conversion. IEEE Trans. MTT. 1976, no. 11, pp. 768–775.
36. А.И.Соболев, Ю.А.Котов, Л.А.Модестов. Умножители частоты сверхвысокой кратности. Полупроводниковые приборы и их применение. Москва. 1970, вып. 23, с. 109–132.
37. L.V.Kasatkin, V.V.Novozhilov. Effective high-order frequency multipliers on IMPATT diodes. Applied Microwave & Wireless. 2002, no. 6, pp. 32–36.
38. В.И.Григулевич, И.Я.Иммореев. Радиоимпульсное преобразование частоты. Изд. «Сов. Радио». Москва. 1966, 335 с.
39. К.А.Маев. Оптимизация структуры кремниевых однопролетных ЛПД. Электронная техника, серия 1. Электроника СВЧ
40. Н.П.Белоусов, А.В.Горбачев, Л.В.Касаткин. В.В.Новожилов. Токовая стабилизация амплитудно-частотных характеристик синхронизированных импульсных ГЛПД в интервале температур. Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1989, вып. 4, с. 10-15.
41. А.З.Венгер, А.Н.Ермак, А.М.Якименко. Умножитель частоты на лавинно-пролетном диоде. ПТЭ. 1980, № 3, с. 138–139.
42. С.Б.Мальцев и др. Патент Российской федерации № 86455 от 05.10.2001.
43. С.Б.Мальцев и др. Приемопередающие СВЧ-модули для телекоммуникационной аппаратуры ММ-диапазона волн. 12th International conference “Microwave & telecommunication technology” (CriMiCo2002). Crimea, Ukraine. 2002, pp. 107–110.

Литература к главе 1, части II

1. J.E.Lilienfeld. Method and apparatus for controlling electric currents. U.S.Patent 1745175. 1930.
2. J.E.Lilienfeld. Device for controlling electric current. U.S.Patent 1900018. 1933.
3. J.Bardeen, W.Brattain. The transistor: A semiconductor triode. Phys. Rev. 1948, vol. 74, p. 230.
4. W.Shockley. Patent 2 569 347, Filed 26 June 1948; The theory of p–n-junctions in semiconductors and p–n-junctions transistors. Bell System Technical Journal. 1949, vol. 28, p. 436.
5. W.Shockley. The path to the conception of the junction transistor. IEEE Transactions on ED. 1984, vol. 31, p. 1523.

6. V.L.Granatstein, P.K.Oarker, C.M.Armstrong. Scanning the technology: vacuum electronics at the dawn of twenty-first century. Proceedings of the IEEE (Special Issue). 1999, vol. 87, no. 5, pp. 702–716.
7. G.I.Haddad, R.J.Trew. Microwave solid-state active devices. IEEE Trans. on MTT-S. 2002, vol. 50, no. 3, pp. 760–779.
8. S.Yngvesson. Microwave semiconductor devices. Kluwer Academic Publisher. Boston, Dordrecht, London. 1991, 471 p.
9. Ю.Пожела. Физика быстродействующих транзисторов. Вильнюс, «Мокслас». 1989, 264 с.
10. В.Н.Дулин, Н.А.Аваев и др. Под редакцией Г.Г.Шишкина: «Электронные приборы». Москва, Энергоатомиздат. 1989, 405 с.
11. Я.А.Федотов. Основы физики полупроводниковых приборов. Издательство «Советское радио», Москва. 1970, 591 с.
12. S.M.Sze (Editor). High-Speed Semiconductor Devices. A Willey – Interscience Publication. 1990, 643 p.
13. ULSI devices. Edited by C.Y.Chang, S.M.Sze. A Wiley-Interscience Publication J.Wiley & Sons, Inc. New York, Toronto, Singapore. 2000, 729 p.
14. K.Aufinger, J.Bock, T.Meister, J.Popp. Noise characteristics of transistors fabricated in an advanced silicon bipolar technology. IEEE Transactions on ED. 1996, vol. 43, pp. 1533–1538.
15. M.Moller, H.Rein et al. 50 Gb/s Time-division multiplexer in Si–bipolar technology. Electron Letters. 1995, vol. 31, no. 17, pp. 1431–1433.
16. H.Kroemer. Theory of a wide-gap emitter for transistors. Proceedings of the IRE. 1957, vol. 45, no. 11, pp. 1535–1537.
17. P.Dumke, J.M.Woodall, V.L. Rideout. GaAs-GaAlAs heterojunction transistor for high frequency operation. Solid State Electron. 1972, vol. 15, no. 12, pp. 1334–1339.
18. M.Konagai, K.Katsukawa, K.Takahashi. GaAlAs/GaAs Heterojunction phototransistors with high current gain. J.Appl. Phys. 1977, vol. 48, no. 10, pp.4389–4394.
19. S.L.Su et al. Double heterojunction AlGaAs/GaAs bipolar transistors by MBE with current gain of 1650. IEEE Electron Device Lett. 1983, vol. EDL-4, pp. 130–132.
20. S.S.Iyer, G.L.Patton et al. Silicon-germanium base heterojunction bipolar transistors by molecular beam epitaxy. IEEE Int. Electron Device Meeting Dig. 1987, pp. 74–76.
21. Pin-Fan Chen, P.M.Asbeck et al. Application of GaInP/GaAs DHBT's to a power amplifiers for wireless communications. IEEE Trans. on MTT-S. 1999, vol. 47, no. 8, pp. 1433–1438.
22. F.Fli, A.Gupta, M.Salib. A study of class C operation of GaAs power HBTs. IEEE MTT-S International Microwave Symp.Digest. 1995, vol. 2, pp. 721–724.
23. www.fcsi.fujitsu.com
24. www.mitsubishichips.com
25. H.Wang et al. A single-chip 94 GHz frequency source using InP-based HEMT-HBT integration technology. IEEE RFIC Symposium Digest. 1998, pp. 275–278.
26. J.B.Shealy et al. A 2 Watt Ku-band linear (multi-carrier) transmit module for VSAT applications. MTT-S Int. Microwave Symp. Dig. 1999, vol. 3, pp. 1055–1058.
27. Schuppen, S. Gerlach. 1 W SiGe power HBTs for mobile communications. Microwave Guide Waves Letters. 1996, no. 9, pp. 341–343.
28. D.Hill, T.Kim. 28 V low thermal impedance HBT with 20 W output power. Radio frequency Integrated Circuits Symp. 1997, pp. 189–192.
29. M.Salib, B.Bayaktaroglu. Robust cascade HBTs for efficient high power applications. MTT-S International Microwave Symp. Digest. 1997, vol 2, pp. 897–900.
30. Hin-Fai-Chau, G.Wilcox et al. High power high-efficiency X-band AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors with undercut collectors. Microwave and Guided Wave Letters, Sept. 1997, pp. 288–290.

31. T.Shimura et al. 1 W Ku-band AlGaAs/GaAs power HBT with 72% peak power-added efficiency. *IEEE MTT Symp. Digest.* 1994, vol. 2, pp. 687–690.
32. M.Salib, A. Gupta. A 5–10 GHz, 1 W HBT amplifier with 58% peak PAE. *Microwave Guide Wave Letters.* 1994, no. 10, pp. 320–322.
33. T.Jenkins, C.Bozada. Power performance of thermally shunted HBT. *IEEE MTT Symp. Digest.* 1997, vol. 2, pp. 949–952.
34. R.S.Virk, M.Y.Chen et al. A high-performance AlInAs/InGaAs/InP DHBT K-band power cell. *Microwave Guide Wave Letters.* 1997, no. 10, pp. 323–325.
35. K.Riepe, H.Leier, U.Seiler et al. High efficiency GaInP/GaAs HBT MMIC power amplifier with up to 9 W output power at 10 GHz. *Microwave Guide Wave Letters.* 1996, no. 1, pp. 22–24.
36. M.Salib, A.Gupta et al. A robust 3 W high efficiency 8–14 GHz GaAs-AlGaAs heterojunction bipolar transistor power amplifier. *IEEE MTT Symp. Digest.* 1998, vol. 2, pp. 581–584.
37. M.Salib, A.Gupta. A 1,8 W 6–18 GHz HBT MMIC power amplifier with 19 dB gain and 37% peak power-added efficiency. *Microwave Guide Wave Letters.* 1993, no. 9, pp. 325–326.
38. C.N.Rheinfelder, K.M.Shohm et al. 47 GHz SiGe-MMIC oscillator. *IEEE MTT-S Symp. Digest.* 1999, vol. 1, pp. 5–8.
39. T.Iwai, S.Ohara et al. 63,2% high efficiency and high linearity two-stage InGaP/GaAs HBT power amplifier for personal digital cellular phone system. *IEEE MTT-S Symp. Digest.* 1998, vol. 2, pp. 435–438.
40. W.Shockley. A unipolar field – effect transistor. *Proceedings of the IRE.* 1952, vol. 40, no. 11, p. 1365.
41. M.Stuetzer. Junction fieldistors. *Proceedings of the IRE.* 1952, vol. 40, no. 11, pp. 1377–1381.
42. B.Kim, R.J.Matyj, M.Wurtele, R.Brandshaw et al. Millimeter-wave power operation of Al-GaAs/InGaAs (on GaAs) MODFET. *IEEE Transactions on ED.* 1989, vol. 36, p. 2233.
43. I.Mimura, S. Hiyamizu, T.Fugii, K.Nambu. A new field-effect transistor with selectively doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As heterojunctions. *Japan Appl. Phys.* 1980, vol. 19, no. 5, pp. L225–L227.
44. W.Shockley. US Patent 2, 569, 347, 1951.
45. R.Dingle. New high-speed III–V devices for integrated circuits. *IEEE Transactions on ED.* 1984, vol. 31, p. 1662.
46. C.Wann et al. High performance 0,07 μm CMOS with 9,5 ps Gate Delay and 150 GHz f_T. *IEEE Electron Device Lett.* 1997, vol. 18, no. 12, p. 625.
47. C.Mead. Schottky barrier gate field transistor. *Proceedings of the IEEE.* 1966, vol. 54, p. 307.
48. K.Drangeid, R.Sonnerhalder, W.Walter. High-speed GaAs Schottky-barrier field-effect transistors. *Electron Letters.* 1970, no. 6, p. 228.
49. T.Enoki, S.Sugitani, Y.Yamane. Characteristics including velocity overshoot for 0,1 μm-Gate-Length SAINT MESFETs. *IEEE Transactions on ED.* 1990, vol. 37, p. 935.
50. T.Malonney, J.Frey. Frequency limits of GaAs and InP field-effect transistors at 300K and 77K with typical active layer doping. *IEEE Transactions on ED.* 1976, vol. 23, p. 519.
51. F.Deborgies. Microwave technologies for satellite systems: an ESA perspective. 11-th GaAs Symposium, Munich 2003.
52. T.Mimura, S.Hiyamizu, T.Fujii, and K.Nambu. A New Field-Effect Transistor with Selectively Doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As heterojunctions. *Japan J. Appl. Phys.* 1980, vol. 19, no. 5, pp. L225–L227.
53. J.Ruch. Electron dynamics in short channel field-effect transistors. *IEEE Transactions on ED.* 1972, p. 652.
54. G.Bernstein, D.Ferry. Velocity overhoot in Ultra-Short-Gate-Length GaAs MESFETs. *IEEE Transactions on ED.* 1998, vol. 35, p. 887.
55. C.Mead. Tunnel-emission amplifiers. *Proceedings of the IRE.* 1960, vol. 48, p. 359.

56. C.Crowel, S.Sze. Quantum-mechanical reflection of electrons at metal-semiconductor barriers: electron transport in semiconductor–metal–semiconductor structures. *Japan Appl. Phys.* 1966, vol. 7, p. 2683.
57. K.Hess et al. Negative differential resistance through real-space electron transfer. *Appl. Phys. Letters.* 1979, vol. 35, p. 469.
58. J.Pozhela et al. On the dependence of surface recombination velocity upon electric field strength in semiconductor volume. *Proc. Biennial Cornell Conf. on Engineering application of Electronic Phenomena.* Ithaca, N.Y. 1967, pp. 137–146.

Литература к главе 2, части II

1. H.Abe, Y.Takayama et al. A highly stabilized low-noise GaAs FET integrated oscillator with a dielectric Resonator in the B-Band. *IEEE Transaction on MTT-S.* 1978, vol. 28, no. 8, pp. 817–824.
2. O.Ishihara, T.Mori et al. A highly stabilized GaAs FET oscillator using dielectric resonator feedback circuit in 9–11 GHz. *MTT-S Int. Microwave Symposium Digest.* 1980, no. 1, pp. 376–378.
3. C.Tsironis. Highly stables DR FET oscillator. *IEEE Transactions on MTT-S.* 1985, vol. 33, no. 4, pp. 310–314.
4. G.B.Morgan. Temperature compensated high permittivity dielectric resonator for MM-wave systems. *Int. J. of Infrared and MM-wave.* 1984, vol. 5, no. 1.
5. Kenichi Hosoua, Takashi Incue et al. Systematic evaluation and analysis for 60 GHz dielectric resonators coupled to microstrip line on a GaAs substrate. *IEEE Transaction on MTT.* 1998, vol. 46, no. 4, pp. 352–358.
6. E.Nicitchenco, P.Green. A low-noise L-band dielectric resonator stabilized microstrip oscillator. *IEEE MTT–S Intern. Microwave Symp. Digest.* 1987, pp. 193–196.
7. R.S.Kwok, Ji-Fuh Liang. Characterization of high-Q resonators for microwave-filter applications. *IEEE Transactions on MTT-S.* 1999, vol. 47, no. 1, pp. 111–114.
8. Генератор со сверхмалыми фазовыми шумами. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters,* 2002, vol. 12, no. 5, p. 157.
9. Sun Zhong-Liang, Chen Ning. Dielectric-resonator-stabilized second harmonic Ka-band microstrip Gunn oscillator. *IEEE MTT-S Intern. Microwave Symp. Digest.* 1987, pp. 677–680.
10. C.Dow, D.Sensiper, J.Schellenberg. Highly stable 35 GHz FET oscillator. *MTT-S Intern. Microwave Symp. Digest.* 1986, pp. 586–591.
11. B.Guillon, D.Cros, P.Pons, K.Grenier, et al. Design and realization of high Q millimeter-waves structures through micromachining techniques. *IEEE MTT-S Intern. Microwave Symp. Digest.* 1999, vol. 4, pp. 1519–1522.
12. F.Sinnesbichler, B.Hautz, G.Olbrich. Low phase noise 58 GHz, SiGe HBT push-push oscillator with simultaneous 29 GHz output. *IEEE MTT-S Intern. Microwave Symp. Digest.* 2000, pp. 35–38.
13. F.X.Seinnesbichler, B.Hants, G.R.Olbired. ASi/SiGe HBT dielectric resonator push-push oscillator at 58 GHz. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters.* 2000, vol. 10, no. 4, pp. 145–147.
14. L.Bermudes, P.Guillon, J.Obregon, A.Bert. A 94 GHz low noise GaAs FET oscillator using whispering-gallery dielectric resonator modes and a new push-push configuration reducing 1/f converted noise. *IEEE MTT-S Intern. Microwave Symp. Digest.* 1988, pp. 481–484.
15. M.Madihian, N.Hayama, R.Honjo. A low-noise microwave oscillator employing a self-aligned AlGaAs/GaAs HBT. *IEEE Transaction on MTT-S.* 1989, vol. 37, no. 11, pp. 1811–1813.
16. K.Hosoya, S.Tanaka, Y.Amammiya et al. A low phase-noise 38 GHz HBT MMIC oscillator utilizing a novel transmission line resonator. *IEEE MTT-S Intern. Microwave Symp. Digest.* 2000, pp. 47–50.

17. Hao Li, Hans-Martin Rein. MM-wave VCO with wide tuning range and low phase noise fully integrated in a SiGe bipolar production technology. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*. 2003, vol. 38, no. 2, pp. 184–191.
18. B.Van Haanen, M.Regis et al. Low frequency noise properties of SiGe HBTs and application to ultra-low phase noise oscillators. *IEEE Transactions on MTT-S*. 1998, vol. 36, no. 5, pp. 647–652.
19. G.Metze, A.Cornfeld, J.Singer et al. *IEEE Microwave and MM-wave Monolithic Circuits Symposium*. 1989, pp. 111–116.
20. K.Ohata. Microwave Heterojunction devices. 19-th European Microwave Conference. Conference Proceedings. 1989, p. 138.
21. G.R.Olbrich. Low phases noise SiGe push-push oscillator for V-band operation. *Microwave International Conference in China. Section A1: SiGe devices*. 2002.
22. K.Uchida et al. Power combiner W-band HBT oscillator. *IEEE MTT-S Intern. Microwave Symp. Digest*. 2000, pp. 51–54.
23. Gresham, N.Jain, T.Budka et al. A Compact manufacturable 76–77 GHz radar module for commercial ACC applications. *IEEE Transactions on MTT-S*. 2001, vol. 49, no. 1, pp. 44–58.
24. P. Rolland, J. Waterkowski, E.Constant, G. Salmer. New model of operation for avalanche diodes. *IEEE Transactions on MTT-S*. 1976, vol. 24, no. 11, pp. 768–775.
25. В.Григулевич, И.Иммореев. Радиопульсное преобразование частоты. М.: Сов. Радио, 1966, 335 с.
26. С.П.Ракитин, Н.Ф.Карушкин, С.Б.Мальцев и др. Твердотельные компоненты для перспективной радиоэлектронной аппаратуры миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн (26,5–300 ГГц). 10th International Conference “Microwave & Telecommunication technology” (CriMiCo 2000) Севастополь, Украина, 2000, с. 33–36.
27. H.Abe. A GaAs MESFET self-bias mode oscillators. *IEEE Transactions on MTT*. 1986, vol. 34, no. 1, pp. 167–172.
28. Л.В.Касаткин, В.В.Новожилов. Радиопульсное преобразование частоты на лавинно-пролетных диодах. *Известия высших учебных заведений. Радиоэлектроника*. 2002, том 45, № 1, с. 39–46.
29. Л.В.Касаткин, В.П.Рукин. Частотно стабилизированные полупроводниковые источники электромагнитных колебаний миллиметрового диапазона волн. 1. Диодные источники. *Известия высших учебных заведений. Радиоэлектроника*. 2004, том 47, № 5, с. 3–18.
30. Л.В.Касаткин, В.П.Рукин. Частотно стабилизированные полупроводниковые источники электромагнитных колебаний миллиметрового диапазона волн. 2. Транзисторные источники. *Известия высших учебных заведений. Радиоэлектроника*. 2004, том 47, № 7, с. 3–18.
31. S.Kudszus, T.Berceli, A.Tassmann, W.Haydl. A 94 GHz HEMT–oscillator using high order subharmonic synchronization. *IEEE MTT-S Intern. Microwave Symp. Digest*. 2000, pp. 39–42.
32. M.Lang, P.Leber, Z.Wang at al. A completely integrated single-chip PLL with a 34 GHz VCO using 0,2 mm E-D-HEMT-technology. CA 1997 IEEE Custom Integrated circuits Conference-Santa Clara.
33. D.James, G.Painchaud et al. Stabilized 12 GHz MIC oscillators, using GaAs FET’S. *Proceedings 5-th European Microwave Conf*. 1975, pp. 296–300.
34. Л.В.Касаткин. Широкополосные импульсные генераторы СВЧ на ЛПД в режиме внешней синхронизации. *Известия высших учебных заведений. Радиоэлектроника*. 2002, том 45, № 2, стр. 15–24.
35. A. del Alamo, M.Somerville. Breakdown in millimeter-wave power InP HEMT’s: a comparison with GaAS PHEMT’s. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*. 1999, vol. 34, no. 9, pp. 1204–1210.

36. Y.Chen, D.Ingram et al. A 95-GHz InP HEMT MMIC amplifier with 427-mW power output. *IEEE Microwave Guided Wave Lett.* 1998, vol. 8, no. 11, pp. 399–401.
37. M.Matloubian. Advances in millimeter-wave FET NNIC Technology. *Radio Frequency Integrated Circuits Symposium.* 1999, pp. 141–144.
38. M.Komaru, H.Hoshi et al. 1 Watt compact Ka-band MMIC power amplifiers using lumped element matching circuits. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest.* 1998, vol. III, pp. 1659–1662.
39. J.Komiak, W.Kong et al. A monolithic 4 W high efficiency Ka-band power amplifier. *IEEE MTT-S Intern. Microwave Symp. Digest.* 1999, vol. 3, pp. 947–950.
40. T.Hirose, K.Makiyama, K.Ono et al. A flip-chip MMIC design with coplanar waveguide transmission line in the W-band. *IEEE Transactions on MTT-S.* 1998, vol. 46, no. 12, pp. 2276–2282.
41. L.Samoska, Y.Leong. 65–145 GHz MMIC HEMT medium power amplifiers. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest.* 2001.
42. J.Xu, Y.Wu, R.York et al. 1–8 GHz GaN-based power amplifier using flip-chip bonding. *Microwave and guided wave letters.* 1999, no. 7, pp. 277–279.
43. A.Bert, D.Kaminsky. The traveling wave power divider/combiner. *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.,* 1980, pp. 487–489.
44. Y.Wu, R.York et al. 3–9 GHz GaN-based microwave power amplifiers with L-C-R broad band matching. *IEEE Microwave and Guided wave Letters.* 1999, vol. 9, no. 8, pp. 314–316.
45. K.Maruhashi, M.Ito et al. RF performance of a 77 GHz monolithic CPW amplifier with flip-chip interconnections. *MTT-S International Microwave Symposium Digest.* 1998, vol. II, pp. 1095–1098.
46. A.Jentzsch, W.Heinrich. Optimization of flip-chip interconnects for millimeter-wave frequencies. *MTT-S International Microwave Symposium Digest.* 1999, vol. 2, pp. 637–640.
47. T.Shimura, Y.Kawasaki, K.Makiyama et al. 76 GHz flip-chip MMIC for automotive radars. *Radio frequency integrated circuits symposium.* 1998, pp. 25–28.
48. K.Nishikawa, K.Inoue et al. Millimeter waves three dimensional masterslice MMIC's. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest.* 1998, pp. 313–316.
49. K.Nishikawa, K.Inoue et al. Miniaturized millimeter-wave masterslice 3-D MMIC amplifier and mixer. *Transactions on MTT-S.* 1999, pp. 1856–1862.
50. Копланарные волноводы и трехмерные монолитные резонаторы, изготовленные с применением МЭМС-технологии. *Frequenz.* 2003, vol. 57, no. 3-4, pp. 62–69.
51. N. Dib, W. Harokopus, L. Katahi et al. Study of novel planar transmission line. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest.* 1991, pp. 623–626.
52. S. Robertson, L. Katahi, G. Rebeiz. Micromachined W-band filters. *IEEE Transactions on MTT.* 1996, vol. 44, no. 4, pp. 598–606.
53. R. Draiton, L. Katehi. Development of self-packaged high frequency circuits using micromachining techniques. *IEEE Transactions on MTT.* 1995, vol. 43, no. 9, pp. 2073–2080.
54. C.Chi, G.Rebeiz. Planar microwave and millimeter wave lumped elements and coupled-line filters using micromachining technologies. *IEEE Transactions on MTT.* 1995, vol. 43, no. 4, pp. 730–738.
55. T.Weller, L.Kaethi et al. Membrane technology applied to microstrip: a 33 GHz Wilkinson power divider. *1994 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest.* 1994, pp. 911–914.
56. T.Weller, G.Rebeiz, L.Katehi. Experimental results on microshield transmission line circuits. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest.* 1993, pp. 827–830.
57. C.Chi, G.Rebeiz. A low-loss 20 GHz micromachined bandpass filter. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest.* 1995, pp. 1531–1534.
58. K.Herric, Jong-Gwan Yook, L.Katahi. Microtechnology in the development of three-dimensional circuits. *IEEE Transactions on MTT.* 1998, vol. 46, no. 11, pp. 1832–1844.

59. S.Robertson, L. Katahi, G. Rebeiz A 10-60 ГГц Micromachined Directional Coupler. IEEE Transactions on MTT. 1998, vol. 46, no. 11, pp. 1845–1849.
60. Справочник по элементам полосковой техники. Москва. «Связь», под редакцией А.Л.Фельдштейна. 1979, 336 стр.
61. B.Guillon, D.Cross, P.Pons et al. Design and realization of high Q mm-wave structures through micromachining technique. 1999 MTT-S International Microwave Symposium Digest. 1999, vol. IV, pp. 1522–1525.
62. IEEE Transactions on MTT. 2003, vol. 51, no. 7, pp. 1878–1884.
63. C.Goldsmith, J.Randall et al. Characteristics of micromachined switches at microwave frequencies. 1996 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest. 1996, pp. 1141–1144.
64. N.Baruer, G.Rebeiz. Distributed MEMS true time delay phase shifters and wide-band switchers. IEEE Transactions on MTT. 1998, vol. 46, no. 11, pp. 1881–1890
65. C.R.Smith, C.M.Armstrong, J.Duthie. The microwave RF building block for high-power transmitters. Proceedings of the IEEE. 1999, vol. 87, no. 5, pp. 717–736.
66. D.L.Ingram, Y.C.Chen, I.Stones et al. Compact W-band solid-state MMIC high power sources. IEEE MTT-S Int. Microwave Symposium Digest. 2000, pp. 955–958.
67. N.Escalera, W.Boger, P.Denisuk, J.Dobosz. Ka-band 30 watts solid state power amplifier. IEEE MTT-S Int. Microwave Symposium Digest. 2000, pp. 561–563.
68. M.P.DeLiso, R.A.York. Quasi-optical and spatial power combining. IEEE Trans. on MTT-S. 2002, vol. 50, no. 3, pp. 929–936.
69. N.-S.Cheng, A.Alexanian, M.G.Case, R.A.York. 20 Watt spatial power combiner in waveguide. IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig. 1998, pp. 1457–1460.
70. N.-S.Cheng, A.Alexanian, M.G.Case, D.Rensch, R.A.York. 40 Watt CW broad-band spatial power combiner using dense finline arrays. IEEE Trans. on MTT-S. 1999, vol. 47, no. 7, pp. 1070–1076.
71. N.-S.Cheng, T.-P.Dao, R.A.York. A 60 W X-band spatially combined solid-state. IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig. 1999, vol. 2, pp. 939–942.
72. N.-S.Cheng, P.Jia, D.B.Rench, R.A.York. A 120 W X-band spatially combined solid-state amplifier. IEEE Trans. on MTT-S. 1999, vol. 47, no. 12, pp. 2557–2561.
73. N.-S.Cheng, R.A.York. Analysis and design of tapered finline arrays for spatial power combining. IEEE AP-S Int. Symp. Dig. 1998, pp. 21–28.
74. J.J.Sowers, D.J.Pritchard, A.E.White et al. A 36 W, V-band, solid-state sources. IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig. 1999, vol. 2, pp. 939–942.
75. J.Hubort, L.Mirth, S.Ortiz, A.Mortazawi. A 4 Watt Ka-band quasi-optical amplifier. IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig. 1999, vol. 2, pp. 551–554.
76. F.A.Olson. Microwave solid-state power amplifier performance: present and future. Microwave Journal. 1995, vol. 38, no. 2, pp. 24, 26, 31, 32, 34, 37, 38, 40, 45, 46.
77. Л.В.Касаткин, В.П.Рукин. Мощные импульсные полупроводниковые источники миллиметрового диапазона волн в режиме внешней синхронизации. Известия высших учебных заведений. Радиоэлектроника. 2005, том 48, № 6, с. 3-19
78. Л.В.Касаткин, Г.Н.Рапопорт, В.П.Тараненко. Зарождение СВЧ-электроники высоких энергий в Киеве. – Радиофизика и электроника. ИРЭ НАН Украины. 2003, том 8, № 1, с.159–162.

Научное издание

Наукове видання

Касаткин Леонид Вениаминович
Чайка Василий Евгеньевич

Касаткін Леонід Веніаминович
Чайка Василь Євгенович

**Полупроводниковые устройства
диапазона миллиметровых волн**
(на русском языке)

**Напівпровідникові пристрої
діапазону міліметрових хвиль**
(російською мовою)

Компьютерный набор и верстка
Е. В. Лазарева

Комп'ютерний набір та верстка:
О. В. Лазарева

Подписано в печать 07.07.2006
Формат А4
Уч.-изд. л. 30,6
Зак. 896

Издательское предприятие «Вебер»
А/я 240, г. Севастополь, 99057
E-mail: 240@list.ru
Свидетельство ДК № 193 от 20.09.2000

Підписано до друку 07.07.2006
Формат А4
Обл.-видавн. арк. 30,6
Зам. 896

Видавниче підприємство «Вебер»
А/с 240, м. Севастополь, 99057
E-mail: 240@list.ru
Свідоцтво ДК № 193 від 20.09.2000