

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
«Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники»

М. С. Хандогин, В. Б. Рожанский, С. В. Дробот

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

*Допущено Министерством образования Республики Беларусь
в качестве учебного пособия для студентов высших учебных
заведений по радиотехническим специальностям*

Минск БГУИР 2011

УДК 621.385(075.8)
ББК 32.85я7
Х19

Р е ц е н з е н т ы:

кафедра электроники учреждения образования
«Военная академия Республики Беларусь»
(начальник кафедры, кандидат технических наук, доцент А. Н. Мацкевич);

заведующий кафедрой радиофизики
Белорусского государственного университета,
доктор физико-математических наук, профессор А. С. Рудницкий

Хандогин, М. С.

Х19 Электронные приборы : учеб. пособие / М. С. Хандогин, В. Б. Рожанский, С. В. Дробот. – Минск : БГУИР, 2011. – 310 с.: ил.
ISBN 978-985-488-620-6.

В учебном пособии излагаются физические основы электронных, сверхвысоко-частотных и квантовых приборов. Рассматриваются режимы работы, характеристики и параметры, а также конструктивные особенности различных приборов и области их применения в радиоэлектронной аппаратуре.

УДК 621.385(075.8)
ББК 32.85я7

ISBN 978-985-488-620-6

© Хандогин М. С., Рожанский В. Б.,
Дробот С. В., 2011
© УО «Белорусский государственный
университет информатики
и радиоэлектроники», 2011

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	6
1. Полупроводниковые диоды	9
1.1. Физические явления в полупроводниках.....	9
1.2. Токи в полупроводниках.....	14
1.3. Уравнение непрерывности.....	16
1.4. Электрические переходы в полупроводниковых приборах.....	17
1.5. Электронно-дырочный переход.....	17
1.6. Электронно-дырочный переход в равновесном состоянии.....	18
1.7. Распределение зарядов и поля в р-n-переходе.....	19
1.8. Электронно-дырочный переход в неравновесном состоянии.....	22
1.9. Вольт-амперная характеристика р-n-перехода.....	25
1.10. Пробой р-n-перехода.....	26
1.11. Емкости р-n-перехода.....	28
1.12. Контакты металл – полупроводник.....	29
1.13. Гетеропереходы.....	30
1.14. Полупроводниковые диоды и их применение.....	32
1.15. Выпрямительные диоды.....	34
1.16. Полупроводниковые стабилитроны.....	35
1.17. Импульсные диоды.....	37
1.18. Варикапы.....	40
1.19. Туннельные и обращенные диоды.....	42
2. Биполярные транзисторы	47
2.1. Устройство и принцип действия биполярных транзисторов.....	47
2.2. Режимы работы биполярных транзисторов.....	49
2.3. Физические процессы в биполярном транзисторе в активном режиме.....	50
2.4. Модель Эберса – Молла.....	53
2.5. Статические характеристики биполярных транзисторов в схеме с ОБ.....	54
2.6. Статические характеристики транзисторов в схеме с ОЭ.....	56
2.7. Дифференциальные параметры транзисторов. Системы параметров.....	58
2.8. Система Z-параметров.....	59
2.9. Система Y-параметров.....	60
2.10. Система H-параметров.....	61
2.11. Определение дифференциальных h-параметров по статическим характеристикам транзистора.....	62
2.12. Физические параметры транзисторов.....	63
2.13. Зависимость статических характеристик транзисторов от температуры.....	65
2.14. T-образная схема замещения транзистора на низких частотах.....	67
2.15. Связь физических параметров транзистора с h-параметрами четырехполюсника.....	70
2.16. Работа биполярного транзистора в режиме усиления.....	72

2.17. Графоаналитический расчет рабочих параметров транзистора.....	75
2.18. Частотные свойства биполярных транзисторов	77
2.19. Эквивалентные схемы транзисторов на высоких частотах.....	82
2.20. Работа транзистора в импульсном режиме	83
2.21. Классификация транзисторов по мощности и частоте.....	85
2.22. Методы формирования транзисторных структур и конструкции транзисторов различного назначения	86
3. Полевые транзисторы	88
3.1. Общие сведения о полевых транзисторах.....	88
3.2. Полевой транзистор с управляющим р-п-переходом.....	89
3.3. Статические характеристики полевого транзистора с управляющим р-п-переходом.....	92
3.4. Полевой транзистор с барьером Шотки.....	94
3.5. Полевые транзисторы с изолированным затвором.....	95
3.6. Статические характеристики МДП-транзисторов.....	96
3.7. Влияние температуры на вольт-амперные характеристики полевых транзисторов.....	98
3.8. Дифференциальные параметры полевых транзисторов.....	99
3.9. Частотные свойства полевых транзисторов и эквивалентные схемы	101
3.10. Работа полевого транзистора в режиме усиления	102
4. Приборы с зарядовой связью	106
4.1. Устройство и принцип действия приборов с зарядовой связью.....	106
4.2. Параметры приборов с зарядовой связью.....	109
4.3. Применение приборов с зарядовой связью.....	110
5. Тиристоры	114
5.1. Общие сведения о тиристорах.....	114
5.2. Триодные тиристоры.....	116
5.3. Симметричные тиристоры (симисторы).....	117
5.4. Однопереходные транзисторы.....	118
6. Электронные лампы	120
6.1. Общие сведения.....	120
6.2. Многоэлектродные лампы	123
6.3. Действующий потенциал тетродов и пентодов	126
6.4. Статические характеристики и параметры электронных ламп.....	128
6.5. Дифференциальные параметры электронных ламп	130
6.6. Мощные электронные лампы	132
7. Приборы для отображения информации и фотоэлектрические приборы	134
7.1. Классификация приборов для отображения информации	134
7.2. Электронно-лучевые приборы.....	136
7.3. Электронный прожектор с магнитной фокусировкой.....	138
7.4. Типы отклоняющих систем электронно-лучевых трубок.....	138
7.5. Экраны электронно-лучевых трубок.....	142
7.6. Типы электронно-лучевых трубок.....	145

7.7. Газоразрядные индикаторные приборы.....	153
7.8. Жидкокристаллические индикаторы.....	156
7.9. Полупроводниковые индикаторы.....	159
7.10. Фотоэлектрические приборы.....	163
7.11. Оптоэлектронные приборы.....	170
7.12. Элементная база оптронов.....	174
7.13. Параметры и характеристики оптопар и оптоэлектронных интегральных микросхем.....	175
7.14. Оптоэлектронные микросхемы и другие приборы оптронного типа....	177
7.15. Сферы применения оптронов и оптронных схем.....	177
8. Шумы полупроводниковых приборов.....	182
8.1. Тепловые шумы.....	182
8.2. Дробовые шумы.....	183
8.3. Шумы токораспределения.....	183
8.4. Избыточные шумы.....	183
8.5. Коэффициент шума.....	183
9. Общие сведения о приборах СВЧ.....	185
9.1. Диапазон сверхвысоких частот и его особенности.....	185
9.2. Классификация приборов СВЧ.....	187
9.3. Параметры приборов СВЧ.....	189
10. Электровакуумные приборы СВЧ.....	195
10.1. Принцип действия электровакуумных приборов СВЧ О-типа.....	195
10.2. ЭВП СВЧ со статическим управлением электронным потоком.....	197
10.3. ЭВП СВЧ с динамическим управлением электронным потоком.....	199
10.4. Колебательные системы ЭВП СВЧ.....	200
10.5. Клистроны.....	205
10.6. Анализ процессов в двухрезонаторном клистроне.....	207
10.7. Многорезонаторные клистроны.....	220
10.8. Отражательный клистрон.....	224
10.9. Лампа бегущей волны О-типа.....	227
10.10. Лампа обратной волны О-типа.....	235
10.11. ЭВП магнетронного типа (приборы типа М).....	239
11. Полупроводниковые приборы СВЧ.....	251
11.1. Особенности полупроводниковых приборов СВЧ.....	251
11.2. Электрические переходы.....	251
11.3. Полупроводниковые диоды СВЧ.....	252
11.4. Генераторные и усилительные диоды.....	261
11.5. СВЧ-транзисторы.....	273
12. Квантовые приборы.....	282
12.1. Физические основы квантовых приборов.....	282
12.2. Квантовые приборы СВЧ.....	289
12.3. Квантовые приборы оптического диапазона.....	293
Литература.....	308

ВВЕДЕНИЕ

Электронные приборы – это устройства, работа которых основана на использовании электрических, тепловых, оптических и акустических явлений в твёрдом теле, жидкости, вакууме, газе или плазме.

Наиболее общие функции, выполняемые электронными приборами, состоят в преобразовании информационных сигналов или энергии.

Само название «электронные приборы» указывает на то, что все процессы преобразования сигналов и энергии происходят либо за счёт движения электронов, либо при их непосредственном участии. Основными задачами электронного прибора как преобразователя информационных сигналов являются: усиление, генерирование, передача, накопление и хранение сигналов, а также выделение их на фоне шумов.

Электронные приборы можно классифицировать по их назначению, физическим свойствам, основным электрическим параметрам, конструктивно-технологическим признакам, роду рабочей среды и т. д.

В зависимости от вида сигналов и способа обработки информации все существующие электронные приборы разделяют на электропреобразовательные, электросветовые, фотоэлектрические, термоэлектрические, акустоэлектрические и механоэлектрические.

Электропреобразовательные приборы представляют самую большую группу электронных приборов. К ним относят различные типы диодов и транзисторов, тиристоры, газоразрядные, электровакуумные приборы.

К электросветовым относят светодиоды, люминесцентные конденсаторы, лазеры, электронно-лучевые трубки.

К фотоэлектрическим – фотодиоды, фототранзисторы, фототиристоры, солнечные батареи.

К термоэлектрическим – полупроводниковые диоды, транзисторы, термисторы.

Акустоэлектрические усилители, генераторы, фильтры, линии задержки на поверхностных акустических волнах относятся к акустоэлектрическим приборам.

В последнее время на стыке электроники и оптики сформировалась новая область техники – оптоэлектроника, использующая методы электроники и оптики для решения задач формирования, хранения и обработки сигналов. В данном пособии рассматриваются простейшие оптоэлектронные приборы, их устройство и применение. Успешно разрабатываются также приборы для отображения информации.

По виду рабочей среды различают следующие классы приборов: полупроводниковые, электровакуумные, газоразрядные, хемотронные (рабочая среда – жидкость).

В зависимости от выполняемых функций и назначения электронные приборы делят на выпрямительные, усилительные, генераторные, переключательные, индикаторные и др.

По диапазону частот – низкочастотные, высокочастотные, сверхвысоко-частотные; по мощности – малой мощности, средней мощности и мощные.

Понятие режима электронного прибора включает в себя совокупность условий, определяющих его работу. Любой режим определяется совокупностью параметров. Различают электрический, механический, климатический режимы. Каждый из указанных режимов характеризуется своими параметрами.

Оптимальные условия работы прибора при эксплуатации, испытаниях или измерениях его параметров определяются номинальным режимом. Пределные параметры характеризуют предельно допустимые режимы работы. К ним относятся максимально допустимые значения напряжений на электродах прибора, максимально допустимая мощность, рассеиваемая прибором, и т. д.

Различают статический и динамический режимы. Если прибор работает при постоянных значениях напряжений на электродах, такой режим называется статическим. В этом случае все параметры не меняются во времени. Режим работы прибора, при котором напряжение хотя бы на одном из электродов меняется во времени, называется динамическим.

Кроме параметров режима различают параметры электронного прибора (например, коэффициент усиления, внутреннее сопротивление, междуэлектродные ёмкости и др.). Связь между изменениями токов и напряжений на электродах в статическом режиме описывается статическими характеристиками. Совокупность статических характеристик при фиксированных значениях третьего параметра называют семейством характеристик.

История создания электронных приборов базируется на открытиях и исследованиях физических явлений, связанных с взаимодействием свободных электронов с электромагнитными полями и веществом.

Работы как отечественных, так и зарубежных учёных в течение XIX в. создали фундамент электроники. На его основе в 1873 г. русский инженер А. Н. Лодыгин изобрёл первый электровакуумный прибор – лампу накаливания. В 1904 г. английский учёный Д. Флеминг сконструировал электровакуумный диод. В 1907 г. появилась первая усилительная электронная лампа – триод, которую изготовил Ли де Форест (США). Большое влияние на развитие электроники оказали работы А. Г. Столетова, А. С. Попова, К. Ф. Брауна, Д. Томсона, О. У. Ричардсона, А. Эйнштейна и др., выполненные в XIX–XX вв.

В 1907 г. русский учёный Б. Л. Розинг предложил использовать электронно-лучевую трубку для воссоздания изображений. Важный вклад в развитие отечественной электроники внесли русские учёные В. И. Коваленков, А. Д. Папалекси, М. А. Бонч-Бруевич, О. В. Лосев и др.

Существенное влияние на развитие электронных приборов оказали работы школы академика А. Ф. Иоффе в 30–40 гг. XX в. В последующем на их основе были изобретены многие приборы.

В 1948 г. американскими учёными Д. Бардиным, У. Браттейном и У. Шокли был разработан биполярный транзистор. В 50-е гг. были изобретены полевые транзисторы, солнечные батареи, оптроны, туннельные диоды, тиристоры и др.

Появление в 1960 г. первых интегральных схем положило начало развитию микроэлектроники.

Освоение диапазона сверхвысоких частот (СВЧ) привело к созданию ряда новых как электровакуумных, так и полупроводниковых приборов. Среди них клистроны, магнетроны, лампы бегущей волны (ЛБВ), лампы обратной волны (ЛОВ), лавинно-пролётные диоды, диоды Ганна, СВЧ-транзисторы и др.

Библиотека БГУИР

1. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ

1.1. Физические явления в полупроводниках

1.1.1. Свойства и параметры полупроводников

По своим электрическим свойствам полупроводники занимают промежуточное положение между проводниками и диэлектриками.

Основные свойства полупроводников, резко отличающие их от проводников, следующие:

- характер и степень зависимости электропроводности от температуры;
- сильное влияние малых количеств примесей на электропроводность полупроводников;
- чувствительность электропроводности к различного рода излучениям.

Значения удельной проводимости проводников, полупроводников и диэлектриков приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1

Класс вещества	Удельная электрическая проводимость, См/см	Удельное электрическое сопротивление, Ом·см
Проводники	10^4	$<10^{-4}$
Полупроводники	$10^4 \dots 10^{-10}$	$10^{-4} \dots 10^{10}$
Диэлектрики	$<10^{-10}$	$>10^{10}$

Полупроводники представляют собой наиболее многочисленный класс веществ. Для создания современных полупроводниковых приборов применяются кремний Si, германий Ge, селен Se, теллур Te, соединения A^{III}B^V (элементы третьей и пятой групп), арсенид галлия GaAs, арсенид индия InAs и др.

Основные параметры германия, кремния и арсенида галлия (при температуре 300 К) представлены в табл. 1.2.

Одним из наиболее детально изученных материалов является германий, открытый в 1886 г. немецким химиком Клеменсом Винклером. Содержание германия в земной коре составляет $7 \cdot 10^{-4}$ %. Кремний как полупроводник начал внедряться в технику примерно в то же время, что и германий, однако вследствие большой сложности очистки и получения монокристаллов кремния целый ряд полупроводниковых приборов был разработан вначале из германия и только впоследствии приборы на кремниевых полупроводниках получают всё более широкое распространение. К тому же кремний является одним из наиболее распространённых элементов. Земная кора содержит примерно 28 % кремния.

Применяемые в электронике полупроводники имеют монокристаллическую решётку. Каждый атом кристаллической решётки за счёт ковалентных связей прочно удерживается в узлах кристаллической решётки. В идеальной решётке все электроны связаны со своими атомами, поэтому такая структура не проводит электрический ток. Однако небольшие энергетические воздействия

могут привести к отрыву некоторых электронов от своих атомов, делая их способными перемещаться по кристаллической решётке. Такие электроны называются электронами проводимости. Энергетические состояния электронов проводимости образуют зону значений (уровней) энергии, называемую зоной проводимости. Энергетические состояния валентных электронов образуют валентную зону. Между максимальным уровнем энергии валентной зоны W_B и минимальным уровнем зоны проводимости W_C лежит запрещённая зона. Ширина запрещённой зоны $\Delta W = W_C - W_B$ определяет минимальную энергию, необходимую для освобождения валентного электрона, т. е. энергию ионизации атома полупроводника. Ширина запрещённой зоны для большинства полупроводников составляет 0,1...3 эВ. В частности, для германия $\Delta W = 0,72$ эВ, для кремния $\Delta W = 1,12$ эВ, для арсенида галлия $\Delta W = 1,42$ эВ.

Таблица 1.2

Параметр	Германий	Кремний	Арсенид галлия	
Число атомов в 1 см^3	$4,42 \cdot 10^{22}$	$5,0 \cdot 10^{22}$	$4,42 \cdot 10^{22}$	
Атомный вес	72,60	28,09	144,63	
Плотность, $\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$	5,3267	3,328	5,32	
Относительная диэлектрическая проницаемость	16	11,9	13,1	
Электрическое поле пробоя, $\text{В} \cdot \text{см}^{-1}$	10^5	$3 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$	
Ширина запрещённой зоны, эВ	0,72	1,12	1,42	
Эффективная плотность состояний в зоне проводимости, см^{-3}	$1,04 \cdot 10^{19}$	$2,8 \cdot 10^{19}$	$4,7 \cdot 10^{17}$	
Эффективная плотность состояний в валентной зоне, см^{-3}	$6 \cdot 10^{18}$	$1,04 \cdot 10^{19}$	$7,0 \cdot 10^{17}$	
Собственная концентрация носителей, см^{-3}	$2,4 \cdot 10^{13}$	$1,45 \cdot 10^{10}$	$1,79 \cdot 10^6$	
Собственное удельное сопротивление, Ом·см	47	$2,3 \cdot 10^5$	10^8	
Температура плавления, °С	937	1415	1238	
Подвижность, $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	электронов	3900	1500	8500
	дырок	1900	450	400
Коэффициент диффузии, $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$	электронов	100	36	290
	дырок	45	13	12
Дрейфовая скорость насыщения, $\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$	электронов	$6 \cdot 10^6$	10^7	$6 \cdot 10^6$
	дырок	$6 \cdot 10^6$	$8 \cdot 10^6$	—

Энергетические диаграммы собственного полупроводника и примесных полупроводников n- и p-типа представлены на рис. 1.1 а, б, в соответственно.

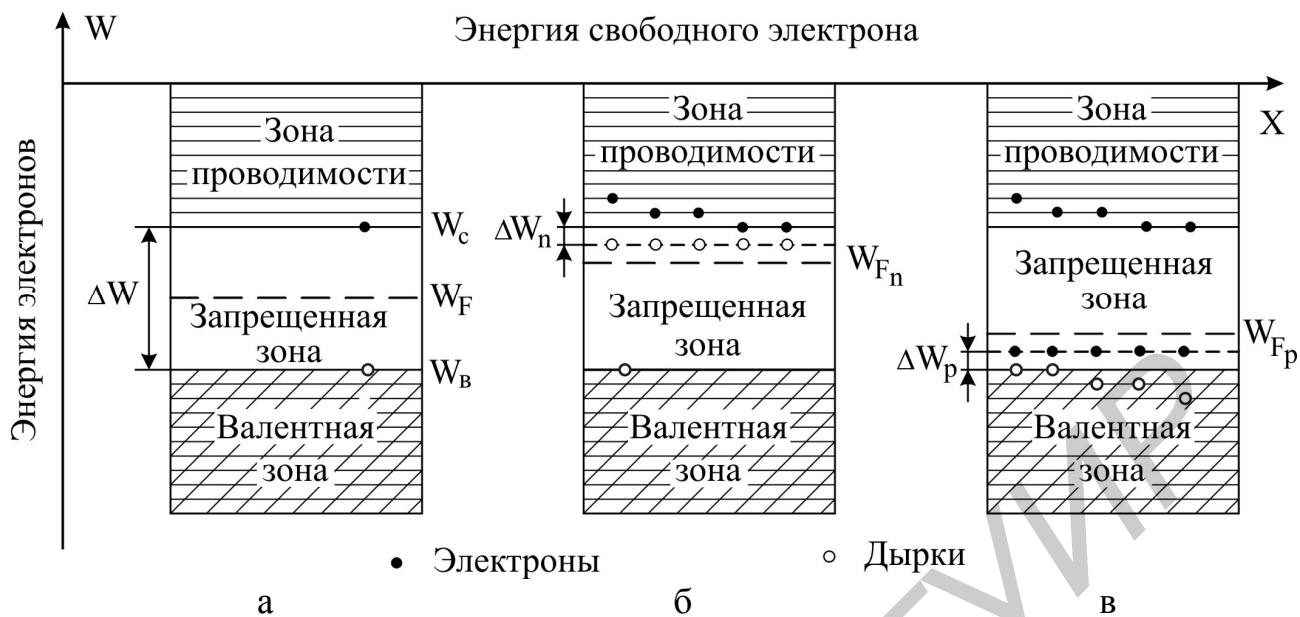


Рис. 1.1

Полупроводник, имеющий в узлах кристаллической решётки только свои атомы, называют собственным. Все величины, относящиеся к нему, обозначают индексом i (от intrinsic – собственный). Применяемые в электронике полупроводники являются примесными. У них часть атомов основного вещества замещена атомами другого вещества. Для германия и кремния используются пятивалентные (фосфор, сурьма, мышьяк) и трёхвалентные (бор, алюминий, галлий) примеси.

При внесении пятивалентной примеси четыре валентных электрона совместно с четырьмя электронами соседних атомов образуют ковалентные связи, а пятый электрон, благодаря малой энергии ионизации ΔW_n , даже при комнатной температуре может быть оторван от своего атома за счёт энергии теплового движения. При этом образуются неподвижный положительный заряд и электрон проводимости. Такие примеси называют донорными.

При введении примеси трёхвалентных элементов примесный атом отдаёт три своих валентных электрона для образования ковалентных связей с тремя близлежащими атомами. На незаполненную связь с четвёртым атомом могут легко переходить электроны с соседних связей. При этом примесный атом с присоединённым лишним электроном образует неподвижный отрицательный заряд; кроме того образуется дырка, способная перемещаться по решётке. Такие примеси называются акцепторными. Донорные и акцепторные примеси образуют локальные энергетические уровни, лежащие в запрещённой зоне (см. рис. 1.1, б, в).

1.1.2. Концентрация зарядов в полупроводнике

Вероятность нахождения свободного электрона в энергетическом состоянии W определяется функцией Ферми – Дирака:

$$F(W) = \frac{1}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1}, \quad (1.1)$$

где W_F – уровень Ферми, вероятность заполнения которого равна $1/2$;

kT – средняя энергия теплового движения микрочастицы при температуре T , К.

Для собственного полупроводника уровень Ферми W_{Fi} располагается по середине запрещённой зоны $W_{Fi} = \frac{W_c + W_v}{2}$. (1.2)

Концентрацию электронов проводимости для собственного полупроводника n_i можно рассчитать по формуле

$$n_i = \int_{W_c}^{\infty} 2F(W)dN, \quad (1.3)$$

где dN – число энергетических уровней, на которых могут находиться электроны проводимости, или

$$n_i = N_c e^{\frac{W_{Fi}-W_c}{kT}} = N_c e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}. \quad (1.4)$$

Здесь N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости ($N_c = 1,04 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для германия, $N_c = 2,8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для кремния).

Можно считать, что при $T = 300 \text{ К}$ число свободных электронов в германии $n_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, в кремнии $n_i = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

В идеальной кристаллической решётке собственного полупроводника число дырок равно числу свободных электронов:

$$p_i = n_i. \quad (1.5)$$

Это является результатом динамического равновесия генерации и рекомбинации подвижных носителей заряда. Число исчезающих в единицу времени электронно-дырочных пар характеризуется скоростью рекомбинации, которая зависит от свойств полупроводника и пропорциональна концентрации электронов и дырок:

$$v_{\text{рек}} = \gamma \cdot n_i \cdot p_i = \gamma n_i^2, \quad (1.6)$$

где γ – коэффициент рекомбинации, зависящий от свойств полупроводника.

Скорость генерации – число освобождающихся в единицу времени электронно-дырочных пар – зависит от ширины запрещённой зоны и температуры полупроводника:

$$v_{\text{ген}} = \gamma n_i^2 = v_{\text{рек}}. \quad (1.7)$$

В полупроводниках с донорной примесью N_d концентрация электронов проводимости

$$n_n = N_d + n_i. \quad (1.8)$$

Обычно $N_d \gg n_i$, поэтому можно считать

$$n_n \approx N_d. \quad (1.9)$$

Так как $v_{рек} = \gamma \cdot n_n \cdot p_n$, то

$$n_n \cdot p_n = n_i^2, \text{ отсюда}$$

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{n_i^2}{N_d}, \quad (1.10)$$

т. е. концентрация дырок значительно ниже, чем в собственном полупроводнике. В этом случае дырки являются неосновными носителями, а электроны – основными носителями заряда.

Полупроводники с донорной примесью называются электронными полупроводниками или полупроводниками n-типа.

Уровень Ферми для полупроводника n-типа имеет вид

$$W_{F_n} = \frac{W_c + W_n}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{2N_c}{N_d}, \quad (1.11)$$

где W_n – уровень доноров.

С повышением температуры он смещается к середине запрещённой зоны.

В случае полупроводника с акцепторной примесью N_a концентрация дырок p_p :

$$p_p = N_a + p_i. \quad (1.12)$$

Обычно $N_a \gg p_i$ и $p_p \approx N_a$.

Концентрация электронов n_p :

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} = \frac{n_i^2}{N_a}. \quad (1.13)$$

Электроны в этом случае являются неосновными носителями заряда, дырки – основными носителями, а полупроводник с акцепторной примесью называют дырочным или полупроводником p-типа.

Положение уровня Ферми W_{F_p} в таком случае определяется соотношением

$$W_{F_p} = \frac{W_v + W_p}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{2N_v}{N_a}, \quad (1.14)$$

где W_p – уровень акцепторов;

N_v – эффективная плотность состояний в валентной зоне.

С повышением температуры он смещается к середине запрещённой зоны.

Под влиянием различных энергетических воздействий в полупроводнике может возникнуть неравновесная концентрация зарядов. Образование неравновесных (избыточных) носителей заряда может происходить при освещении полупроводника, в результате чего появляются дополнительные электронно-дырочные пары. В полупроводниковых диодах и транзисторах при прохождении тока образуются неравновесные носители заряда. Процесс рекомбинации

электронов и дырок может происходить либо прямым путём – из зоны в зону, либо через локальные энергетические уровни в запрещённой зоне, называемые центрами рекомбинации, или ловушками (рис. 1.2).

Центры рекомбинации (А, Б) создаются примесями, имеющими энергетические уровни вблизи середины запрещённой зоны полупроводника. К ним относятся медь, никель, кобальт, золото. Центры рекомбинации могут создаваться также дефектами кристаллической решётки.

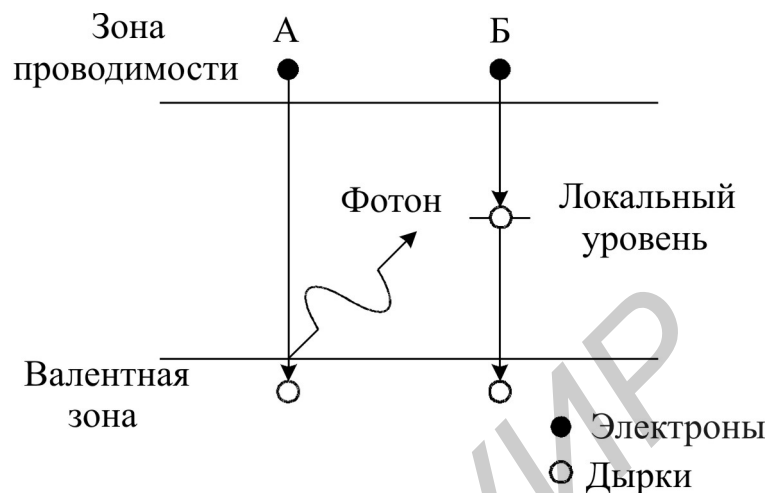


Рис. 1.2

1.2. Токи в полупроводниках

1.2.1. Дрейфовый ток

При наличии электрического поля на хаотическое движение электронов и дырок накладывается компонента направленного движения. В результате электроны и дырки начинают перемещаться – возникает дрейфовый ток. Плотность дрейфового тока пропорциональна концентрации носителей, подвижности и напряжённости поля E :

$$j_{n \text{ др}} = qn\mu_n E; \quad (1.15)$$

$$j_{p \text{ др}} = qp\mu_p E, \quad (1.16)$$

где μ_n , μ_p – подвижности электронов и дырок.

Суммарная плотность дрейфового тока $j_{\text{др}}$ равна

$$j_{\text{др}} = q(n\mu_n + p\mu_p)E = \sigma E; \quad (1.17)$$

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p), \quad (1.18)$$

где σ – удельная электрическая проводимость полупроводника, См/см.

У германия $\mu_n = 3900 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$, $\mu_p = 1900 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$; у кремния $\mu_n = 1500 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$, $\mu_p = 450 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$.

Зависимость удельной электрической проводимости от температуры представлена на рис. 1.3.

При низкой температуре концентрация электронов и дырок определяется в основном концентрацией примеси и слабо зависит от температуры. С ростом

температуры удельная проводимость несколько уменьшается за счёт уменьшения подвижности носителей заряда.

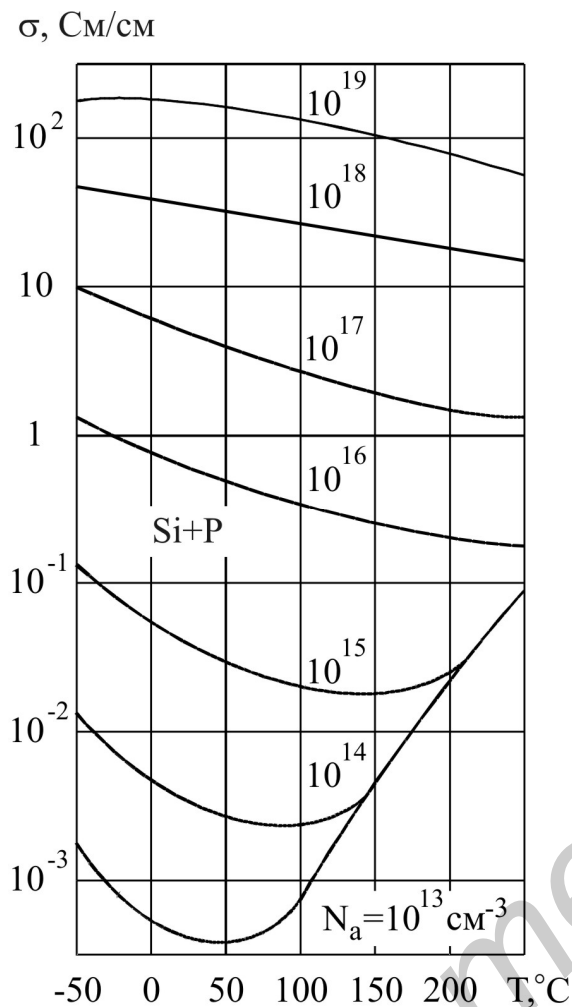


Рис. 1.3

$$j_{p \text{ диф}} = -qD_p \frac{dp}{dx}, \quad (1.19)$$

где D_p – коэффициент диффузии дырок, равный для германия $44 \text{ см}^2/\text{с}$, для кремния – $65 \text{ см}^2/\text{с}$.

Знак «минус» указывает, что диффузионный дырочный ток направлен в сторону уменьшения концентрации дырок; $\frac{dp}{dx}$ – градиент концентрации дырок.

Плотность диффузионного тока электронов определяется аналогично:

$$j_{n \text{ диф}} = qD_n \frac{dn}{dx}, \quad (1.20)$$

При высокой температуре начинается ионизация собственных атомов полупроводника, поэтому концентрация носителей, а следовательно, и проводимость полупроводника возрастают.

При прохождении дрейфового тока через однородный полупроводник концентрация носителей заряда в любом элементарном объёме остаётся постоянной.

1.2.2. Диффузионный ток

Если концентрация подвижных носителей в различных точках неодинакова, в полупроводнике в соответствии с законами теплового движения возникает диффузия частиц из области с большей их концентрацией в область с меньшей концентрацией. В результате этого в полупроводнике возникает электрический ток, обусловленный градиентом (перепадом) концентрации носителей, называемый диффузионным током.

Плотность диффузионного тока дырок в одномерном случае:

где D_n – коэффициент диффузии электронов, равный $93 \text{ см}^2/\text{с}$ для германия и $31 \text{ см}^2/\text{с}$ для кремния; $\frac{dn}{dx}$ – градиент концентрации электронов.

Принято считать, что диффузионный ток направлен в сторону увеличения концентрации электронов, поэтому он берётся со знаком «плюс».

В полупроводнике могут существовать и электрическое поле, и градиент концентрации носителей заряда. Тогда ток в полупроводнике будет иметь как дрейфовую, так и диффузионную составляющие:

$$j_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx}; \quad (1.21)$$

$$j_p = qr\mu_p E - qD_p \frac{dp}{dx}. \quad (1.22)$$

Параметры дрейфового и диффузионного токов связаны между собой соотношениями Эйнштейна:

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n; \quad D_p = \frac{kT}{q} \mu_p, \quad (1.23)$$

где $\frac{kT}{q}$ – температурный потенциал.

1.3. Уравнение непрерывности

Уравнение непрерывности является одним из основных уравнений, используемых при анализе и расчёте электрических параметров и характеристик полупроводниковых приборов. В нём учитывается дрейфовое и диффузионное движение свободных носителей в полупроводнике, а также их рекомбинация или генерация. Концентрация носителей заряда в элементарном объёме полупроводника может изменяться за счёт генерации и рекомбинации носителей, а также вследствие различия в величине втекающего и вытекающего токов. Скорость изменения концентрации носителей в рассматриваемом объёме определяется скоростью рекомбинации $\left(\frac{dp}{dt}\right)_\tau$, скоростью изменения концентрации носителей заряда за счёт различия в величине втекающего и вытекающего токов $\left(\frac{dp}{dt}\right)_j$ и скоростью генерации носителей g , которую будем считать равной нулю ($g = 0$):

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \left(\frac{dp}{dt}\right)_\tau + \left(\frac{dp}{dt}\right)_j + g = \left(\frac{dp}{dt}\right)_\tau + \left(\frac{dp}{dt}\right)_j. \quad (1.24)$$

Скорость рекомбинации дырок определяется выражением

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_\tau = -\frac{p - p_n}{\tau_p}, \quad (1.25)$$

где $p - p_n$ – превышение над равновесной концентрацией дырок;

τ_p – время жизни неравновесных неосновных носителей.

Скорость изменения концентрации носителей $\left(\frac{dp}{dt}\right)_j$ можно определить,

зная плотность тока в полупроводнике:

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_j = -\mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}. \quad (1.26)$$

Полная скорость изменения концентрации дырок в элементарном объёме будет равна

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_n}{\tau_p} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}. \quad (1.27)$$

Это выражение называется уравнением непрерывности.

Аналогичное уравнение можно написать и для электронов:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_p}{\tau_n} - \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} - D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \quad (1.28)$$

В формулах (1.27) и (1.28) τ_p и τ_n – время жизни неосновных носителей.

1.4. Электрические переходы в полупроводниковых приборах

Электрическим переходом называется переходный слой между областями твёрдого тела с различными типами или значениями проводимости. Чаще всего используется электрический переход между полупроводниками n- и p-типа, называемый электронно-дырочным переходом или p-n-переходом. Используются также переходы между областями с одинаковым типом электропроводности, но с различными значениями удельной проводимости ($n^+ - n$; $p^+ - p$). Знак «+» отмечает область с большей концентрацией примеси.

Широкое применение получили переходы металл – полупроводник. Электрические переходы могут создаваться как на основе полупроводников с одинаковой шириной запрещённой зоны (гомопереходы), так и с различными значениями ширины (гетеропереходы).

Электрические переходы используются практически во всех полупроводниковых приборах. Физические процессы в переходах лежат в основе действия большинства полупроводниковых приборов.

1.5. Электронно-дырочный переход

Электронно-дырочный переход получается путём легирования примесью части монокристалла. Легирование осуществляется путём диффузии атомов примеси из внешней среды при высокой температуре, ионным внедрением при бомбардировке кристалла пучком ионов примесей, ускоренных в электрическом поле, сплавлением в полупроводник металла, содержащего нужные примеси, а также методом эпитаксии – наращиванием на поверхность кристалла подложки тонкой плёнки полупроводника с противоположным типом проводимости.

На рис. 1.4, а приведена структура кремниевого р-п-перехода, полученного методом диффузии акцепторов в полупроводник n-типа через маску из плёнки двуокиси кремния. Распределение концентрации доноров N_d приведено на рис. 1.4, б и акцепторов N_a – на рис. 1.4, в.

Поверхность, на которой $N_a = N_d$, называется металлургической границей X_0 . Эффективная концентрация примеси на ней равна нулю.

Широко применяются несимметричные р-п-переходы, в которых концентрация примесей в эмиттере значительно больше, чем в другой области – базе. В симметричных р-п-переходах концентрация акцепторов в р-области равна концентрации доноров в n-области.

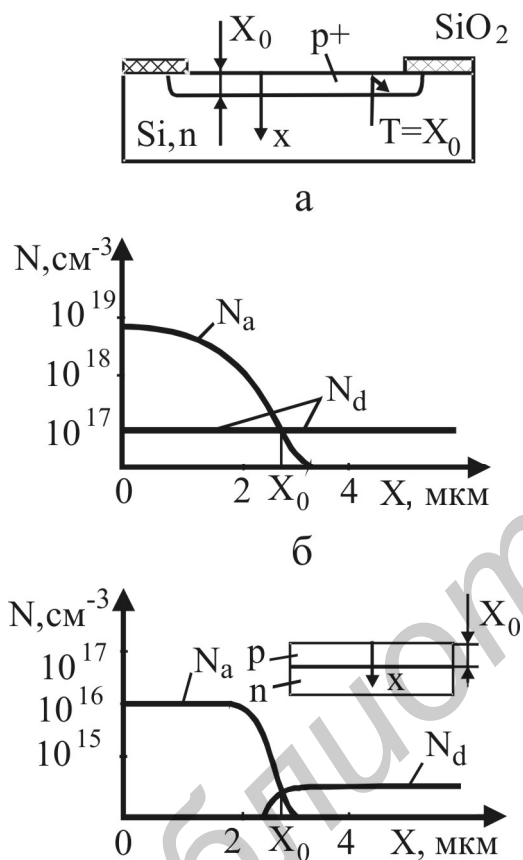


Рис. 1.4

1.6. Электронно-дырочный переход в равновесном состоянии

Равновесие соответствует нулевому внешнему напряжению на переходе. Поскольку концентрация электронов в n-области значительно больше, чем в р-области, а концентрация дырок в р-области больше, чем в n-области, то на границе раздела полупроводников возникает градиент концентрации подвижных носителей заряда (электронов и дырок):

$$\frac{dn}{dx}, \frac{dp}{dx}$$

Вследствие этого заряды будут диффундировать из области с большей концентрацией в область с меньшей концентрацией, что приведёт к появлению диффузионного тока электронов и дырок, плотность которых равна:

$$j_{n \text{ диф}} = qD_n \frac{dn}{dx}; \quad (1.29)$$

$$j_{p \text{ диф}} = -qD_p \frac{dp}{dx}. \quad (1.30)$$

На границе р- и n-областей создаётся слой, обеднённый подвижными носителями. В приконтактной области n-типа появляется нескомпенсированный заряд положительных ионов, а в дырочной области – нескомпенсированный заряд отрицательных ионов примесей. Таким образом, электронный полупроводник заряжается положительно, а дырочный – отрицательно.

Между областями полупроводника с различными типами электропроводности возникает электрическое поле напряжённостью E . Образовавшийся

двойной слой электрических зарядов называется запирающим, он обеднён основными носителями и имеет вследствие этого низкую электропроводность. Вектор напряженности поля направлен так, что он препятствует диффузионному движению основных носителей и ускоряет неосновные носители. Этому полю соответствует контактная разность потенциалов φ_k , связанная с взаимной диффузией носителей. За пределами р-п-перехода полупроводниковые области остаются нейтральными.

Движение неосновных носителей образует дрейфовый ток, направленный навстречу диффузионному току.

Итак, в условиях равновесия встречные дрейфовый и диффузионный токи должны быть равны, т. е.

$$j_{др} + j_{диф} = 0. \quad (1.31)$$

Определим выражение контактной разности потенциалов, для чего воспользуемся соотношением (1.31), подставив выражения дрейфового и диффузионного токов:

$$\begin{aligned} -qD_p \frac{dp}{dx} + q\mu_p E &= 0; & E &= -\frac{dU}{dx}; \\ -qD_p \frac{dp}{dx} - q\mu_p \frac{dU}{dx} &= 0 \text{ или } dU &= -\frac{D_p}{\mu_p} \frac{dp}{p}. \end{aligned}$$

Используя соотношения Эйнштейна, запишем $dU = -\frac{kT}{q} \cdot \frac{dp}{p}$;

тогда

$$U = -\frac{kT}{q} \ln p + C. \quad (1.32)$$

Постоянную интегрирования C найдём, используя граничные условия: потенциал в р-области $U = \varphi_p$, концентрация дырок $p = p_p$; в п-области потенциал $U = \varphi_n$ и $p = p_n$. Тогда выражение для контактной разности потенциалов φ_k в р-п-переходе

$$\varphi_k = \varphi_n - \varphi_p = \frac{kT}{q} \cdot \ln \frac{p_p}{p_n} = \frac{kT}{q} \cdot \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}. \quad (1.33)$$

Если принять $N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T = 300 \text{ К}$ для германиевого р-п-перехода, то $\varphi_k \approx 0,3\text{В}$.

1.7. Распределение зарядов и поля в р-п-переходе

Рассмотрим распределение зарядов и электрического поля в условиях равновесия в плоско-параллельном переходе, имеющем одинаковую концентрацию доноров и акцепторов во всём объеме $N_a = N_d$ и резкое изменение типа проводимости на границе р- и п-областей (рис. 1.5, а-д).

Используя выражение (1.32) и полагая $U = \phi_p$ при $p = p_p$, найдём концентрацию дырок в переходе:

$$p = p_p \cdot e^{\frac{q(\phi_p - U)}{kT}}. \quad (1.34)$$

Аналогично можно получить выражение для концентрации электронов:

$$n = n_n \cdot e^{\frac{q(\phi_n - U)}{kT}}. \quad (1.35)$$

С ростом потенциала U концентрация дырок и электронов быстро убывает. Вдали от перехода концентрация электронов и дырок одинакова и определяется условием нейтральности объема полупроводника: $p_p - n_p - N_a = 0$;

$$-p_n + n_n + N_d = 0. \quad (1.36)$$

Распределение поля в переходе можно найти, воспользовавшись теоремой Остроградского – Гаусса.

Для этого внутри перехода толщиной δ выделим призму ABCD с основанием в 1 см^2 , высотой $\frac{\delta}{2} - x$ и заключенным в ней зарядом q (см. рис. 1.5), а затем определим поток вектора напряженности через поверхность этой призмы. Так как за переходом поле равно нулю вследствие нейтральности заряда, то поток вектора E через поверхность CD равен нулю. Поток вектора E через боковые поверхности AD и BC также равны нулю, потому что по условию вектор E параллелен оси x .

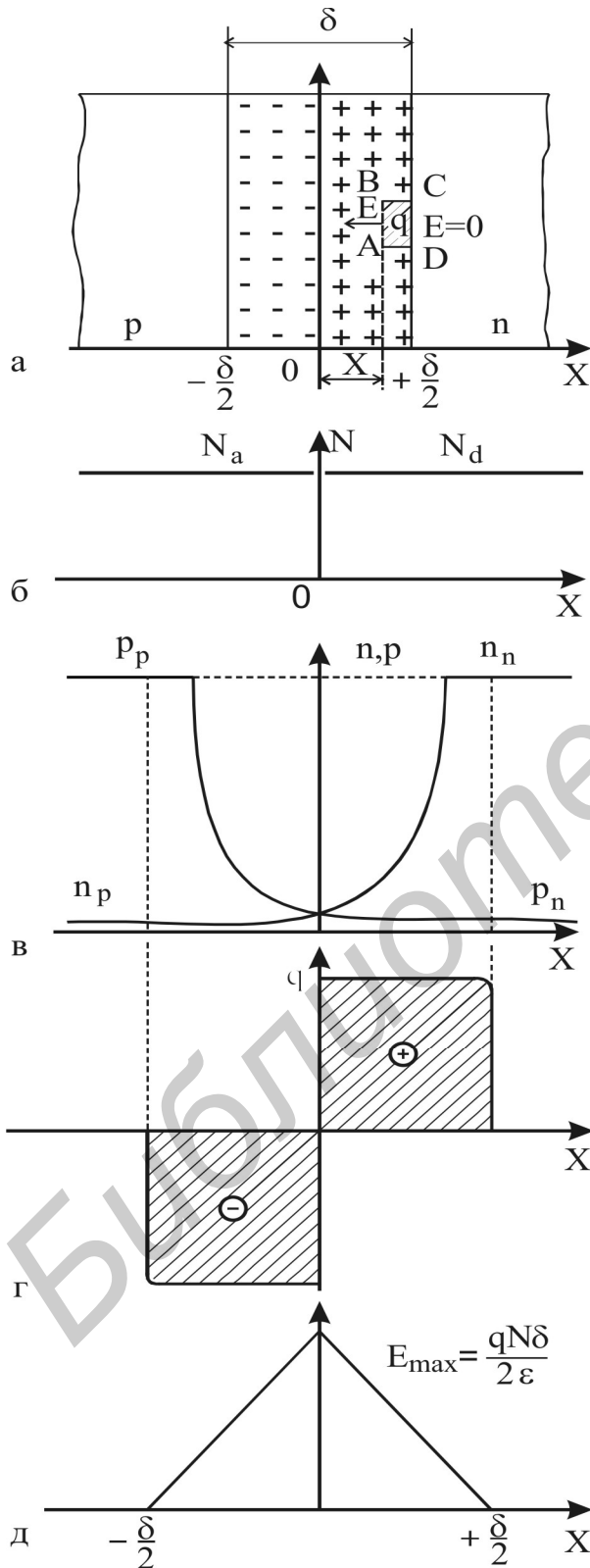


Рис. 1.5

Следовательно, поток вектора E через поверхность рассматриваемого объема равен

$$\Psi = \Psi_{AB} = E \cdot 1 \text{ см}^2 = E .$$

В соответствии с теоремой Остроградского – Гаусса $\Psi = \frac{Q}{\varepsilon}$, поэтому

$$E = \frac{Q}{\varepsilon} = \frac{Nq \left(\frac{\delta}{2} - x \right)}{\varepsilon}; \text{ при } x < 0 \quad E = \frac{Nq \left(\frac{\delta}{2} + x \right)}{\varepsilon} .$$

Электрическое поле в переходе линейно возрастает от нуля на границе перехода до максимального значения в середине перехода, т. е. при $x = 0$

$$E_{\max} = \frac{N \cdot q \cdot \delta}{2\varepsilon} . \quad (1.37)$$

Толщину симметричного перехода δ определим, воспользовавшись соотношением

$$\int_0^{\delta/2} E dx = \frac{\varphi_k}{2} . \quad (1.38)$$

Подставляя выражение (1.39), получим

$$\delta = \sqrt{\frac{4\varepsilon}{q \cdot N}} \cdot \varphi_k . \quad (1.39)$$

Если концентрация примеси в р- и n-областях различна, то и глубина проникновения перехода в р-и n-области будет неодинакова (рис. 1.6), т. к. нескомпенсированный заряд в обеих частях должен быть одинаковым $Q_1 = Q_2$.

Большую толщину переход имеет в областях с меньшей концентрацией примеси.

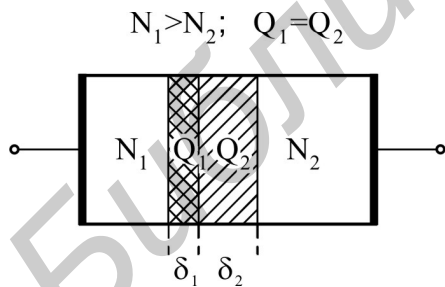


Рис. 1.6

Суммарная толщина перехода в этом случае определится так:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varphi_k}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)} . \quad (1.40)$$

На рис. 1.7, а, б показана энергетическая диаграмма р-n-структуры. Так как величина энергии уровня Ферми должна быть одинаковой по всей структуре, уровень Ферми располагается на одной высоте.

В области р-n-перехода энергетические уровни (см. рис. 1.7, б) имеют наклон, что свидетельствует о наличии градиента потенциала, а следовательно, и электрического поля, выталкивающего подвижные заряды из перехода.

Разность минимальных значений энергии в зонах проводимости p- и n-областей определяется контактной разностью потенциалов. Чтобы перейти в валентную зону n-области, дырки должны совершить работу, равную $q \cdot \phi_K$.

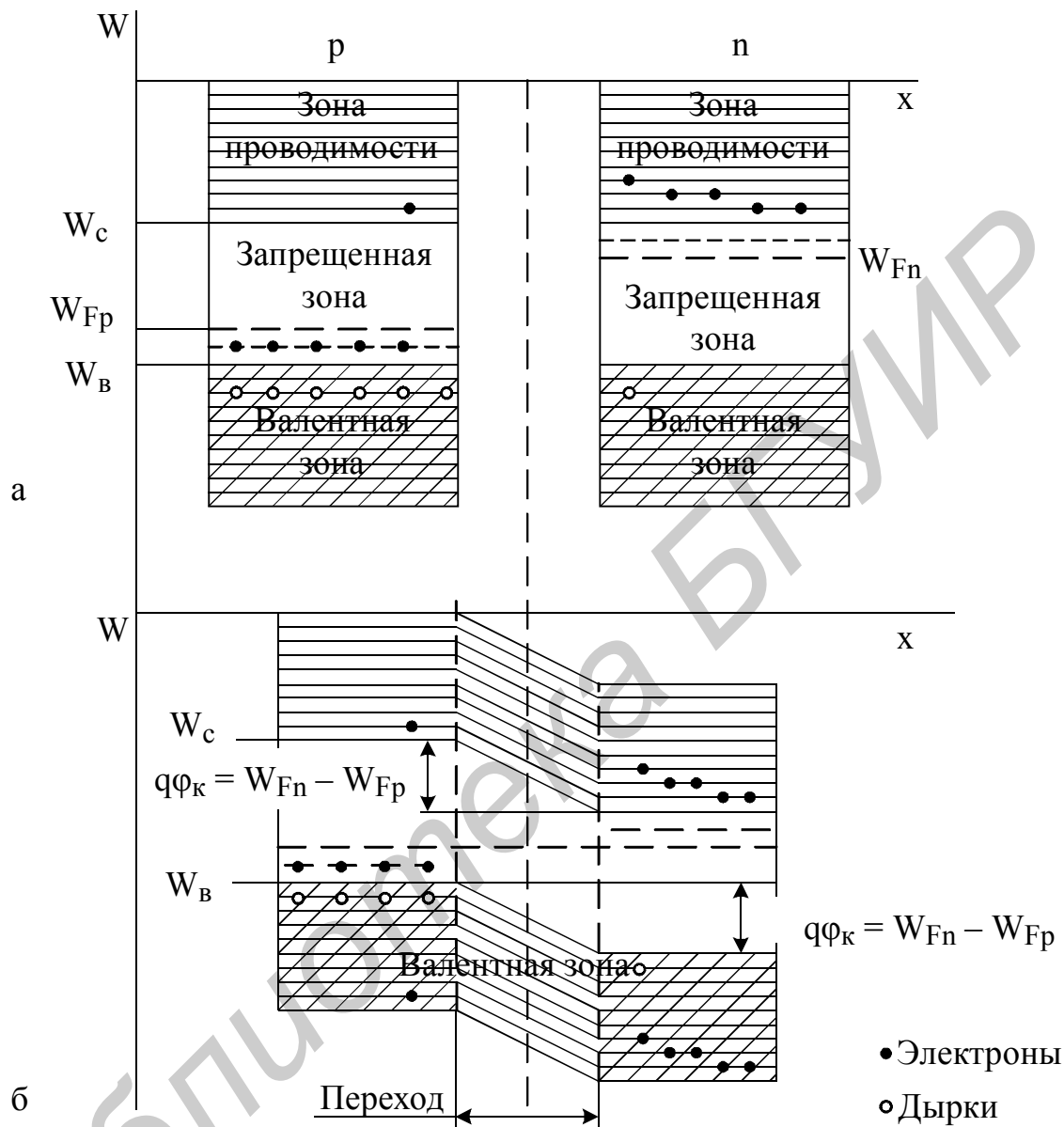


Рис. 1.7

В области перехода энергетические уровни расположены наклонно, что свидетельствует о наличии градиента потенциала, а следовательно, и электрического поля, выталкивающего подвижные носители заряда из перехода. Поэтому концентрация электронов и дырок в переходе очень низкая.

1.8. Электронно-дырочный переход в неравновесном состоянии

Если к р-п-переходу подключить источник напряжения, равновесное состояние нарушится и в цепи будет протекать ток. Различают прямое и обратное включения р-п-перехода.

Прямое включение. Пусть внешнее напряжение приложено плюсом к р-области, а минусом – к n-области (рис. 1.8, а, б).

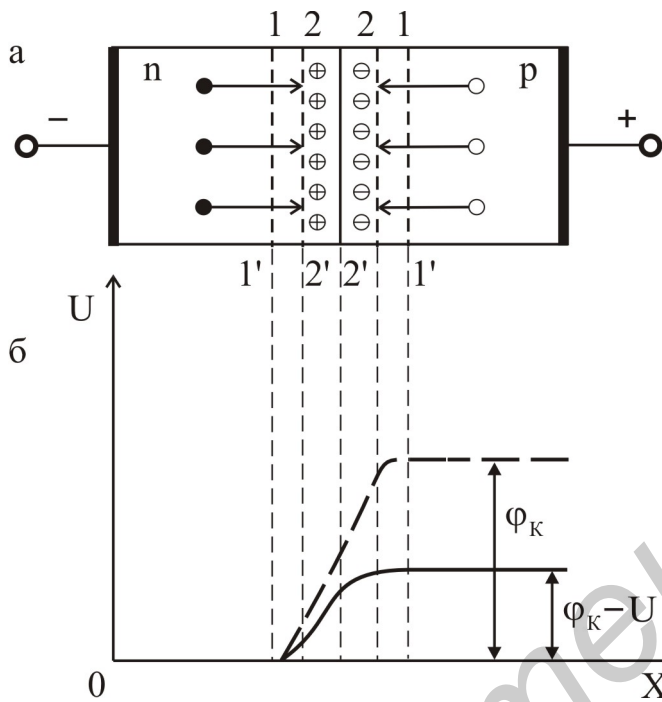


Рис. 1.8

При этом оно противоположно по знаку контактной разности потенциалов. Так как концентрация подвижных носителей в р-п-переходе значительно ниже, чем в р- и n-областях, сопротивление р-п-перехода значительно выше сопротивления р- и n-областей. Можно считать, что приложенное напряжение полностью падает на переходе. Основные носители будут двигаться к контакту, сокращая дефицит носителей в р-п-переходе, и уменьшать сопротивление и толщину р-п-перехода. Результирующее

поле в р-п-переходе будет равно $u = \phi_K - U$. Поток основных носителей через контакт увеличится. Ток, протекающий через переход, в данном случае называется прямым, а напряжение, приложенное к переходу – прямым напряжением. При $U > \phi_K$ потенциальный барьер для основных носителей исчезает и ток ограничивается обычным омическим сопротивлением объема полупроводника.

Диффузия дырок через переход приводит к увеличению концентрации дырок за переходом. Возникающий при этом градиент концентрации дырок обуславливает диффузионное проникновение их в глубь n-области, где они являются неосновными носителями. Это явление называется инжекцией (впрыскиванием). Инжекция дырок не нарушает электрической нейтральности в n-области, т. к. она сопровождается поступлением из внешней цепи такого же количества электронов.

Толщина перехода в этом случае

$$\delta = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\varphi_k - U)}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}. \quad (1.41)$$

Диффузионная составляющая будет превышать дрейфовую составляющую. В результате

$$j = j_{\text{диф}} + j_{\text{др}} \neq 0. \quad (1.42)$$

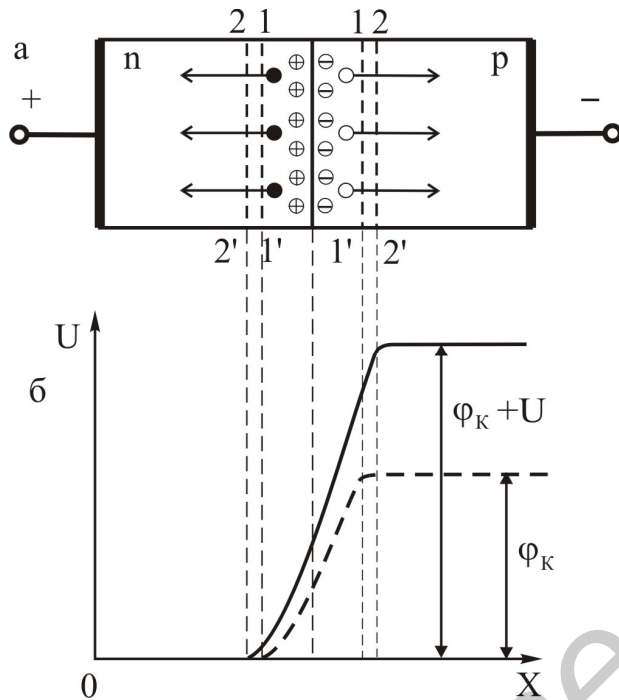


Рис. 1.9

Обратное включение. Если внешнее напряжение приложено плюсом к n-области, а минусом к r-области, то оно совпадает по знаку с контактной разностью потенциалов (рис. 1.9, а, б). В этом случае напряжение на переходе возрастает и высота потенциального барьера становится выше, чем при отсутствии напряжения $u = \varphi_k + U$. Толщина перехода возрастает:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\varphi_k + U)}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}. \quad (1.43)$$

Результирующая напряженность электрического поля в переходе будет выше, что приведет к увеличению дрейфового тока:

$$j_{\text{др}} \gg j_{\text{диф}}; j = j_{\text{диф}} + j_{\text{др}} \neq 0. \quad (1.44)$$

Направление результирующего тока противоположно направлению прямого тока, поэтому он называется обратным током, а напряжение, вызывающее обратный ток, называется обратным напряжением. Поле в переходе является ускоряющим лишь для неосновных носителей. Под действием этого поля концентрация неосновных носителей на границе перехода снижается и появляется градиент концентрации носителей заряда. Это явление называется экстракцией носителей. Значение тока экстракции определяется числом неосновных носителей заряда, возникающих в полупроводнике в единицу времени на расстоянии, которое они могут пройти за время жизни. Это расстояние называется диффузионной длиной электронов и дырок. Концентрация неосновных носителей на расстоянии диффузионной длины убывает в e раз.

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}, L_p = \sqrt{D_p \tau_p}, \quad (1.45)$$

где L_n, L_p – диффузионная длина электронов и дырок;

D_n, D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок;

τ_n, τ_p – время жизни электронов и дырок.

Так как число неосновных носителей мало, ток экстракции через переход намного меньше прямого тока. Он практически не зависит от приложенного напряжения и является током насыщения.

Таким образом, р-п-переход обладает несимметричной проводимостью: проводимость в прямом направлении значительно превышает проводимость р-п-перехода в обратном направлении, что нашло широкое применение при изготовлении полупроводниковых приборов.

1.9. Вольт-амперная характеристика р-п-перехода

Вольт-амперная характеристика р-п-перехода представляет собой зависимость тока через р-п-переход от величины и полярности приложенного напряжения.

При выводе вольт-амперной характеристики можно предположить, что токи неосновных носителей заряда через переход с изменением полярности и величины приложенного напряжения не изменяются. Токи основных носителей меняются существенно и при приложении обратного напряжения резко уменьшаются.

Токи основных носителей можно рассматривать как токи эмиссии зарядов через контактный слой, на котором скачок потенциальной энергии равен работе выхода электрона. При этом предположении токи основных носителей с увеличением обратного напряжения будут уменьшаться по экспоненциальному закону.

Плотность тока основных носителей можно записать так:

$$j_{n \text{ диф}} = j_{n \text{ др}} e^{\frac{qU}{kT}}; j_{p \text{ диф}} = j_{p \text{ др}} e^{\frac{qU}{kT}}. \quad (1.46)$$

Если прикладывать прямое напряжение, высота барьера уменьшается и токи основных носителей будут экспоненциально возрастать. Плотность полного тока через переход будет равна

$$j = (j_{p \text{ диф}} - j_{p \text{ др}}) + (j_{n \text{ диф}} - j_{n \text{ др}}) = j_{p \text{ др}} \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) + j_{n \text{ др}} \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) = j_0 \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right),$$

где $j_0 = j_{n \text{ др}} + j_{p \text{ др}}$.

Полный ток через переход можно представить в виде $I = j \cdot \Pi$, где Π – площадь р-п-перехода.

$$\text{Тогда } I = I_0 \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right), \quad (1.47)$$

где I_0 – обратный ток, называемый тепловым током или током насыщения:

$$I_0 = q\Pi \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right). \quad (1.48)$$

По своей физической природе он представляет собой ток экстракции, следовательно, величина его очень мала. Вольт-амперная характеристика, соответствующая этому выражению, показана на рис. 1.10.

При $T = 300 \text{ К}$ величина $\frac{q}{kT} \approx 40 \text{ В}^{-1}$, поэтому при относительно небольшом прямом напряжении ток через переход резко возрастает. При подаче обратного напряжения ток, изменив направление, быстро достигает значения

I_0 , а далее остается постоянным независимо от величины приложенного напряжения.

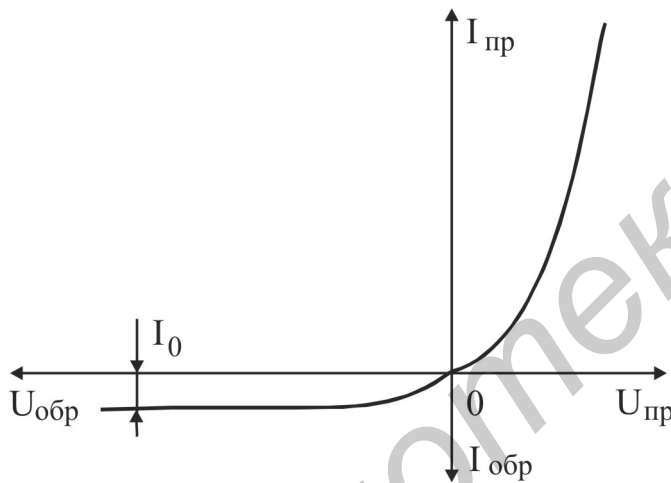


Рис. 1.10

Реальная характеристика p-n-перехода отличается от теоретической (рис. 1.11). Эти различия обусловлены термогенерацией носителей в запирающем слое перехода, падением напряжения на сопротивлениях областей полупроводника, а также явлением пробоя при обратном напряжении.

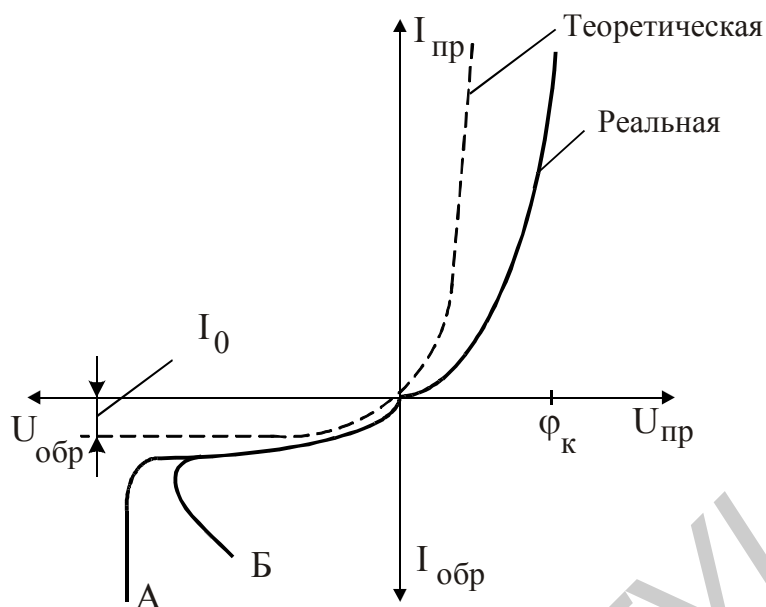


Рис. 1.11

1.10. Пробой p-n-перехода

Ток генерации будет расти при увеличении обратного напряжения, т. к. количество генерируемых носителей пропорционально объему запирающего слоя, который зависит от ширины p-n-перехода. Поэтому на реальной характеристике при увеличении обратного напряжения наблюдается небольшой рост обратного тока. Когда обратное напряжение достигает некоторого критического значения, резко возрастает обратный ток. Это явление называют пробоем p-n-перехода. Различают два вида пробоя: электрический и тепловой. В обоих случаях резкий рост тока связан с увеличением числа носителей через переход.

Если за время свободного пробега электрон успевает набрать достаточную энергию, возникает ударная ионизация атомов электронами, для чего необходима определенная напряженность электрического поля. В германиевом переходе она составляет $80 \dots 120 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$.

В результате ударной ионизации начинается лавинное размножение носителей заряда. Коэффициент размножения M носителей заряда можно определить из выражения

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_{\text{проб}}} \right)^k}. \quad (1.49)$$

Величина напряжения пробоя $U_{\text{проб}}$ зависит от рода материала, удельного сопротивления ρ и типа перехода:

$$U_{\text{проб}} = a \cdot \rho^m. \quad (1.50)$$

Значения постоянных a и m указаны в табл. 1.3:

Таблица 1.3

Материал и тип перехода	a	m	k
Германиевый p-n-переход	83	0,6	3
Кремниевый p-n-переход	86	0,65	3,5

При значительных напряжённостях электрического поля (порядка $200 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$) возможен туннельный пробой, обусловленный прямым переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости смежной области, происходящий без изменения энергии электрона (туннельный эффект).

Тепловой пробой возникает вследствие перегрева перехода проходящим через него током при недостаточном теплоотводе. В режиме постоянного тока мощность, подводимая к переходу $P_{\text{подв}}$, равна

$$P_{\text{подв}} = U_{\text{обр}} \cdot I_{\text{обр}}. \quad (1.51)$$

Эта мощность идет на разогрев перехода, в результате чего температура перехода $T_{\text{п}}$ возрастает. Выделяющееся в переходе тепло рассеивается в основном за счет теплопроводности, поэтому отводимая от перехода мощность $P_{\text{отв}}$ пропорциональна разности температур перехода $T_{\text{п}}$ и окружающей среды T_0 :

$$P_{\text{отв}} = \frac{T_{\text{п}} - T_0}{R_{\text{т}}}, \quad (1.52)$$

где $R_{\text{т}}$ – общее тепловое сопротивление.

$$\text{Здесь } R_{\text{т}} = \frac{\delta}{\lambda \Pi}, \quad (1.53)$$

где δ – толщина перехода;

λ – коэффициент теплопроводности полупроводника;

Π – площадь перехода.

В установившемся режиме

$$P_{\text{подв}} = P_{\text{отв}} \text{ или } U_{\text{обр}} \cdot I_{\text{обр}} = \frac{T_{\text{п}} - T_0}{R_{\text{т}}}. \quad (1.54)$$

Из выражения (1.54), найдём, что

$$U_{\text{обр max}} = \frac{T_{\text{п max}} - T_0}{R_{\text{т}} \cdot I_{\text{обр}}}. \quad (1.55)$$

Вольт-амперная характеристика p-n-перехода в режиме теплового пробоя соответствует кривой Б на рис. 1.11. Уравнение вольт-амперной характеристики в области больших прямых токов можно записать в виде

$$I = I_0 \left(e^{\frac{q(U - I \cdot r_0)}{kT}} - 1 \right), \quad (1.56)$$

где r_6 – электрическое сопротивление базы, контактов и выводов.

1.11. Емкости р-п-перехода

Р-п-переход обладает емкостными свойствами, т. е. способностью накапливать и отдавать заряд при увеличении или уменьшении приложенного напряжения. Накопление заряда происходит в переходе и в р- и п-областях полупроводника. Различают барьерную C_6 и диффузионную $C_{\text{диф}}$ емкости:

$$C = C_6 + C_{\text{диф}}. \quad (1.57)$$

С учетом (1.40)

$$C_6 = \frac{dQ}{dU} = \Pi \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot q \cdot N_d}{2(\varphi_k + U)}}. \quad (1.58)$$

Зависимость барьерной емкости от приложенного напряжения можно записать как

$$C_6 = \frac{C_0}{\sqrt{1 + \frac{U}{\varphi_k}}}, \quad (1.59)$$

где C_0 – начальное значение барьерной емкости при $U = 0$.

При переходе в область прямых напряжений не только возрастает барьерная емкость, но и появляется диффузионная емкость, обусловленная накоплением неравновесных зарядов в р- и п-областях:

$$C_{\text{диф}} = \frac{dQ}{dU} = \frac{q}{kT} \cdot I_{\text{пр}} \cdot \tau, \quad (1.60)$$

где $I_{\text{пр}}$ – прямой ток, протекающий через переход;

τ – время жизни инжектированных неравновесных носителей.

1.12. Контакты металл – полупроводник

Электрические переходы металл – полупроводник формируются вакуумным напылением тонкой металлической пленки на очищенную поверхность полупроводника и используются в качестве омических (невыпрямляющих) контактов с областями полупроводниковых приборов или в качестве выпрямляющих контактов.

Свойства таких переходов металл – полупроводник (m-p-, m-n-типов) зависят от соотношения работ выхода металла и полупроводника.

Для получения невыпрямляющего контакта металл, наносимый на поверхность электронного полупроводника в качестве электрода, должен иметь работу выхода меньше работы выхода полупроводника ($\varphi_m < \varphi_n$). Для электрода, наносимого на поверхность дырочного полупроводника, требуется металл с большей работой выхода ($\varphi_m > \varphi_p$). В этом случае на границе с метал-

лом образуется обогащенный основными носителями заряда слой, обеспечивающий высокую проводимость перехода, независимо от направления тока.

Если взять для электрода металл с противоположным соотношением работ выхода ($q\phi_m > q\phi_n$ или $q\phi_m < q\phi_p$), то на границе с электродом образуется обед-

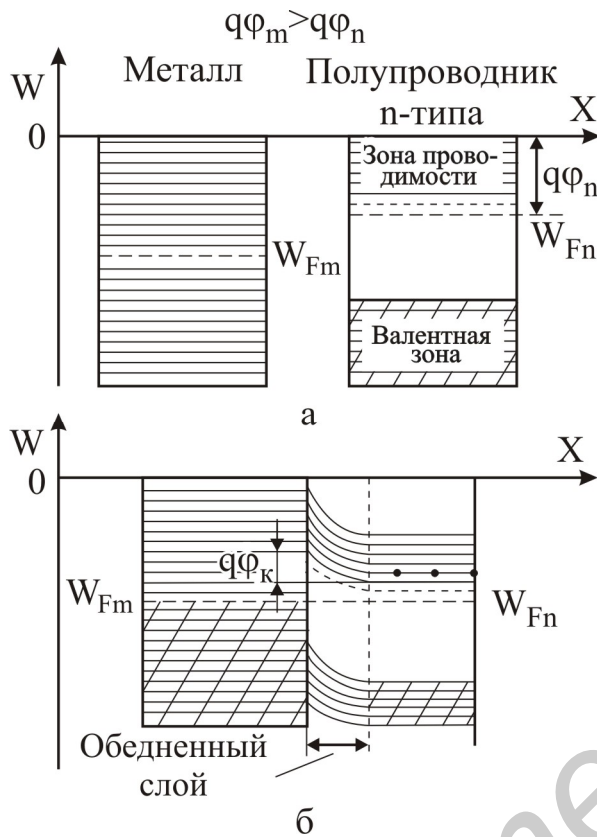


Рис. 1.12

ненный основными носителями заряда слой полупроводника, обладающий несимметричной характеристикой. Такой электрический переход металл – полупроводник называется выпрямляющим или барьером Шотки. Величина потенциального барьера в приконтактном слое определяется разностью работ выхода металла и полупроводника $q\phi_k = q\phi_m - q\phi_n$.

На рис. 1.12, а показаны энергетические диаграммы m- и n-областей, причем работа выхода электронов из металла больше работы выхода их из полупроводника n-типа.

В единой структуре металла и полупроводника уровни Ферми W_{Fm} и W_{Fn} выравниваются, вследствие чего возникает контактная разность потенциалов: $\phi_k = \phi_m - \phi_n$ (минус на металл). В приконтактном слое полупроводника появляется нескомпенсиро-

ванный положительный заряд доноров и электрическое поле, тормозящее дальнейший переход электронов в металл. Поле оттесняет электроны от электрода и создает слой, обедненный подвижными носителями заряда. Энергетические уровни под действием тормозящего поля получают в области обедненного слоя подъем в направлении к электроду, как показано на рис. 1.12, б.

Электрическое сопротивление такого m-n-перехода зависит от полярности приложенного напряжения. Напряжение, поданное минусом на полупроводник n-типа, а плюсом на металл, является прямым: суммарное тормозящее поле в переходе уменьшается и возникает значительный ток из полупроводника в металл. При обратном напряжении (минус на металл, плюс на n-область) тормозящее поле увеличивается, а ток будет очень малым.

Описанная выше выпрямляющая m-n-структура показана на рис. 1.13, а. Второй электрод этой выпрямляющей структуры должен обеспечивать омический контакт n-области с ее выводом так же, как в полупроводниковых диодах на основе p-n-перехода. Для этого его изготавливают из металла, имеющего меньшую работу выхода, чем в полупроводнике n-типа ($q\phi_m < q\phi_n$); при этом

образуется слой, обогащенный электронами, переходящими в него из металла (см. рис. 1.13, а, правый контакт), который хорошо проводит ток в обоих направлениях.

Выпрямляющим может быть и m-p-переход, для этого должно выполняться условие $q\phi_m < q\phi_p$. Электроны, переходя из металла в полупроводник, заряжают металл положительно, в полупроводнике создаются нескомпенсированный отрицательный заряд акцепторов и электрическое поле, оттесняющее дырки от контакта; возникают обедненный слой и контактная разность потенциалов $\phi_k = \phi_p - \phi_m$ (плюс на металл) (рис. 1.13, б). Вторым электродом выполняются из металла, имеющего большую работу выхода, чем в полупроводнике p-типа. При этом образуется обогащенный слой – омический переход. Прямое напряжение в выпрямляющем m-p-переходе соответствует плюсу на p-области. Энергетическая диаграмма для данного случая показана на рис. 1.14, а, б.

Важной особенностью переходов с барьером Шотки является отсутствие инжекции основных носителей. Такие переходы работают на основных носителях, поэтому у них отсутствует диффузионная емкость, что существенно повышает быстродействие. Вольт-амперная характеристика таких переходов близка к идеализированной ВАХ p-n-перехода, а прямое напряжение значительно (примерно на 0,2 В) ниже, чем в p-n-переходах.

1.13. Гетеропереходы

Гетеропереходом называется переход, образованный полупроводниками с различной шириной запрещенной зоны.

Полупроводники должны иметь близкие кристаллические структуры. Примерами являются переходы AlGaAs – GaAs, GaAsP – GaAs, GaAsP – GaP и др.

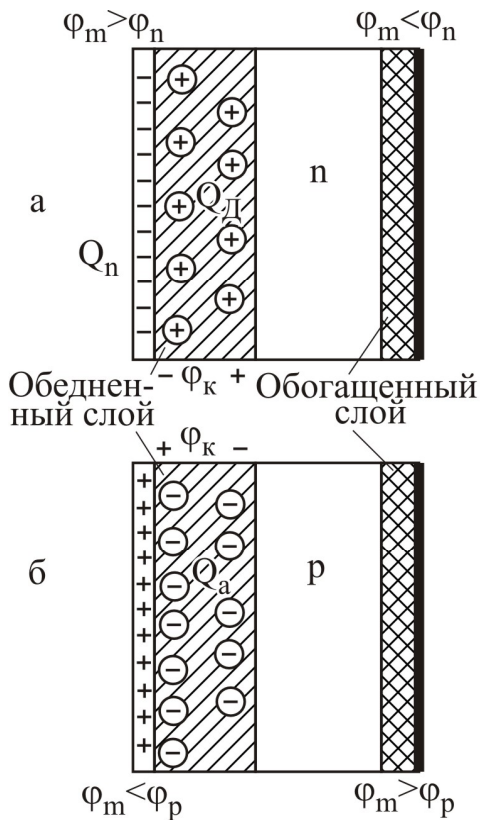


Рис. 1.13

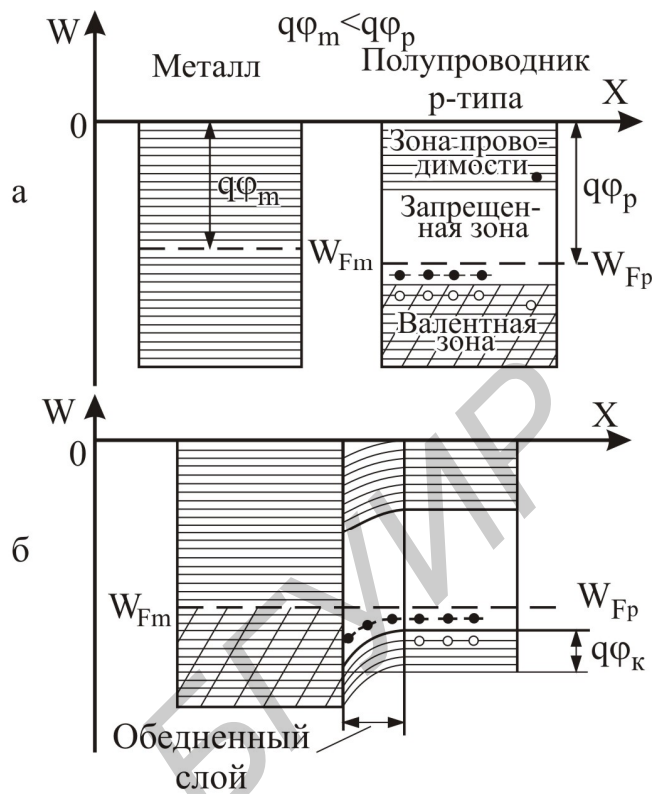


Рис. 1.14

Энергетическая диаграмма гетероперехода между полупроводником n-типа с широкой запрещенной зоной и полупроводником p-типа с узкой шириной запрещенной зоны приведена на рис. 1.15, а, б.

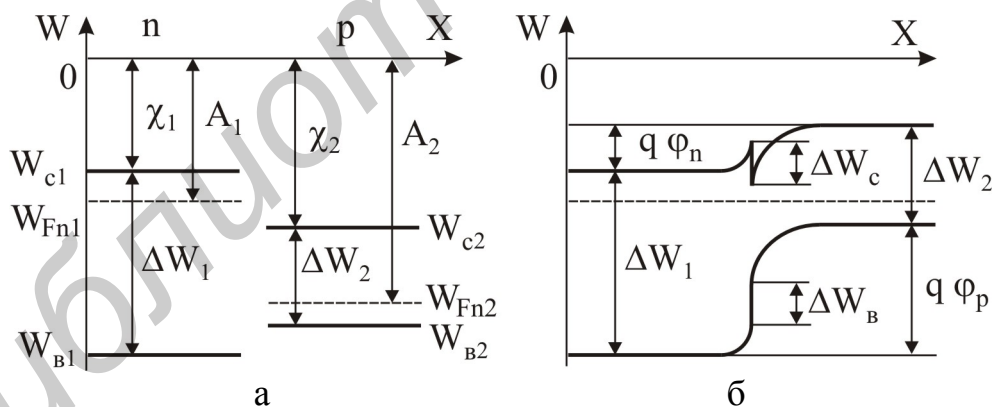


Рис. 1.15

За начало отсчета энергии (нуль) принята энергия электрона, находящегося в вакууме. Величины A_1 и A_2 обозначают термодинамические работы выхода электронов (от уровня Ферми), а χ_1 и χ_2 – истинные работы выхода из полупроводника в вакуум, называемые электронным сродством (от границы зоны проводимости).

При создании контакта между такими полупроводниками появляются разрывы в зоне проводимости ΔW_c и в валентной зоне ΔW_b .

Потенциальные барьеры для электронов и дырок будут различными. При подаче прямого напряжения потенциальный барьер для электронов уменьшается и электроны из n-полупроводника инжектируются в р-полупроводник. Потенциальный барьер для дырок в р-области остается достаточно большим, так что инжекция дырок из р-области в n-область практически отсутствует, т. е. получается односторонняя инжекция носителей заряда даже при одинаковых концентрациях примесей в областях. Эти свойства гетеропереходов широко используются для создания биполярных и полевых СВЧ-транзисторов и сверхскоростных интегральных схем, а также инжекционных полупроводниковых лазеров. Гетеропереходы обладают большей величиной напряжения пробоя, диапазона рабочих температур, а соответственно и допустимой мощности.

1.14. Полупроводниковые диоды и их применение

Полупроводниковым диодом называется электропреобразовательный прибор, содержащий один или несколько переходов и два вывода для подключения к внешней цепи. В диодах применяются электронно-дырочный переход, контакт металл – полупроводник, гетеропереход. Одна из областей р-n-структуры, называемая эмиттером, имеет большую концентрацию основных носителей заряда, чем другая, называемая базой.

На рис. 1.16 показано устройство планарно-эпитаксиального диода. Базу изготавливают путём наращивания на подложке 4 из низкоомного кремния тонкого слоя 3 высокоомного полупроводника, повторяющего структуры подложки. Этот слой, называемый эпитаксиальным, покрывают плотной защитной плёнкой 2 двуокиси кремния SiO_2 толщиной до 1 мкм. В пленке протравливается окно, через которое путем диффузии бора или алюминия создается р-n-переход 1, вывод которого на поверхность защищен пленкой окисла.

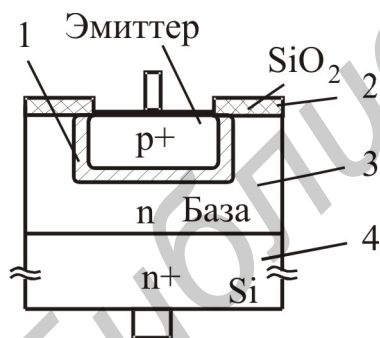


Рис. 1.16

По типу р-n-перехода различают плоскостные и точечные диоды. Плоскостным считается р-n-переход, линейные размеры которого, определяющие его площадь, значительно больше его толщины, в противном случае диод относят к точечным.

В зависимости от области применения диоды делят на выпрямительные, стабилитроны, варикапы, импульсные, туннельные, фото-, излучательные и др. По типу исходного материала различают кремниевые, германиевые, селеновые, арсенид-галлиевые диоды и др.

По методу изготовления перехода: сплавные, диффузионные, эпитаксиальные, диоды Шоттки и др.

Тип диодов определяется системой обозначения полупроводниковых приборов (ОСТ 11.336.038-77).

Свойства полупроводниковых диодов оценивают общими и специальными параметрами. Первые характеризуют любой полупроводниковый диод, вторые – только отдельные типы диодов.

К общим параметрам диодов относят допустимую температуру перехода, допустимую мощность, рассеиваемую диодом, допустимые прямой ток и обратное напряжение.

Для исключения теплового пробоя температура р-п-перехода должна быть меньше допустимой температуры перехода $T_{п\max}$.

Для германиевых диодов эта температура составляет 70°C , для кремниевых 125°C . При допустимой температуре перехода на диоде выделяется допустимая рассеиваемая мощность:

$$P_{д\max} = \frac{T_{п\max} - T_0}{R_T}. \quad (1.61)$$

Тепловой режим необходимо выбирать из условия $I \cdot U \leq P_{д\max}$. Прямой ток, при котором температура р-п-перехода достигает значения $T_{п\max}$, называется допустимым прямым током $I_{пр\max}$. Допустимое обратное напряжение обычно $U_{обр\max} \leq 0,8U_{проб}$.

Кроме перечисленных общими для всех диодов считаются прямое $R_{0\text{ пр}}$ и обратное $R_{0\text{ обр}}$ сопротивления постоянному току:

$$R_{0\text{ пр}} = \frac{U_{пр}}{I_{пр}}; R_{0\text{ обр}} = \frac{U_{обр}}{I_{обр}}, \quad (1.62)$$

а также прямое $R_{диф\text{ пр}}$ и обратное $R_{диф\text{ обр}}$ дифференциальные сопротивления (сопротивления переменному току):

$$R_{диф\text{ пр}} = \frac{\Delta U_{пр}}{\Delta I_{пр}}, R_{диф\text{ обр}} = \frac{\Delta U_{обр}}{\Delta I_{обр}}. \quad (1.63)$$

Эти параметры определяются по вольт-амперной характеристике диода.

Пользуясь уравнением вольт-амперной характеристики, можем рассчитать дифференциальное сопротивление диода в заданной точке:

$$I = I_0 \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right); \frac{dI}{dU} = \frac{1}{R_{диф}} = I_0 \frac{q}{kT} e^{\frac{qU}{kT}} = \frac{qI_{пр}}{kT} \text{ или } R_{диф} = \frac{kT}{qI_{пр}} \quad (1.64)$$

при $T=300\text{ K}$;

$$R_{диф} = \frac{26\text{ мВ}}{I_{пр\text{ мА}}}, \text{ Ом}. \quad (1.65)$$

Сопротивление постоянному току R_0 определяется отношением напряжения к току в заданной точке вольт-амперной характеристики.

Обычно $R_0 > R_{диф}$. Пример расчёта $R_{диф}$ и R_0 показан на рис. 1.17.

При анализе различных устройств, содержащих полупроводниковые прибо-

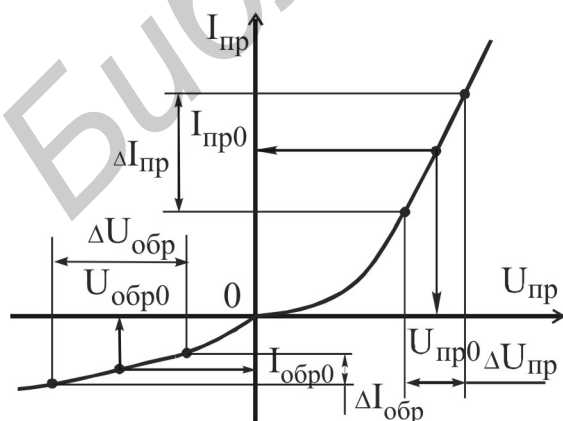


Рис. 1.17

ры, можно использовать модель, состоящую из резисторов и конденсаторов.

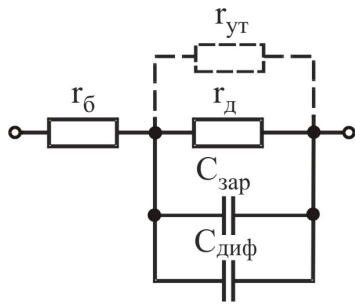


Рис. 1.18

Принципиальная схема этой модели носит название схемы замещения или эквивалентной схемы.

На рис. 1.18 представлена схема замещения полупроводникового диода, где $C_{зар}$, $C_{диф}$ – ёмкости перехода, $r_д$, $r_{ут}$ – сопротивления p-n-перехода и утечки, $r_б$ – сопротивление p- и n-областей и выводов.

1.15. Выпрямительные диоды

Выпрямительные диоды предназначены для выпрямления переменного тока, т. е. преобразования переменного тока низкой частоты в постоянный ток. Работа выпрямительных диодов основана на использовании вентильного эффекта – односторонней проводимости p-n-перехода. Наибольшее применение в качестве выпрямительных нашли кремниевые и германиевые диоды, а также диоды с барьером Шотки.

В зависимости от величины выпрямляемого тока различают диоды малой мощности ($I_{пр\ max} < 0,3\ A$) и средней мощности ($0,3\ A < I_{пр\ max} \leq 10\ A$). Для получения таких значений выпрямленного тока в выпрямительных диодах используют плоскостные p-n-переходы. Получающаяся при этом большая ёмкость p-n-перехода существенного влияния на работу не оказывает в связи с малыми рабочими частотами.

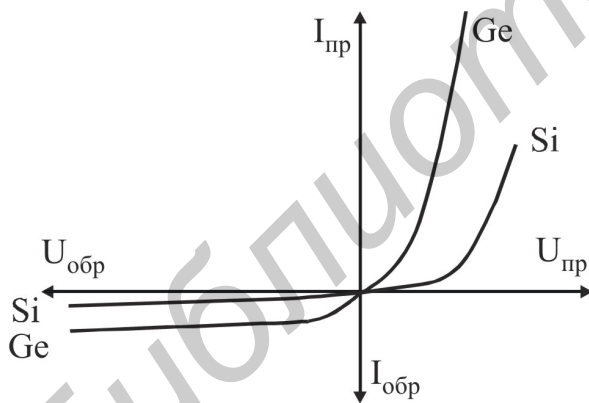


Рис. 1.19

На рис. 1.19 приведены вольт-амперные характеристики германиевых и кремниевых диодов. Вследствие различной ширины запрещённой зоны германия ($\Delta W \approx 0,72\ эВ$) и кремния ($\Delta W = 1,12\ эВ$) обратный ток германиевых диодов на 2...3 порядка больше, чем кремниевых, а допустимое обратное напряжение кремниевых диодов больше, чем германиевых. По этой причине в германиевых диодах раньше наступает тепловой пробой, приводящий к разрушению кристалла, а в кремниевых диодах наступает электрический пробой.

На характеристики диодов существенное влияние оказывает температура окружающей среды. С ростом температуры увеличивается частота генерации носителей зарядов и увеличиваются прямой и обратный токи диодов.

Промышленностью выпускается широкая номенклатура германиевых и кремниевых диодов на токи до 500 А и обратные напряжения до 1000 В.

При необходимости получения больших напряжений диоды соединяют последовательно. Для устранения разброса величины обратного сопротивления

прибегают к шунтированию каждого диода цепочки высокоомным резистором. Для получения высокого выпрямленного тока можно применить параллельное включение диодов; при этом необходимо выравнять токи диодов, для чего последовательно с каждым из диодов включается резистор.

На рис. 1.20 приведена схема (а) и графики (б) напряжений и токов двухполупериодного мостового выпрямителя. В выпрямителе используется 4 диода, которые попарно включены в проводящем направлении.

1.16. Полупроводниковые стабилитроны

Режим электрического пробоя р-n-перехода находит практическое применение для стабилизации напряжения. Такие приборы называются стабилитронами. Для изготовления стабилитронов используется кремний. Вольт-амперная характеристика стабилитрона приведена на рис. 1.21. Для работы используется обратная ветвь, где значительному изменению тока соответствует малое изменение напряжения. Точка А соответствует устойчивому пробую и определяет величину минимального тока I_{\min} . После точки А ток резко возрастает и его допустимая величина I_{\max} ограничивается лишь мощностью рассеяния P_{\max} :

$$I_{\max} = \frac{P_{\max}}{U_{\text{ст}}}, \quad (1.66)$$

где $U_{\text{ст}}$ – напряжение стабилизации.

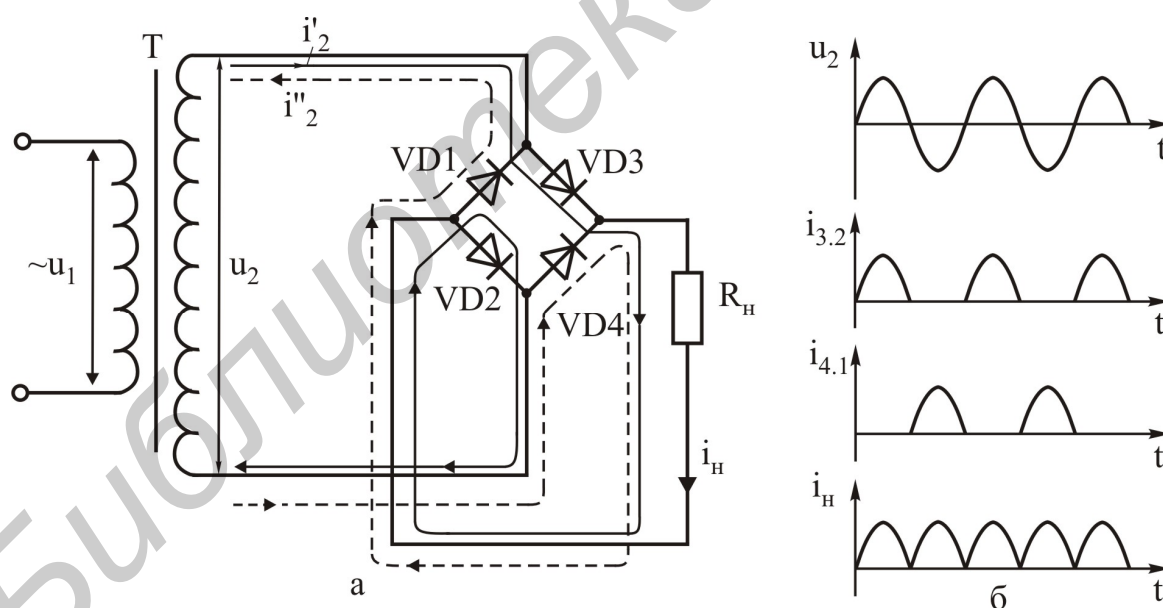


Рис. 1.20

Любому изменению тока относительно рабочей точки соответствует определенное изменение напряжения. Чем меньше величина этого изменения, тем лучше качество стабилизации, которое можно определить дифференциальным сопротивлением $R_{\text{ст}} = \frac{\Delta U_{\text{ст}}}{\Delta I_{\text{ст}}}$. Рабочую точку на характеристике выбирают посередине рабочего участка, т. е.

$$I_{\text{ст}} = \frac{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}}{2}, \quad (1.67)$$

где $I_{\text{ст}}$ – ток стабилизации.

Рабочее напряжение стабилитрона, являющееся напряжением пробоя р-п-перехода, зависит от концентрации примесей и лежит в пределах 4...200 В.

Схема простейшего стабилизатора с использованием стабилитрона показана на рис. 1.22.

Резистор r является гасящим и одновременно задаёт рабочую точку. Величина сопротивления r должна быть значительно больше величины дифференциального сопротивления стабилитрона R_i .

Принцип стабилизации заключается в следующем. При изменении напряжения питания ΔE напряжение на стабилитроне и на нагрузке изменяется на величину $\Delta U_{\text{ст}}$, которая, как следует из рис. 1.20, значительно меньше ΔE :

$$\Delta E = \Delta U_{\text{ст}} + r(\Delta I_{\text{H}} + \Delta I_{\text{ст}}) = \Delta U_{\text{ст}} + r \left(\frac{\Delta U_{\text{ст}}}{R_{\text{ст}}} + \frac{\Delta U_{\text{ст}}}{R_i} \right).$$

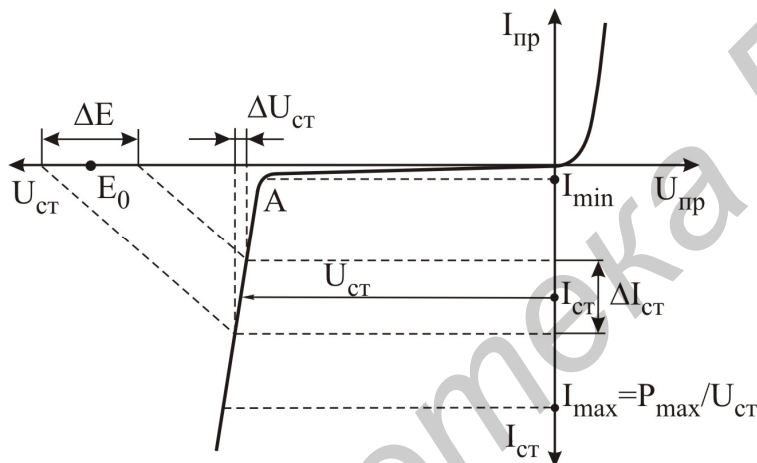


Рис. 1.21

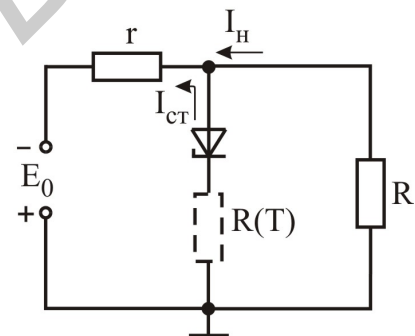


Рис. 1.22

Отсюда
$$\Delta U_{\text{ст}} = \frac{\Delta E}{1 + \frac{r}{R_{\text{ст}}} + \frac{r}{R_i}}.$$

При изменении температуры напряжение стабилизации может изменяться. Это изменение необходимо учитывать при использовании стабилитронов в прецизионных стабилизаторах.

Параметры стабилитронов:

– напряжение стабилизации $U_{\text{ст ном}}$ – падение напряжения на стабилитроне при номинальном значении тока $I_{\text{ст}}$;

– минимальный и максимальный ток стабилизации $I_{\text{ст min}}$, $I_{\text{ст max}}$;

– дифференциальное сопротивление $R_{\text{ст}} = \frac{\Delta U_{\text{ст}}}{\Delta I_{\text{ст}}}$;

– статическое сопротивление в рабочей точке $R_0 = \frac{U_{\text{ст}}}{I_{\text{ст}}}$;

– коэффициент качества стабилитрона $Q = \frac{R_{ст}}{R_0}$;

– температурный коэффициент напряжения стабилизации – отношение относительного изменения напряжения стабилизации к изменению температуры

$$TKU = \frac{\Delta U_{ст}}{U_{ст}} \cdot \frac{1}{T}, \quad \frac{\%}{^\circ C}.$$

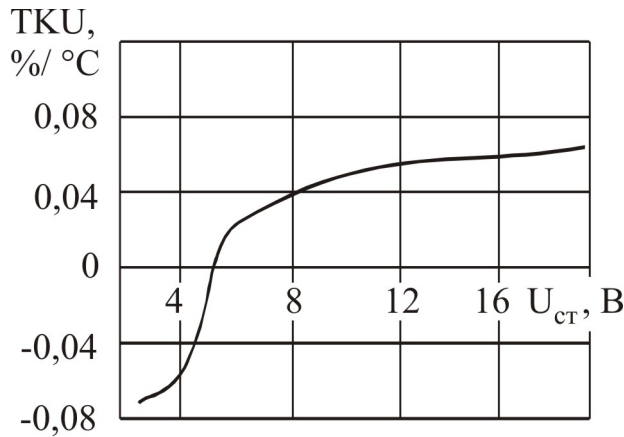


Рис. 1.23

Зависимость температурного коэффициента от напряжения стабилизации приведена на рис. 1.23. При напряжениях меньше 5 В, соответствующих узким р-п-переходам, где преобладает туннельный пробой, TKU отрицателен.

Для напряжений выше 6 В, соответствующих широким переходам, TKU положителен, т. к. с ростом температуры подвижность носителей заряда в переходе снижается и для лавинного пробоя необходима

большая величина напряжённости электрического поля. Для компенсации температурного дрейфа напряжения стабилизации используют последовательное включение со стабилитроном термозависимого резистора с обратным температурным коэффициентом, а также прямое включение полупроводникового диода.

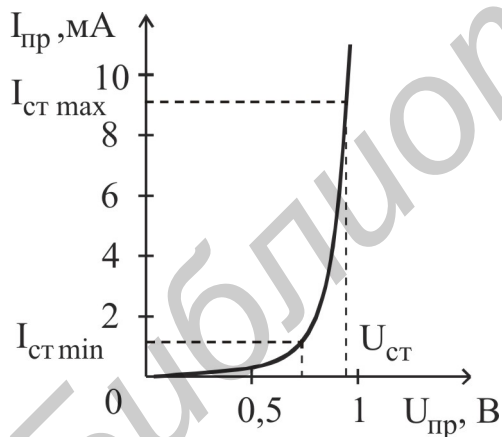


Рис. 1.24

Для стабилизации малых значений напряжений ($U < 1$ В) применяются стабилитроны, у которых на прямой ветви вольт-амперной характеристики наблюдается слабая зависимость напряжения от величины проходящего тока (рис. 1.24). Лучшие параметры имеют стабилитроны, изготовленные из селена. Выпускаются также двуханодные стабилитроны, служащие для стабилизации разнополярных напряжений и представляющие собой два встречноключенных последовательно р-п-перехода.

1.17. Импульсные диоды

Импульсный полупроводниковый диод – это диод, имеющий малую длительность переходных процессов и предназначенный для работы в импульсных режимах работы. Основное назначение импульсных диодов – работа в качестве коммутирующих элементов электронных схем, для детектирования высокочастотных сигналов и др.

Переходные процессы в диодах связаны в основном с двумя явлениями, происходящими при быстром изменении напряжения на диоде или тока через диод.

Первое из них – это накопление неосновных носителей заряда в базе при его прямом включении и их рассасывание при уменьшении напряжения.

Второе явление – это перезарядка барьерной ёмкости, что также влияет на свойства диода.

При больших плотностях прямого тока переходные процессы определяются в основном накоплением неосновных носителей в базе, а перезарядка барьерной ёмкости является второстепенным процессом.

При малых плотностях тока существенное влияние на переходные процессы оказывает перезарядка барьерной ёмкости. Напряжение и ток, характеризующие переходные процессы в диоде, зависят также от сопротивления внешней цепи, в которую включён диод.

На рис. 1.25 показаны графики переходных процессов в диоде с высоким уровнем инжекции для двух случаев, когда сопротивление источника сигнала много меньше сопротивления диода $R_{ист} \ll R_{пр д}$ (см. рис. 1.25, а) и много больше сопротивления диода $R_{ист} \gg R_{пр д}$ (см. рис. 1.25, б).

В момент t_1 при включении прямого импульса тока сопротивление базы определяется равновесной концентрацией заряда и на диоде будет максимальное падение напряжения $U_{пр max}$. По мере насыщения базы инжектированными носителями её сопротивление уменьшается, что приведёт в момент времени t_2 к уменьшению падения напряжения на диоде до установившегося $U_{пр}$.

Промежуток времени с момента подачи импульса тока до момента, когда напряжение на диоде уменьшится до $1,2U_{пр}$, называется временем установления прямого напряжения $t_{уст}$ (см. рис. 1.25, а).

При выключении прямого тока падение напряжения на сопротивлении базы становится равным нулю и напряжение на диоде уменьшается.

При переключении диода с прямого напряжения на обратное в начальный момент через диод идёт большой обратный ток, создаваемый неосновными носителями в базе, накопленными вблизи р-п-перехода при прямом напряжении.

Этот ток ограничивается в основном объёмным сопротивлением базы и нагрузки, поэтому некоторое время обратный ток остаётся постоянным (при идеальном генераторе напряжения). С течением времени накопленные в базе неосновные носители заряда рекомбинируют или уходят из базы через р-п-переход, после чего обратный ток уменьшается до своего стационарного значения.

Интервал времени от момента прохождения тока через нуль после переключения диода с прямого тока в состояние заданного обратного напряжения до момента достижения обратным током заданного значения называется временем восстановления обратного сопротивления $t_{вос}$ (см. рис. 1.25, б).

Время установления прямого напряжения и время восстановления обратного сопротивления определяют быстродействие диода, поэтому их стремятся уменьшать.

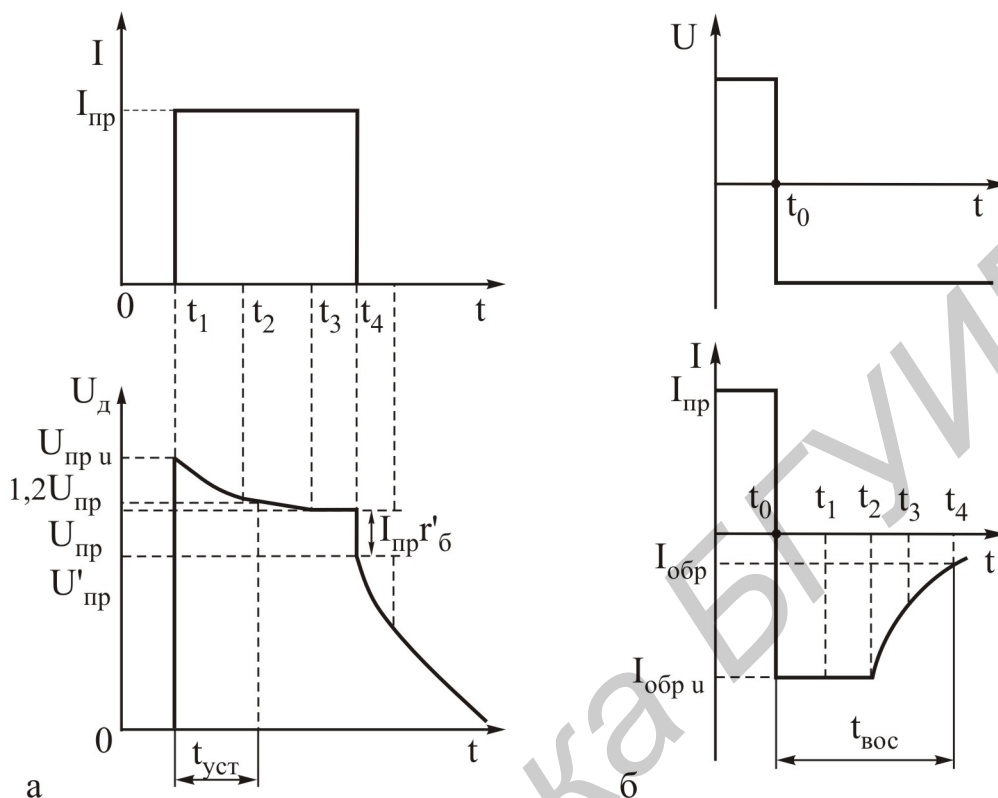


Рис. 1.25

Производство импульсных диодов основано на современных производительных и контролируемых методах формирования р-п-перехода с использованием планарной технологии, эпитаксиального наращивания, а также ионно-лучевой технологии. Основными исходными материалами служат кремний и арсенид галлия.

Для ускорения переходных процессов и увеличения быстродействия в исходный полупроводник вводят примесь, уменьшающую время жизни неосновных носителей, например золото.

Разновидностью импульсных диодов являются диоды с накоплением заряда (ДНЗ) или диоды с резким восстановлением обратного тока (сопротивления). Импульс обратного тока имеет почти прямоугольную форму (рис. 1.26). При этом значение t_1 может быть значительным, но t_2 должно быть чрезвычайно малым. Получение малой длительности t_2 связано с созданием внутреннего электрического поля в базе около обеднённого слоя р-п-перехода путём неравномерного распределения примесей. Это поле является тормозящим для неосновных носителей, пришедших при прямом напряжении, и поэтому препятствует уходу инжектированных носителей от границы обеднённого слоя, заставляя их накапливаться, концентрироваться вблизи границы.

При подаче обратного напряжения на диод внутреннее поле будет способствовать дрейфу неосновных носителей и обеднению слоя р-п-перехода. При этом время спада обратного тока t_2 оказывается малым.

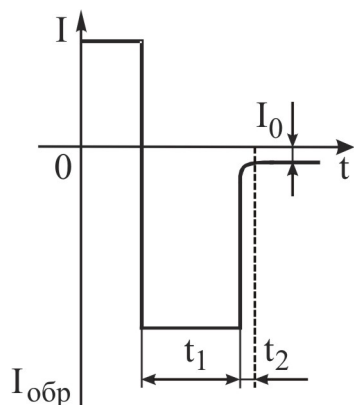


Рис. 1.26

В качестве импульсных диодов используются диоды с барьером Шотки (ДБШ), выполненные на основе контакта металл – полупроводник. В этих диодах процессы прямой проводимости определяются только основными носителями заряда. В них отсутствует диффузионная ёмкость, связанная с накоплением и рассасыванием носителей заряда в базе, чем определяются хорошие высокочастотные свойства. Инерционность диодов Шотки в основном определяется ёмкостью выпрямляющего контакта, которая может быть меньше 0,01 пФ.

Широкое применение в качестве переключающих получили диоды с р-і-п-структурой, в которой сильнолегированные области р- и п-типа разделены достаточно широкой областью с проводимостью, близкой к собственной (і-область). Эту область с низкой концентрацией примеси можно рассматривать как конденсатор, обкладками которого служат узкие (из-за большой концентрации носителей в р- и п-областях) слои зарядов доноров и акцепторов. Барьерная ёмкость р-і-п-диода определяется размерами і-слоя и практически не зависит от приложенного постоянного напряжения.

При прямом напряжении вследствие инжекции дырок и электронов прямое сопротивление мало, а при обратном – резко возрастает по сравнению с равновесным состоянием. Поэтому для р-і-п-диодов характерно очень большое отношение прямого и обратного сопротивлений, что важно при использовании их в переключающих режимах.

1.18. Варикапы

Варикапами называются полупроводниковые диоды, в которых используется зависимость барьерной ёмкости р-п-перехода от обратного напряжения. Электрический переход варикапов имеет структуру типа $p^+ - n - n^+$, р-і-п, МДП и др. Варикапы применяют в устройствах управления частотой колебательного контура, в параметрических схемах усиления, деления и умножения частоты, в схемах частотной модуляции, управляемых фазовращателях и др. Предпочтение отдаётся варикапам на основе барьерной ёмкости р-п-перехода.

На рис. 1.27 приведены вольт-фарадная характеристика $C_b = f(U_{обр})$ варикапа (см. рис. 1.27, а) и схема его замещения (см. рис. 1.27, б).

Варикапы в основном используются на высоких и сверхвысоких частотах, поэтому важную роль играет сопротивление потерь в токоведущих элементах r_b , включающее потери в выводах, электродах, областях базы и эмиттера. Для его уменьшения необходимо выбирать материал с малым удельным сопротивлением. Используются кремний, германий, арсенид галлия n-типа.

На рис. 1.28 приведена одна из схем включения варикапа.

Изменение ёмкости варикапа приводит к изменению резонансной частоты колебательного контура.

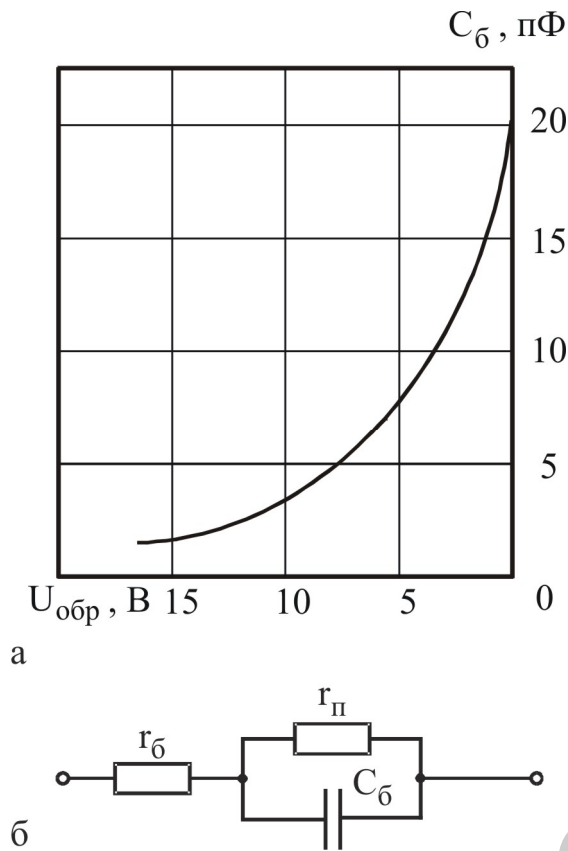


Рис. 1.27

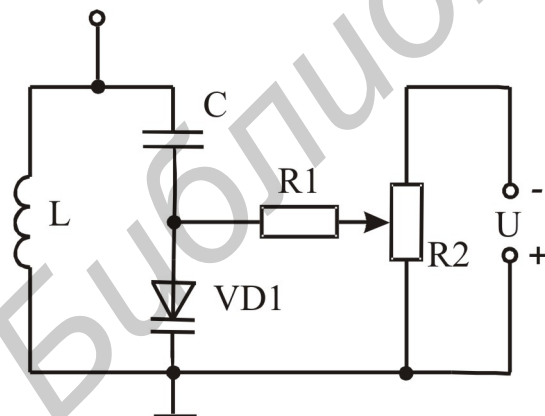


Рис. 1.28

Основными параметрами варикапа являются:

– минимальная ёмкость C_{\min} – ёмкость варикапа при заданном максимальном обратном напряжении;

– максимальная ёмкость варикапа C_{\max} – ёмкость при заданном минимальном напряжении;

– коэффициент перекрытия по ёмкости $K = \frac{C_{\max}}{C_{\min}}$;

– температурный коэффициент ёмкости ТКЕ – отношение относительного изменения ёмкости к вызвавшему его абсолютному изменению температуры окружающей среды:

$$\text{ТКЕ} = \frac{\Delta C}{C} \cdot \frac{1}{\Delta T}, \quad \frac{\%}{^\circ\text{C}}$$

– сопротивление потерь в р-п-переходе $r_{\text{п}}$;

– добротность варикапа Q – отношение реактивного сопротивления варикапа на заданной частоте сигнала к сопротивлению потерь. Она показывает потери колебательной мощности в варикапе:

$$Q = \frac{Z_{\text{р}}}{r_{\text{п}}} \quad (1.68)$$

Добротность варикапа на низких частотах определим из выражения

$$Q_{\text{НЧ}} = \omega C_{\text{б}} r_{\text{п}}, \quad (1.69)$$

а на высоких частотах –

$$Q_{\text{ВЧ}} = \frac{1}{\omega C_{\text{б}} r_{\text{б}}} \quad (1.70)$$

Зависимости добротности от частоты для варикапов из Si и GaAs приведены на рис. 1.29.

Максимальная добротность соответствует частоте, на которой производная $\frac{\partial Q}{\partial \omega} = 0$.

Максимальная добротность Q_{\max} определяется из выражения

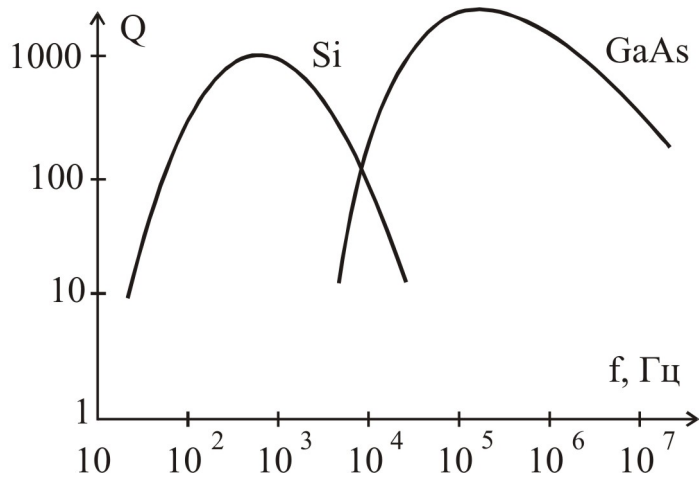


Рис. 1.29

$$Q_{\max} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{r_{\Pi}}{r_{\delta}}} \quad (1.71)$$

Оптимальная частота $\omega_{\text{опт}}$:

$$\omega_{\text{опт}} = \frac{1}{C_{\delta} \sqrt{r_{\delta} \cdot r_{\Pi}}} \quad (1.72)$$

Для увеличения добротности отношение $\frac{r_{\Pi}}{r_{\delta}}$ должно быть максимальным. Для повышения r_{Π} используют полупроводники с широкой запрещённой зоной

(GaAs). Для уменьшения r_{δ} базу диода делают двухслойной $p^+ - n - n^+$ без уменьшения пробивного напряжения диода. С повышением температуры добротность варикапа уменьшается, т. к. возрастает сопротивление r_{δ} .

1.19. Туннельные и обращенные диоды

Принцип работы туннельного диода (ТД) основан на явлении туннельного эффекта в p-n-переходе, образованном вырожденными полупроводниками. Это приводит к появлению на вольт-амперной характеристике участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением при прямом напряжении.

Концентрация примесей в p- и n-областях выбирается порядка 10^{20} см^{-3} , следствием чего является малая толщина перехода (порядка 0,01 мкм). Локальные уровни примесей образуют в вырожденных полупроводниках сплошную зону. Уровни Ферми W_{F_p} , W_{F_n} располагаются соответственно в валентной зоне p-области и в зоне проводимости n-области. В состоянии термодинамического равновесия зона проводимости n-полупроводника и валентная зона p-полупроводника перекрываются на величину $\Delta W = W_B - W_n$.

Известно, что частица, имеющая энергию, недостаточную для преодоления потенциального барьера, может пройти сквозь него, если с другой стороны этого барьера имеется свободный энергетический уровень, который она занимала перед барьером. Это явление называется туннельным эффектом. Чем уже потенциальный барьер и чем меньше его высота, тем больше вероятность туннельного перехода. Туннельный переход совершается без затраты энергии.

Вольт-амперная характеристика туннельного диода показана на рис. 1.30, а. Для рассмотрения влияния туннельного эффекта на вольт-амперные характеристики диода необходимо привести энергетические диаграммы р-n-перехода для различных значений приложенного напряжения (рис. 1.30, б – з).

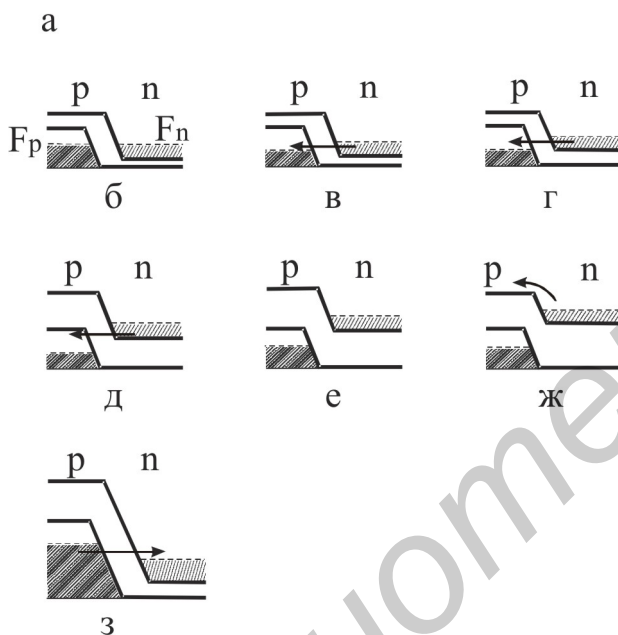
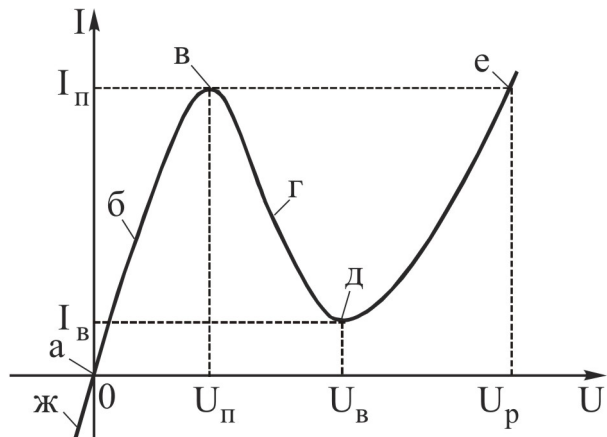


Рис. 1.30

При построении зонных диаграмм предполагаем, что все энергетические уровни в зоне проводимости от дна зоны до уровня Ферми заполнены электронами, а все уровни выше уровня Ферми свободны (нет штриховки). В валентной зоне р-области все энергетические уровни от потолка зоны до уровня Ферми считаем свободными от электронов, а все уровни ниже уровня Ферми – заполненными. Исходя из этого при $U = 0$ ток через диод протекать не будет, т. к. свободным уровням в одной области соответствуют на той же высоте свободные уровни в другой области. При увеличении прямого напряжения $0 < U < U_п$ уровень Ферми в n-области выше, чем в р-области, и поток электронов направлен из n-области в р-область. Величина этого прямого тока определяется степенью перекрытия свободных уровней в валентной зоне и заполненных уровней в зоне проводимости.

С увеличением прямого напряжения это перекрытие расширяется, и при $U = U_п$ туннельный ток достигает максимального значения. При дальнейшем росте прямого напряжения $U > U_п$ туннельный ток начинает убывать, т. к. перекрытие уровней сокращается и уменьшается число переходов электронов в р-область. При напряжении $U = U_в$ потолок валентной зоны совпадает с дном зоны проводимости, перекрытие зон прекращается и туннельный ток становится равным нулю.

При этом напряжении появляется обычный диффузионный ток инжекции через р-n-переход. С увеличением прямого напряжения $U > U_в$ прямой ток будет возрастать, как и в обычных выпрямительных диодах.

При обратном напряжении $U < 0$ опять возникают условия для туннельного перехода электронов с заполненных уровней валентной зоны p-области на свободные уровни зоны проводимости n-области. Через диод потечёт обратный ток в направлении от n-области к p-области. Туннельный диод обладает относительно высокой проводимостью при обратном напряжении.

Таким образом, туннельный диод обладает отрицательным дифференциальным сопротивлением в некотором диапазоне прямых напряжений, что позволяет использовать его для генерации и усиления колебаний, а также в переключающих схемах.

Основными параметрами туннельных диодов являются:

- пиковый ток $I_{\text{п}}$ (от сотен микроампер – до сотен миллиампер);
- напряжение пика $U_{\text{п}}$ – прямое напряжение, соответствующее току $I_{\text{п}}$;
- ток впадины $I_{\text{в}}$, соответствующий напряжению $U_{\text{в}}$;
- напряжение впадины – прямое напряжение, соответствующее току $I_{\text{в}}$;
- отношение токов $\frac{I_{\text{п}}}{I_{\text{в}}}$. Для туннельных диодов из GaAs отношение

$\frac{I_{\text{п}}}{I_{\text{в}}} \geq 10$, для германия равно 3...6;

– напряжение раствора $U_{\text{р}}$ – прямое напряжение, соответствующее пиковому току на второй восходящей ветви ВАХ, определяет возможный скачок напряжения на нагрузке при работе туннельного диода в схеме переключения;

– отрицательное дифференциальное сопротивление $R_{\text{диф}} = \frac{dU}{dI}$, определяемое на середине падающего участка ВАХ;

– удельная емкость $C_{\text{д}}/I_{\text{п}}$ – отношение емкости туннельного диода к пиковому току;

– предельная резистивная частота $f_{\text{Р}}$ – частота, на которой активная составляющая полного сопротивления диода обращается в нуль;

– резонансная частота f_0 – частота, на которой реактивная составляющая полного сопротивления обращается в нуль.

Частотные параметры туннельного диода удобно анализировать с помощью эквивалентной схемы (рис. 1.31), соответствующей участку с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

На схеме:

$C_{\text{д}}$ – емкость диода;

$r_{\text{п}}$ – сопротивление перехода;

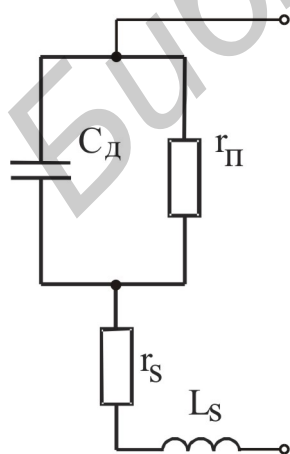


Рис. 1.31

r_s – сопротивление потерь, включающее сопротивление р- и n-областей, контактов и подводящих проводов;

L_s – индуктивность выводов.

Полное сопротивление схемы на данной частоте ω :

$$Z(\omega) = r_s + \frac{r_{\Pi}}{1 + \omega^2 C_d^2 r_{\Pi}^2} + j\omega \cdot \left(L_s - \frac{C_d r_{\Pi}^2}{1 + \omega^2 C_d^2 r_{\Pi}^2} \right). \quad (1.73)$$

Приравнивая к нулю действительную часть полного сопротивления, находим предельную частоту, на которой диод способен генерировать колебания:

$$f_R = \frac{1}{2\pi r_{\Pi} C_d} \sqrt{\frac{r_{\Pi}}{r_s} - 1}. \quad (1.74)$$

При $r_{\Pi} = 2r_s$, $f_{\max} = \frac{1}{4\pi r_s C_d}$, т. е. частотные свойства определяются постоянной времени $r_s C_d$.

Аналогично можно найти

$$f_0 = \frac{1}{2\pi r_{\Pi} C_d} \sqrt{\frac{r_{\Pi}^2 C_d}{L_s} - 1}. \quad (1.75)$$

Разработка конструкций туннельных диодов требует выполнения условий $f_0 > f_R$. Для этого индуктивность выводов должна быть по возможности минимальной. Уменьшение емкости путем уменьшения площади перехода приводит к увеличению r_{Π} , уменьшению пикового тока, но не влияет на величину f_R .

Поэтому частотные свойства ТД удобно характеризовать отношением $\frac{C_d}{I_{\Pi}}$.

Достоинством туннельных диодов являются высокие рабочие частоты, вплоть до СВЧ, низкий уровень шумов, высокая температурная устойчивость, большая плотность тока ($10^3 \dots 10^4$ А/см²).

Как недостаток следует отметить малую отдаваемую мощность из-за низких рабочих напряжений и сильную электрическую связь между входом и выходом, что затрудняет их использование.

Разновидностью туннельных диодов являются обращенные диоды, создаваемые на основе полупроводника с концентрациями примесей в р- и n-областях диода, меньших, чем в туннельных, но больших, чем в обычных выпрямительных диодах.

В этом случае потолок валентной зоны р-области и дно зоны проводимости n-области при нулевом смещении на диоде находятся на энергетической диаграмме на одной высоте.

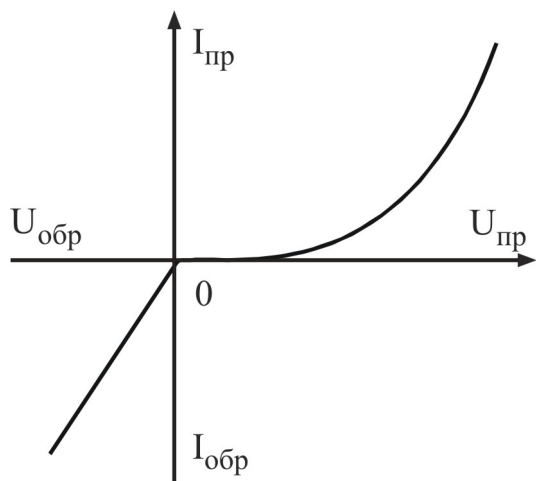


Рис. 1.32

Вольт-амперная характеристика обращенного диода представлена на рис. 1.32. Прямая ветвь ВАХ обращенного диода аналогична прямой ветви обычного выпрямительного диода, а обратная ветвь аналогична обратной ветви ВАХ туннельного диода, т. к. при обратных напряжениях происходит туннельный переход электронов из валентной зоны р-области в зону проводимости n-области и при малых обратных напряжениях (десятки милливольт) обратные токи оказываются большими. Таким образом, обращенные диоды

обладают выпрямляющим эффектом, но проводящее направление в них соответствует обратному включению, а запирающее – прямому включению. Благодаря этому их можно использовать в детекторах и смесителях на СВЧ, в качестве переключателей.

2. БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

2.1. Устройство и принцип действия биполярных транзисторов

Транзистором называется электропреобразовательный прибор с одним или несколькими электрическими переходами, пригодный для усиления мощности и имеющий три и более выводов. Действие транзисторов основано на управлении движением носителей электрических зарядов в кристалле полупроводника.

По характеру переноса носителей заряда различают биполярные и полевые транзисторы. В биполярных транзисторах (БТ) в процессах токопрохождения участвуют основные и неосновные носители зарядов, а в полевых (униполярных) – носители одного знака. По числу р-п-переходов транзисторы подразделяются на однопереходные, двухпереходные и многопереходные. Наибольшее распространение среди биполярных транзисторов получили двухпереходные транзисторы.

В транзисторе чередуются по типу проводимости три области полупроводника. В зависимости от порядка чередования областей различают транзисторы типа р-п-р и п-р-п. Принцип действия обоих типов транзисторов одинаков. По характеру распределения атомов примеси и движению носителей заряда транзисторы разделяются на бездрейфовые и дрейфовые.

Структура и условные изображения транзисторов п-р-п и р-п-р приведены на рис. 2.1, а, б соответственно. Стрелки на рисунке указывают направление прямого тока эмиттерного перехода. В этих структурах существуют два перехода с неодинаковой площадью. Одна из крайних областей легирована сильнее, чем другая. Сильнолегированная область с меньшей площадью называется эмиттером (Э), а другая область – коллектором (К). Средняя область называется базой (Б). К областям эмиттера, базы и коллектора припаиваются невыпрямляющие контакты, служащие выводами эмиттера, базы и коллектора.

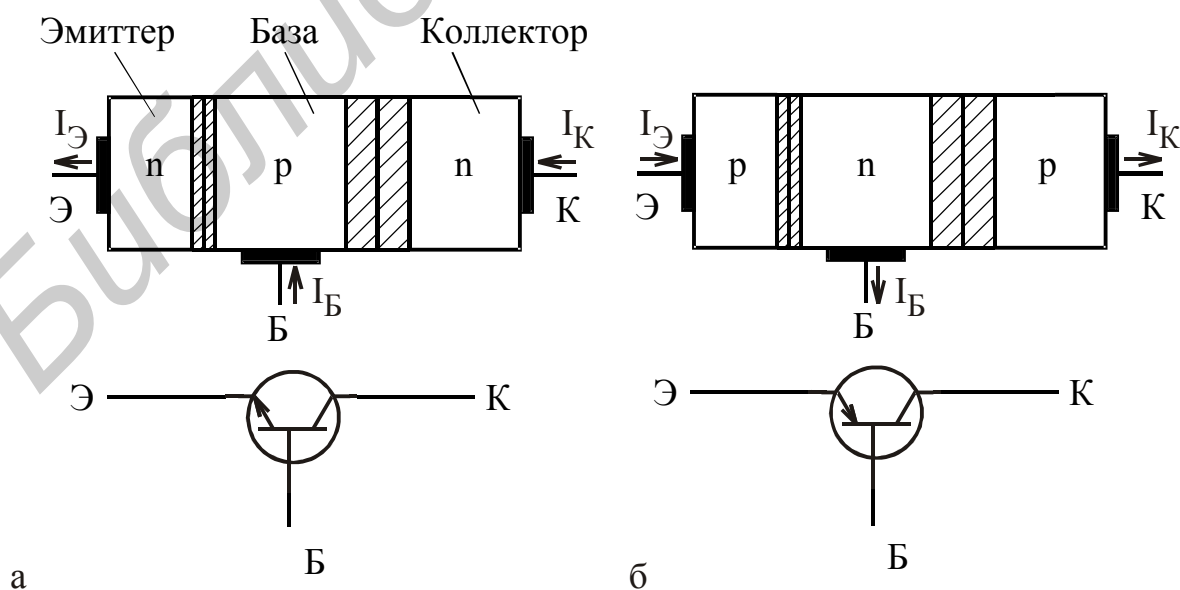


Рис. 2.1

Устройство реального транзистора типа р-п-р представлено на рис. 2.2 а, б.

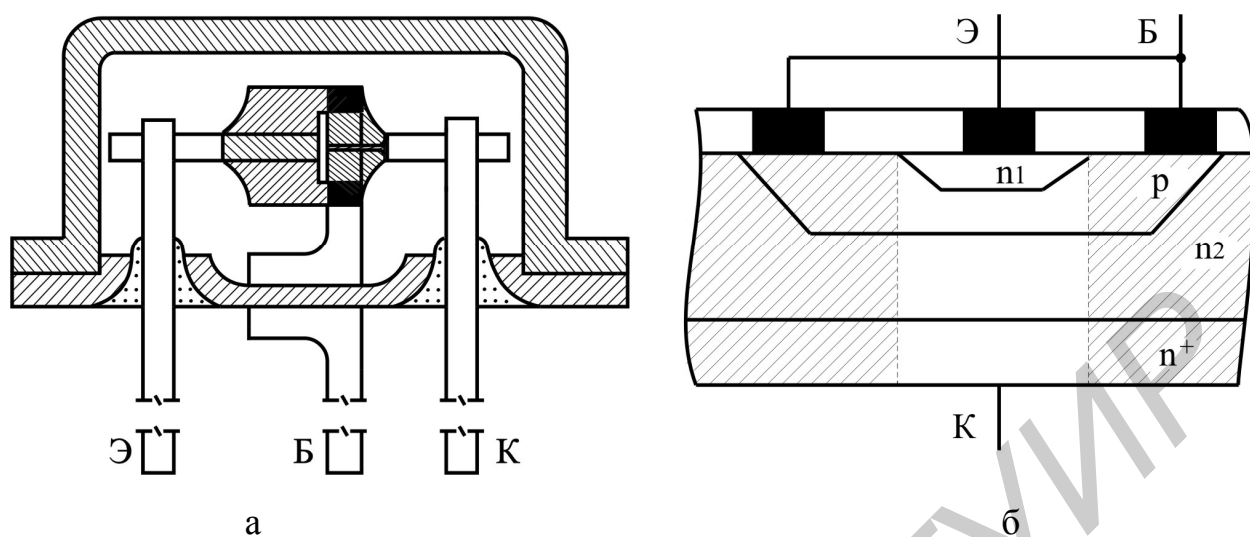


Рис. 2.2

Рабочей (активной) областью транзистора является область объема структуры, расположенная ниже эмиттерного перехода (не заштрихована). Остальные участки являются пассивными (паразитными), что обусловлено конструкторско-технологическими причинами. Основные свойства биполярного транзистора определяются процессами в базовой области, которая обеспечивает взаимодействие эмиттерного и коллекторного переходов. Поэтому ширина базовой области должна быть малой ≈ 1 мкм, меньше диффузионной длины неосновных носителей в базе. Если распределение примеси в базе от эмиттера к коллектору однородное (равномерное), то в ней отсутствует электрическое поле и носители совершают в базе только диффузное движение. В случае неравномерного распределения примеси в базе существует «внутреннее» электрическое поле, вызывающее появление дрейфового движения носителей: результирующее движение определяется как диффузией, так и дрейфом. Биполярные транзисторы с однородной базой называют бездрейфовыми, а с неоднородной базой – дрейфовыми. При изготовлении транзисторов добиваются, чтобы концентрация основных носителей в эмиттере значительно превышала концентрацию носителей в базе. Для защиты транзисторной структуры от воздействия внешней среды кристалл помещают в герметизированный корпус.

При включении транзисторов в схему один из его электродов является входным, второй – выходным, а третий – общим. На входной и выходной электроды подаются напряжения от внешних источников, отсчитываемые относительно общего электрода. В зависимости от того, какой электрод является общим, различают схемы включения: с общей базой (ОБ) (рис. 2.3, а), с общим эмиттером (ОЭ) (рис. 2.3, б) и общим коллектором (ОК) (рис. 2.3, в). В обозначениях напряжений (см. рис. 2.3) вторая буква индекса обозначает общий для входа и выхода схемы электрод.

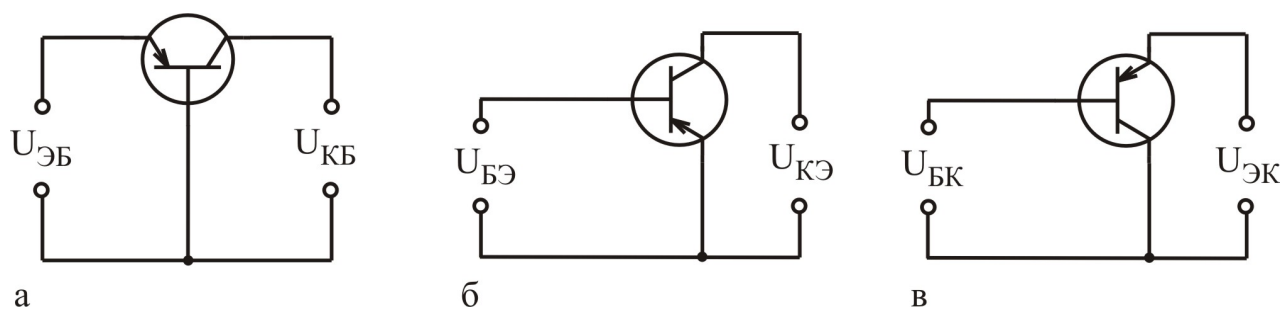


Рис. 2.3

2.2. Режимы работы биполярных транзисторов

В зависимости от полярности и величины напряжений на электродах различают четыре режима работы транзистора:

Активный режим (АР) – эмиттерный переход смещается в прямом направлении, а коллекторный – в обратном.

Режим отсечки (РО) – оба перехода смещены в обратном направлении.

Режим насыщения (РН) – оба перехода смещены в прямом направлении.

Инверсный режим (ИР) – коллекторный переход смещен в прямом, а эмиттерный – в обратном направлении.

Связь режимов работы биполярного транзистора с включением переходов показана на (рис. 2.4).

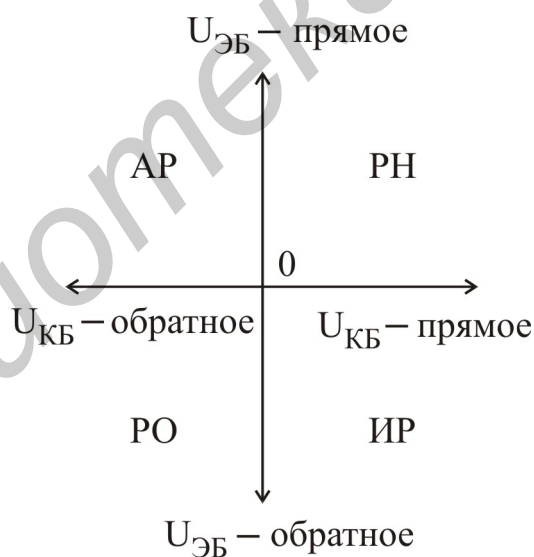


Рис. 2.4

Классификация режимов проводится по комбинации напряжений переходов. В схеме с ОБ напряжения переходов равны напряжению источников питания эмиттера ($U_{ЭБ}$) и коллектора ($U_{КБ}$).

В схеме с ОК напряжение на эмиттерном переходе определяется напряжением первого источника $U_{ЭБ} = -U_{БЭ}$, а напряжение коллекторного перехода

зависит от обоих источников, и по общему правилу определения разности потенциалов $U_{КБ} = U_{КЭ} + U_{ЭБ} = U_{КЭ} - U_{БЭ}$.

В схеме с ОК напряжение на коллекторном переходе определяется одним источником: $U_{КБ} = -U_{БК}$, а напряжение на эмиттерном переходе зависит от обоих источников: $U_{ЭБ} = U_{ЭК} + U_{КБ} = U_{ЭК} - U_{БК}$.

Правило знаков остается прежним.

2.3. Физические процессы в биполярном транзисторе в активном режиме

Принцип работы биполярного р-п-р-транзистора в активном режиме удобно рассматривать на примере схемы с ОБ, т. к. напряжения на переходах совпадают с напряжением источников питания (рис. 2.5), а направление движения дырок в транзисторе р-п-р совпадает с направлением тока.

Так как концентрация дырок в эмиттере значительно больше концентрации электронов в базе, наблюдается значительная инжекция электронов из базы в эмиттер.

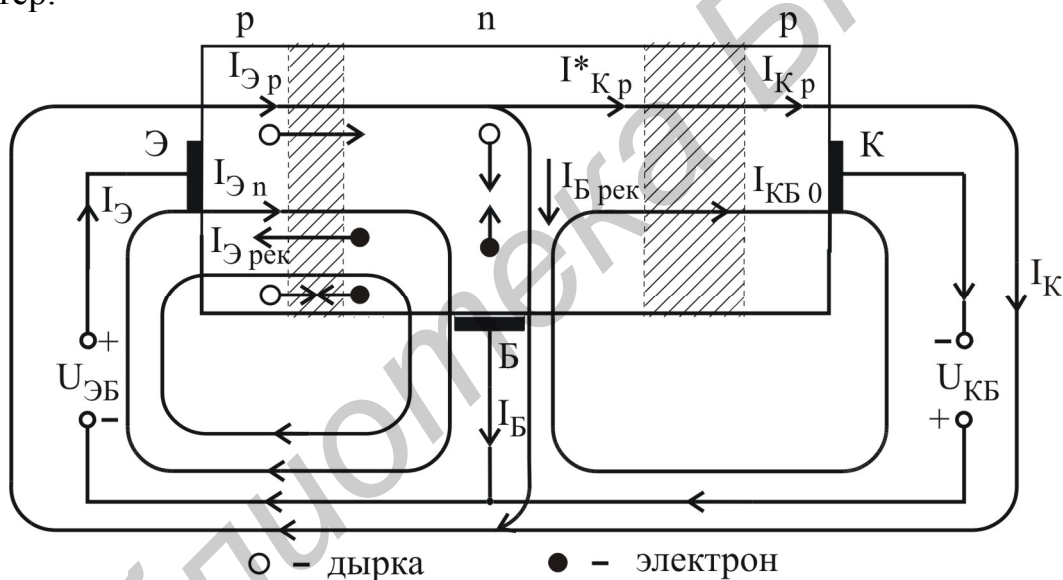


Рис. 2.5

Это вызывает протекание дырочного $I_{Эр}$ и электронного $I_{Эн}$ токов инжекции. Полный прямой ток перехода $I_{Э}$: $I_{Э} = I_{Эр} + I_{Эн}$

Полезным в сумме токов будет ток $I_{Эр}$, т. к. он будет участвовать в создании коллекторного тока.

Составляющие $I_{Эрек}$, $I_{Эр}$ протекают через вывод базы и являются составляющими тока базы.

Эффективность работы эмиттерного перехода учитывается коэффициентом инжекции эмиттера $\gamma = \frac{I_{Эр}}{I_{Эр} + I_{Эн} + I_{Эрек}}$, который показывает, какую до-

лю в полном эмиттерном токе составляет полезный ток. На практике коэффициент инжекции оказывается близким к единице ($\gamma = 0,98 \dots 0,995$).

Инжектированные в базу из эмиттера дырки повышают концентрацию их в базе у эмиттерного перехода, т. е. вызывают появление градиента концентрации дырок, неосновных носителей базы. Этот градиент концентрации дырок обуславливает их диффузионный перенос через базу к коллекторному переходу. При этом имеет место частичная рекомбинация дырок. Потерю дырок в базе можно учесть введением тока рекомбинации дырок $I_{B \text{ рек}}$, а коллекторный ток дырок, подходящих к коллекторному переходу I_{Kp} , будет равен

$$I_{Kp} = I_{\text{Эр}} - I_{B \text{ рек}}.$$

Потери на рекомбинацию в базе учитываются коэффициентом переноса ψ :

$$\Psi = I_{Kp} / I_{\text{Эр}},$$

величина которого определяется шириной базы W_B , диффузионной длиной дырок в базовой области L_p и близка к единице.

Поскольку концентрация электронов в базе значительно меньше концентрации инжектированных из эмиттера дырок, вероятность рекомбинации мала и, если диффузионная длина дырок в базе L_p больше толщины базы W_B , основная часть дырок достигнет коллекторного перехода.

Под действием ускоряющего поля коллекторного перехода дырки попадают в коллекторную область, создавая коллекторный ток I_{Kp} . Экстракция дырок может сопровождаться ударной ионизацией, лавинным умножением носителей зарядов в коллекторном переходе.

Процесс умножения носителей зарядов в коллекторном переходе оценивается коэффициентом умножения коллекторного тока:

$$M = \frac{I_K}{I_{Kp}},$$

где I_K – полный управляемый ток через коллекторный переход.

В плоскостных транзисторах обычного типа $M = 1$.

$$\text{Тогда } I_{Kp} = \gamma_{\text{Э}} \Psi M I_{\text{Э}} = \alpha I_{\text{Э}}, \quad (2.1)$$

где $\alpha = \gamma_{\text{Э}} \Psi M$ – это отношение дырочной составляющей коллекторного тока к полному току эмиттера.

Ток коллектора имеет еще составляющую I_{KB0} , которая протекает в цепи коллектор – база при $I_{\text{Э}} = 0$ (обрыв цепи эмиттера) и не зависит от тока эмиттера. Этот неуправляемый ток коллектора по своей природе аналогичен обратному току полупроводникового диода и называется обратным током коллектора.

$$\text{Итак, полный ток коллектора } I_K = I_{Kp} + I_{KB0} = \alpha I_{\text{Э}} + I_{KB0}. \quad (2.2)$$

$$\text{Так как } I_{Kp} > I_{KB0}, \text{ то } \alpha = \frac{I_K}{I_{\mathcal{E}}} \quad (2.3)$$

есть статический коэффициент передачи тока эмиттера для схемы с общей базой. Для современных транзисторов величина α достигает 0,99 и больше. Обратный ток коллектора в цепи базы направлен навстречу току $I_{B\text{рек}}$, поэтому общий ток базы можно определить:

$$I_B = I_{B\text{рек}} - I_{KB0}.$$

По закону Кирхгофа для токов можно записать (см. рис. 2.5):

$$I_{\mathcal{E}} = I_K + I_B. \quad (2.4)$$

Откуда $I_B = I_{\mathcal{E}} - I_K$ или с учетом (2.4) получим

$$I_B = I_{\mathcal{E}}(1 - \alpha) - I_{KB0}. \quad (2.5)$$

Направление тока базы зависит от соотношения между слагаемыми в уравнении (2.5). В активном режиме $I_{\mathcal{E}}(1 - \alpha) > I_{KB0}$.

Поскольку напряжение в цепи коллектора, включенного в обратном направлении, может быть значительно больше, чем в цепи эмиттера, включенного в прямом направлении, а токи в этих цепях практически равны, мощность, создаваемая переменной составляющей коллекторного тока в нагрузке, может быть значительно больше мощности, затрачиваемой на управление током в цепи эмиттера, т. е. транзистор обладает усилительным эффектом.

В схеме с ОЭ управляющим током будет ток базы. Так как $I_{\mathcal{E}} = I_K + I_B$, то ток коллектора запишем в виде

$$I_K = \alpha I_{\mathcal{E}} + I_{KB0} = \alpha(I_K + I_B) + I_{KB0};$$

$$I_K - \alpha I_K = \alpha I_B + I_{KB0};$$

$$I_K(1 - \alpha) = \alpha I_B + I_{KB0};$$

$$I_K = \frac{\alpha}{1 - \alpha} I_B + \frac{I_{KB0}}{1 - \alpha}.$$

Обозначим $\frac{\alpha}{1 - \alpha} = \beta$ – коэффициент передачи тока базы в схеме с ОЭ;

$\frac{I_{KB0}}{1 - \alpha} = I_{K\mathcal{E}0}$ – неуправляемая часть тока коллектора в схеме с ОЭ.

$$\text{Тогда } I_K = \beta I_B + I_{K\mathcal{E}0}, \quad (2.6)$$

$$\text{где } I_{K\mathcal{E}0} = (\beta + 1)I_{KB0} \quad (2.7)$$

есть ток коллектора при нулевом токе базы.

Для схемы с ОК выходным током является ток эмиттера. Поэтому

$$I_K = I_{\mathcal{E}} - I_B = \alpha I_{\mathcal{E}} + I_{KB0};$$

$$I_{\mathcal{E}} = \frac{1}{1 - \alpha} I_B + \frac{I_{KB0}}{1 - \alpha} = K_i I_B + I_{K\mathcal{E}0}.$$

Аналогично найдем статический коэффициент передачи тока для схемы с ОК:

$$K_i = \frac{1}{1-\alpha} = \beta + 1. \quad (2.8)$$

Связь эмиттерного и коллекторного переходов обеспечивается базовой областью, т. е. зависит от характера движения носителей в ней. В бездрейфовых транзисторах это движение имеет диффузионный характер и определяется градиентом концентрации носителей в базе, а в дрейфовых транзисторах зависит от имеющегося в базе электрического поля.

2.4. Модель Эберса – Молла

При необходимости анализа работы транзистора в режиме большого сигнала, когда имеют значение его нелинейные свойства, находит применение эквивалентная схема, предложенная Эберсом и Моллом. Она состоит из двух диодов, включенных встречно, и двух источников тока, отображающих взаимодействие этих диодов (рис. 2.6).

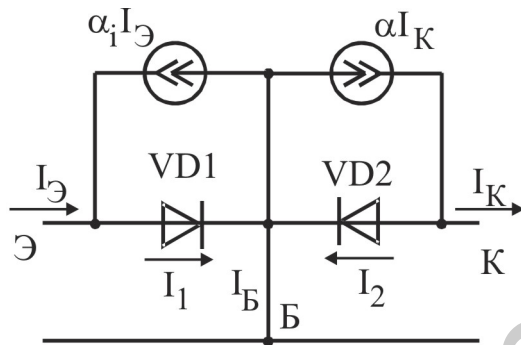


Рис. 2.6

В приведённой схеме источники тока $\alpha \cdot I_K$ и $\alpha_i \cdot I_Э$ характеризуют соответственно передачу тока эмиттерного перехода при нормальном включении в коллектор и тока коллекторного перехода в эмиттер при инверсном включении транзистора.

Токи эмиттера и коллектора связаны с внутренними токами соотношениями $I_Э = I_1 - \alpha_i \cdot I_2$; $I_К = \alpha \cdot I_1 - I_2$, где α_i – коэффициент передачи тока коллектора при инверсном включении.

Токи через переходы можно записать:

$$I_1 = I_{ЭБК} \cdot \left(q \frac{U_{ЭБ}}{kT} - 1 \right); \quad I_2 = I_{КБК} \cdot \left(q \frac{U_{КБ}}{kT} - 1 \right), \quad (2.9)$$

где $I_{ЭБК}$, $I_{КБК}$ – тепловые токи эмиттерного и коллекторного переходов, измеренные при коротком замыкании на выходе и входе соответственно ($U_{КБ} = 0$ и $U_{ЭБ} = 0$):

$$I_{ЭБК} = \frac{I_{ЭБ0}}{1 - \alpha \cdot \alpha_i}; \quad I_{КБК} = \frac{I_{КБ0}}{1 - \alpha \cdot \alpha_i}.$$

$I_{ЭБ0}$, $I_{КБ0}$ – это обратные токи эмиттерного и коллекторного переходов, измеряемые соответственно при обрыве коллектора и эмиттера.

С учетом (2.9) соотношения для токов $I_Э$ и $I_К$ преобразуются к виду

$$I_{\mathcal{E}} = I_{\mathcal{E}BK} \left(e^{\frac{q \cdot U_{\mathcal{E}B}}{kT}} - 1 \right) - \alpha_i \cdot I_{KBK} \left(e^{\frac{q \cdot U_{KB}}{kT}} - 1 \right); \quad (2.10)$$

$$I_K = \frac{\alpha \cdot I_{\mathcal{E}B0}}{1 - \alpha \cdot \alpha_i} \left(e^{\frac{q \cdot U_{\mathcal{E}B}}{kT}} - 1 \right) - \frac{I_{KB0}}{1 - \alpha \cdot \alpha_i} \left(e^{\frac{q \cdot U_{KB}}{kT}} - 1 \right); \quad (2.11)$$

$$I_B = I_{\mathcal{E}} - I_K = \frac{(1 - \alpha) \cdot I_{\mathcal{E}B0}}{1 - \alpha \cdot \alpha_i} \cdot \left(e^{\frac{q \cdot U_{\mathcal{E}B}}{kT}} - 1 \right) + \frac{(1 - \alpha) I_{KB0}}{1 - \alpha \cdot \alpha_i} \left(e^{\frac{q \cdot U_{KB}}{kT}} - 1 \right). \quad (2.12)$$

Из этих выражений можно получить семейство характеристик для конкретной схемы включения транзистора. Так, решая (2.10) относительно $U_{\mathcal{E}B}$, получим выражение для идеализированных входных (эмиттерных) характеристик транзистора $U_{\mathcal{E}B} = f(I_{\mathcal{E}})$ при $U_{KB} = \text{const}$:

$$U_{\mathcal{E}B} = \frac{kT}{q} \cdot \ln \left[\frac{I_{\mathcal{E}}}{I_{\mathcal{E}B0}} + 1 + \alpha \left(e^{\frac{q \cdot U_{KB}}{kT}} - 1 \right) \right]. \quad (2.13)$$

Модель Эберса – Молла описывает поведение транзистора в различных режимах работы, что может быть учтено выбором соответствующей полярности напряжений на переходах транзистора.

2.5. Статические характеристики биполярных транзисторов в схеме с ОБ

Статические характеристики транзистора отражают зависимость между токами, проходящими в его цепях, и напряжениями на электродах транзистора.

За независимые переменные обычно принимают входной ток $I_{\text{вх}}$, выходное напряжение $U_{\text{вых}}$, а за зависимые – выходной ток $I_{\text{вых}}$ и входное напряжение $U_{\text{вх}}$:

$$I_{\text{вых}}, U_{\text{вх}} = f(I_{\text{вх}}, U_{\text{вых}}). \quad (2.14)$$

Вид характеристик зависит от способа включения транзисторов. Для каждой схемы включения в активном режиме существует своя совокупность семейств характеристик.

Из трех схем включения транзисторов наибольшее применение получили схемы с ОБ и ОЭ.

В схеме с ОБ транзистор имеет следующие характеристики (рис. 2.7, а – г):

$U_{\mathcal{E}B} = f(I_{\mathcal{E}}) \Big|_{U_{KB} = \text{const}}$ – семейство входных (эмиттерных) характеристик (см. рис. 2.7, а);

$I_K = f(U_{KB}) \Big|_{I_{\mathcal{E}} = \text{const}}$ – семейство выходных (коллекторных) характеристик (см. рис. 2.7, б);

$I_K = f(I_E) \Big|_{U_{KB} = \text{const}}$ – семейство характеристик прямой передачи по току (см. рис. 2.7, в);

$U_{ЭБ} = f(U_{KB}) \Big|_{I_E = \text{const}}$ – семейство характеристик обратной связи по напряжению (см. рис. 2.7, г).

Входная характеристика транзистора при $U_{KB} = 0$ представляет с некоторым приближением прямую ветвь вольт-амперной характеристики p-n-перехода.

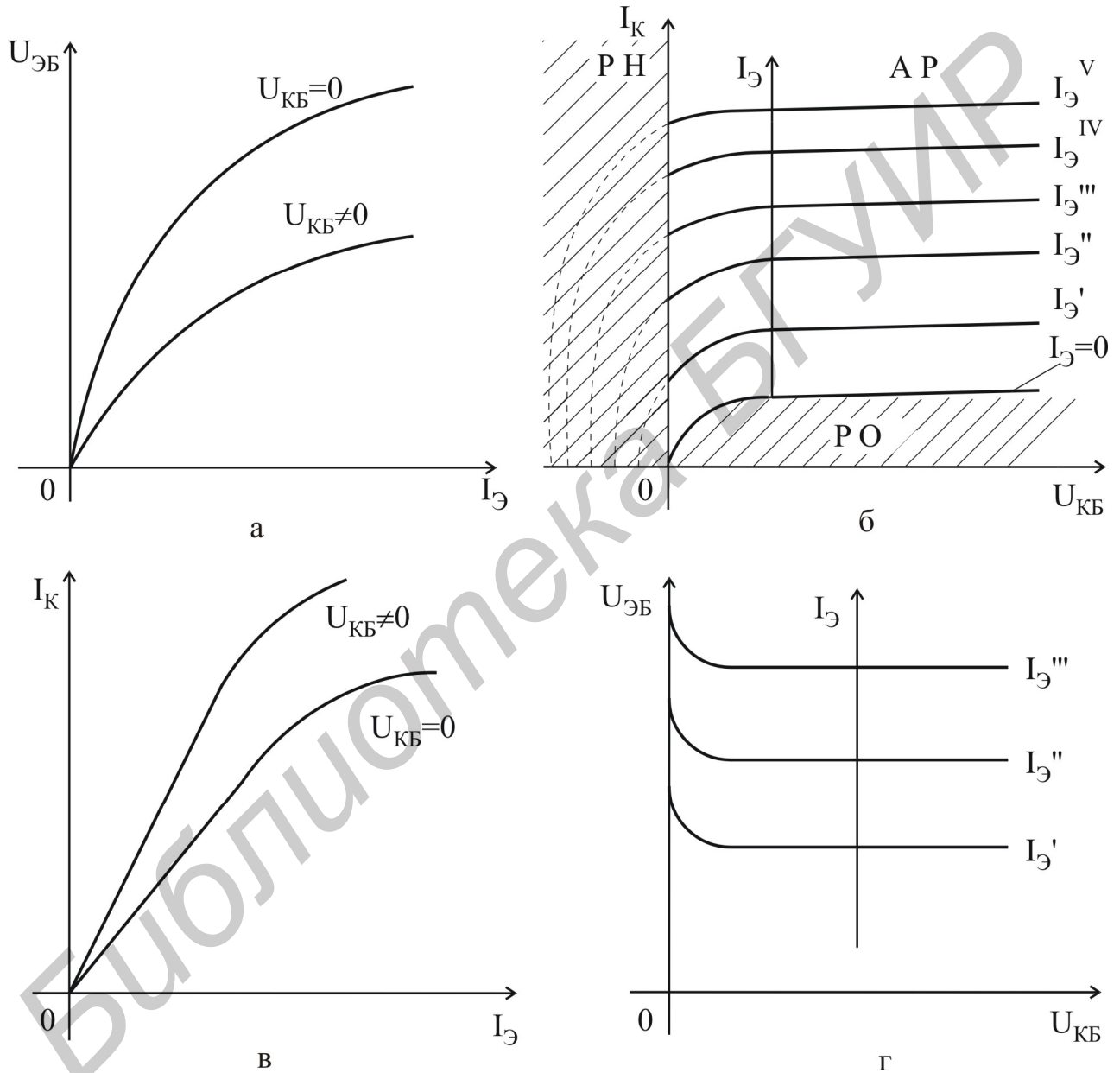


Рис. 2.7

Увеличение обратного напряжения на коллекторе смещает входную характеристику в область больших токов. При постоянном напряжении эмиттера $U_{ЭБ}$ и увеличении напряжения U_{KB} уменьшается ширина базы и увеличивается градиент концентрации дырок в базе, что приводит к увеличению тока эмиттера.

Выходные характеристики соответствуют выражению

$$I_K = \alpha I_{\mathcal{E}} + I_{KB0}. \quad (2.15)$$

При $I_{\mathcal{E}} = 0$ и $|U_{KB}| < 0$ характеристика подобна обратной ветви p-n-перехода. Коллекторный ток $I_K = I_{KB0}$ представляет обратный ток коллекторного перехода. При $I_{\mathcal{E}} > 0$ часть инжектированных дырок в базу доходит до коллекторного перехода и создает коллекторный ток при $U_{KB} = 0$ за счёт контактной разности потенциалов. Этот ток можно уменьшить до нуля путем подачи на коллекторный переход прямого напряжения, что соответствует режиму насыщения. Коллекторные характеристики с увеличением тока эмиттера $I_{\mathcal{E}}$ смещаются вверх в соответствии с (2.15).

Область характеристик при $I_{\mathcal{E}} > 0$ и $U_{KB} < 0$ соответствует активному режиму.

Характеристики прямой передачи близки к линейным зависимостям. Тангенс угла наклона характеристики прямой передачи численно равен коэффициенту передачи тока $\alpha = \frac{dI_K}{dI_{\mathcal{E}}}$ при $U_{KB} = \text{const}$.

Их можно описать зависимостью

$$I_K = \alpha I_{\mathcal{E}} - I_{KB0} \left(e^{\frac{qU_{KB}}{kT}} - 1 \right). \quad (2.16)$$

При $U_{KB} = 0$, $I_{KB0} = 0$ характеристика линейная и выходит из начала координат. С увеличением U_{KB} характеристика сдвигается вверх, что обусловлено уменьшением рекомбинации носителей в базе за счёт уменьшения ширины базы (эффект Эрли).

Характеристики обратной связи имеют незначительный наклон, что свидетельствует о слабом влиянии поля коллектора на токопрохождение в цепи эмиттера. Увеличение коллекторного напряжения сопровождается небольшим ростом градиента концентрации носителей заряда в базе, что вызывает увеличение тока эмиттера. А поскольку характеристики снимаются при постоянном токе эмиттера, они могут быть получены путем перестройки семейства входных характеристик.

2.6. Статические характеристики транзисторов в схеме с ОЭ

Для схемы с общим эмиттером можно аналогично получить семейства статических характеристик:

$U_{BЭ} = f(I_B) \Big|_{U_{KЭ}=\text{const}}$ – семейство входных (базовых) характеристик;

$I_K = f(U_{KЭ}) \Big|_{I_B=\text{const}}$ – семейство выходных (коллекторных) характеристик;

$I_K = f(I_B) \Big|_{U_{KЭ}=\text{const}}$ – семейство характеристик прямой передачи по току;

$U_{БЭ} = f(U_{КЭ}) \Big|_{I_B = \text{const}}$ – семейство характеристик обратной связи по напряжению.

Остановимся на анализе входных и выходных характеристик в схеме с ОЭ (рис. 2.8, а, б).

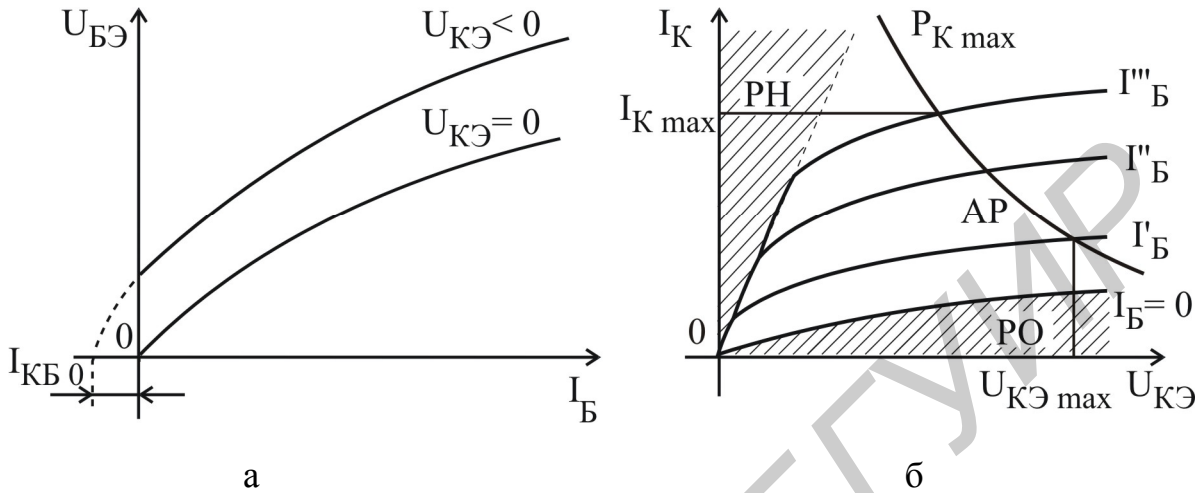


Рис. 2.8

При $U_{КЭ} = 0$ (см. рис. 2.8, а) оба перехода транзистора включаются в прямом направлении, а ток базы равен сумме базовых токов из-за одновременной инжекции дырок из эмиттера и коллектора. С ростом прямого напряжения $U_{КЭ}$ этот ток будет увеличиваться, т. к. увеличивается инжекция в обоих переходах ($U_{КБ} = U_{ЭБ}$), и соответственно возрастут потери на рекомбинацию, определяющие базовый ток.

При $U_{КЭ} < 0$ коллекторный переход включается в обратном направлении и в цепи базы будет протекать ток

$$I_B = (1 - \alpha)I_{Э} - I_{КБ0}. \quad (2.17)$$

При $U_{БЭ} = 0; I_{Э} = 0$, а ток базы $I_B = -I_{КБ0}$. Увеличение прямого напряжения на эмиттерном переходе вызывает рост эмиттерного тока и тока базы до величины $(1 - \alpha)I_{Э}$. Когда $(1 - \alpha)I_{Э} = I_{КБ0}$, ток базы $I_B = 0$. При дальнейшем росте $U_{БЭ}$ ток $(1 - \alpha)I_{Э} > I_{КБ0}$, ток I_B меняет направление и становится положительным: $I_B > 0$. Увеличение $U_{КЭ}$ увеличивает напряжение $U_{КБ}$ и уменьшает ширину базы (эффект Эрли) (см. рис. 2.8, б), что сопровождается снижением потерь на рекомбинацию, т. е. уменьшением тока базы.

Выходные характеристики $I_K = f(U_{КЭ})$ при $I_B = \text{const}$ (см. рис. 2.8, б) отражают работу транзистора в схеме с ОЭ в различных режимах. Они начинаются правее начала координат. Крутые начальные участки характеристик относятся к режиму насыщения, когда оба перехода включены в прямом направлении $|U_{КЭ}| < |U_{БЭ}|$, а пологие участки соответствуют активному режиму, когда $|U_{КЭ}| > |U_{БЭ}|$.

Если $I_B = 0$ («обрыв базы»), то $I_K = I_{KЭ0} = I_{KB0}(\beta + 1)$ и вольт-амперная характеристика представляет собой обратную ветвь характеристики р-п-перехода. Режим отсечки соответствует области, расположенной под коллекторной характеристикой при $I_B = 0$. При токах базы I'_B, I''_B и т. д. выходные характеристики смещаются вверх на величину βI_B .

На семействе выходных характеристик транзистора в схеме с ОЭ (см. рис. 2.8, б) представлена рабочая область, в которой обеспечивается его безопасная работа при отсутствии значительных искажений. Эта область ограничивается предельными значениями $I_{K\max}, U_{KЭ\max}, P_{K\max}$, которые указываются в справочниках.

Напряжение $U_{KЭ\max}$ зависит от напряжения пробоя коллекторного перехода, а предельная мощность $P_{K\max}$ – от температуры нагрева коллекторного перехода. Нижняя граница определяется величиной обратного тока $I_{KЭ0}$ или режимом отсечки, а левая область при малых значениях $U_{KЭ}$ – нелинейными искажениями. При $I_K > I_{K\max}$ нелинейные искажения возрастают.

2.7. Дифференциальные параметры транзисторов. Системы параметров

Дифференциальные параметры транзистора характеризуют связь между малыми изменениями токов в его цепях и напряжениями его электродов. Критерием малости изменений токов и напряжений является линейность связи между ними, следовательно, дифференциальные параметры не зависят от амплитуды переменных составляющих токов и напряжений. Когда транзистор работает в линейном режиме, удобно пользоваться не характеристиками, а параметрами. В режиме малых сигналов транзистор можно рассматривать как активный линейный четырехполюсник (рис. 2.9). Активным четырехполюсником называют электрическую цепь, состоящую из пассивных элементов (L, R, C) и эквивалентного генератора ЭДС или тока, к входным зажимам которого подключается источник сигнала, а к выходным – нагрузка.



Рис. 2.9

Режим работы при малых сигналах имеет место в усилителях высокой и промежуточной частоты, в предварительных каскадах усиления низкой частоты. В оконечных каскадах усилителей низкой частоты транзистор работает при больших сигналах, поэтому необходимо пользоваться графоаналитическим методом расчета, позволяющим учесть влияние нелинейности характеристик транзистора. При работе транзистора в радиоэлектронных устройствах на его электроды кроме постоянного напряжения питания подают переменные напряжения, а во входной и выходной цепях протекают переменные токи. Величины, связывающие малые прираще-

ния токов и напряжений на электродах транзистора, называют дифференциальными параметрами. Исследование четырехполюсника сводится к измерению его параметров, по которым можно вычислить элементы эквивалентной схемы. Эти параметры измеряются на переменном токе. В соответствии с рис. 2.9 возможны шесть вариантов выбора независимых и зависимых переменных, однако практическое применение имеют три варианта, приводящие к системам Z-, Y-, H-параметров. За положительные направления принимают направления токов, втекающих в транзистор. В зависимости от схемы включения транзистора величинам U_1, I_1, U_2, I_2 будут соответствовать те или другие реальные токи и напряжения.

2.8. Система Z-параметров

В системе Z-параметров независимыми переменными считаются токи

$$U_1 = f(I_1, I_2); \quad U_2 = f(I_1, I_2), \quad (2.18)$$

тогда

$$dU_1 = \frac{\partial U_1}{\partial I_1} dI_1 + \frac{\partial U_1}{\partial I_2} dI_2; \quad (2.19)$$

$$dU_2 = \frac{\partial U_2}{\partial I_1} dI_1 + \frac{\partial U_2}{\partial I_2} dI_2. \quad (2.20)$$

Если приращения dI_1, dI_2 рассматривать как малые переменные токи с комплексными амплитудами \dot{I}_1, \dot{I}_2 , то приращения dU_1, dU_2 будут представлять собой малые переменные с амплитудами \dot{U}_1, \dot{U}_2 . В этом случае частные производные должны быть заменены комплексными сопротивлениями. Уравнения (2.19), (2.20) можно записать в виде

$$\dot{U}_1 = Z_{11}\dot{I}_1 + Z_{12}\dot{I}_2; \quad (2.21)$$

$$\dot{U}_2 = Z_{21}\dot{I}_1 + Z_{22}\dot{I}_2. \quad (2.22)$$

Здесь $Z_{11} = \frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_1}$ при $\dot{I}_2 = 0$ – входное сопротивление транзистора;

$Z_{12} = \frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_2}$ при $\dot{I}_1 = 0$ – сопротивление обратной передачи;

$Z_{21} = \frac{\dot{U}_2}{\dot{I}_1}$ при $\dot{I}_2 = 0$ – сопротивление прямой передачи;

$Z_{22} = \frac{\dot{U}_2}{\dot{I}_2}$ при $\dot{I}_1 = 0$ – выходное сопротивление транзистора.

Z-параметры измеряются в режимах холостого хода (ХХ) во входной и выходной цепях. Для осуществления режима холостого хода по переменному току напряжения питания к выводам транзистора подают через элементы схемы (дрессели), сопротивление которых для переменного тока значительно больше

сопротивления цепи, где создается режим ХХ. Создать режим ХХ во входной цепи транзистора достаточно легко, т. к. её сопротивление мало. В выходной цепи создание режима ХХ затруднительно вследствие большого выходного сопротивления. На рис. 2.10 представлена эквивалентная схема, соответствующая уравнениям (2.21), (2.22), где генератор напряжения $Z_{12}\dot{I}_2$ отражает обратную связь в транзисторе, т. е. влияние выходного тока на входную цепь, а генератор напряжения $Z_{21}\dot{I}_1$ отражает усилительные свойства транзистора.

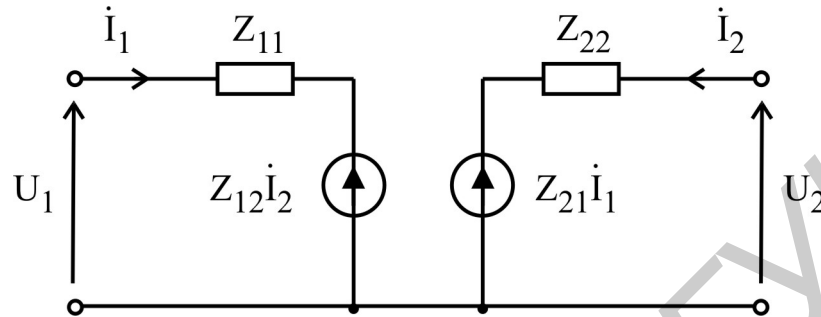


Рис. 2.10

2.9. Система Y-параметров

В системе Y-параметров токи считаются функциями напряжения:

$$I_1 = f(U_1, U_2); \quad I_2 = f(U_1, U_2). \quad (2.23)$$

$$\text{Тогда } dI_1 = \frac{\partial I_1}{\partial U_1} dU_1 + \frac{\partial I_1}{\partial U_2} dU_2, \quad (2.24)$$

$$dI_2 = \frac{\partial I_2}{\partial U_1} dU_1 + \frac{\partial I_2}{\partial U_2} dU_2. \quad (2.25)$$

Приращения dU_1 , dU_2 можно рассматривать как малые переменные напряжения с комплексными амплитудами \dot{U}_1, \dot{U}_2 . Приращения токов dI_1 , dI_2 представляют собой гармонические колебания с амплитудами \dot{I}_1, \dot{I}_2 . С учётом этого можно записать:

$$\dot{I}_1 = Y_{11}\dot{U}_1 + Y_{12}\dot{U}_2; \quad (2.26)$$

$$\dot{I}_2 = Y_{21}\dot{U}_1 + Y_{22}\dot{U}_2, \quad (2.27)$$

где $Y_{11} = \frac{\dot{I}_1}{\dot{U}_1}$ при $\dot{U}_2 = 0$ – входная проводимость транзистора;

$Y_{12} = \frac{\dot{I}_1}{\dot{U}_2}$ при $\dot{U}_1 = 0$ – проводимость обратной передачи;

$Y_{21} = \frac{\dot{I}_2}{\dot{U}_1}$ при $\dot{U}_2 = 0$ – проводимость прямой передачи;

$Y_{22} = \frac{\dot{I}_2}{\dot{U}_2}$ при $\dot{U}_1 = 0$ – выходная проводимость транзистора.

Для измерения Y -параметров необходимо обеспечить создание режима короткого замыкания (КЗ) по переменному току. Он может быть создан путём закорачивания соответствующей цепи конденсатором большой ёмкости. Создание режима КЗ во входной цепи довольно сложно на низких частотах из-за низкого входного сопротивления транзистора. Однако на высоких частотах создание режима КЗ значительно проще.

Схема замещения транзистора в системе Y -параметров приведена на рис. 2.11.

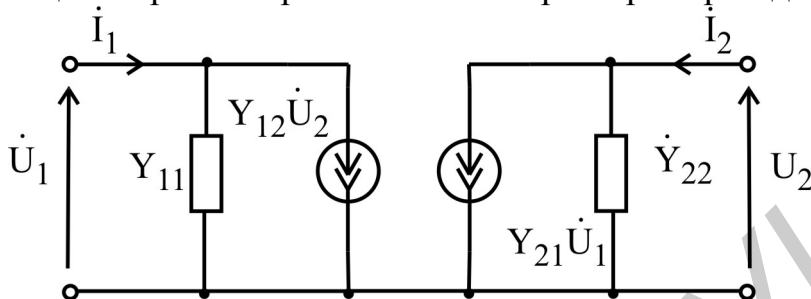


Рис. 2.11

Генератор тока $Y_{12}U_2$ определяет обратную связь в транзисторе, а генератор тока $Y_{21}U_1$ характеризует усилительные свойства транзистора.

2.10. Система H-параметров

В качестве независимых переменных приняты входной ток и выходное напряжение, а функциями являются входное напряжение и выходной ток.

$$U_1 = f(I_1, U_2); \quad I_2 = f(I_1, U_2). \quad (2.28)$$

$$\text{Тогда } dU_1 = \frac{\partial U_1}{\partial I_1} dI_1 + \frac{\partial U_1}{\partial U_2} dU_2; \quad (2.29)$$

$$dI_2 = \frac{\partial I_2}{\partial I_1} dI_1 + \frac{\partial I_2}{\partial U_2} dU_2 \quad (2.30)$$

$$\text{или } \dot{U}_1 = H_{11}\dot{I}_1 + H_{12}\dot{U}_2; \quad (2.31)$$

$$\dot{I}_2 = H_{21}\dot{I}_1 + H_{22}\dot{U}_2, \quad (2.32)$$

где $H_{11} = \frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_1}$ при $\dot{U}_2 = 0$ – входное сопротивление транзистора;

$H_{12} = \frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_2}$ при $\dot{I}_1 = 0$ – коэффициент обратной связи по напряжению;

$H_{21} = \frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1}$ при $\dot{U}_2 = 0$ – коэффициент прямой передачи по току;

$H_{22} = \frac{\dot{I}_2}{\dot{U}_2}$ при $\dot{I}_1 = 0$ – выходная проводимость транзистора.

В этой системе параметры измеряются в режиме ХХ на входе и в режиме КЗ на выходе, что делает её наиболее удобной. Ей соответствует эквивалентная

схема, приведённая на рис. 2.12. Так как H-параметры имеют различную размерность, эту систему называют гибридной (смешанной) системой параметров.

На низких частотах, когда влияние реактивных элементов мало, все параметры считаются действительными величинами: $Z = r$, $Y = g$, $H = h$.

Систему H-параметров обычно используют на низких частотах, когда ёмкостные составляющие токов малы. Необходимые режимы для измерения параметров по переменной составляющей тока могут быть осуществлены на этих частотах достаточно просто. Поэтому в справочниках по транзисторам низкочастотные параметры приводятся в системе H-параметров.

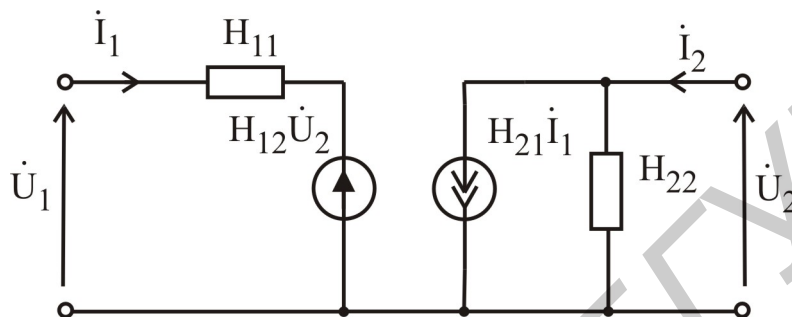


Рис. 2.12

2.11. Определение дифференциальных h-параметров по статическим характеристикам транзистора

Низкочастотные значения h-параметров можно найти с помощью входных и выходных характеристик транзистора.

На рис. 2.13, 2.14 показано определение h-параметров для схемы с ОЭ по выходным и входным характеристикам в точке О.

Заменяя малые амплитуды токов и напряжений конечными приращениями, получим

$$U_{mб} = \Delta U_{БЭ}; \quad U_{mk} = \Delta U_{КЭ}; \quad I_{mб} = \Delta I_{К}.$$

При постоянном токе базы $I_{Б}$ задаем приращение коллекторного напряжения $\Delta U_{КЭ}$ и находим приращение коллекторного тока $\Delta I_{К}$.

$$\text{Тогда } h_{22э} = \frac{\Delta I_{К}}{\Delta U_{КЭ}} \text{ при } I_{Б} = \text{const}.$$

При постоянном напряжении коллектора задаем приращение тока базы $\Delta I_{К} = I_{Б}''' - I_{Б}''$ (точка D, рис.2.13).

$$\text{Тогда } h_{21э} = \frac{\Delta I_{К}}{\Delta I_{Б}} \text{ при } I_{К} = \text{const}.$$

Параметры $h_{11э}$ и $h_{12э}$ определяют по входным характеристикам. При этом заданная точка О соответствует значениям $U_{КЭ}$ и $I_{Б}$, что и на выходных характеристиках. Задавая приращение тока базы $\Delta I_{Б}$ при постоянном напряже-

нии $U_{КЭ}'$, находим приращение напряжения $\Delta U_{БЭ}$. Тогда входное сопротивление $h_{11э} = \frac{\Delta U_{БЭ}}{\Delta I_{Б}}$ при $U_{КЭ} = \text{const.}$

При постоянном токе базы задаем приращение напряжения коллектора $\Delta U_{КЭ} = U_{КЭ}'' - U_{КЭ}'$ и определяем приращение напряжения базы $\Delta U_{БЭ}$. Коэффициент обратной связи по напряжению:

$$h_{12э} = \frac{\Delta U_{БЭ}}{\Delta U_{КЭ}} \text{ при } I_{э} = \text{const.}$$

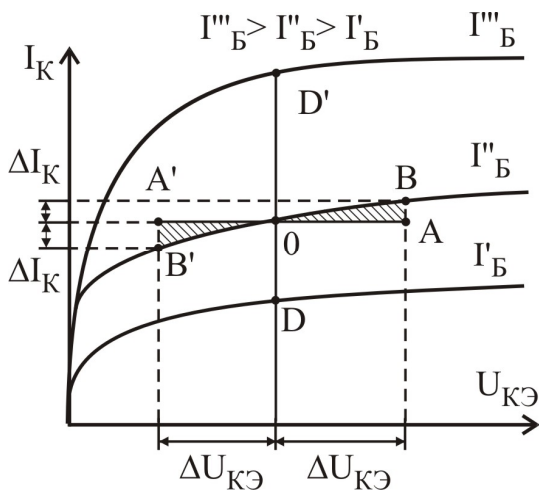


Рис. 2.13

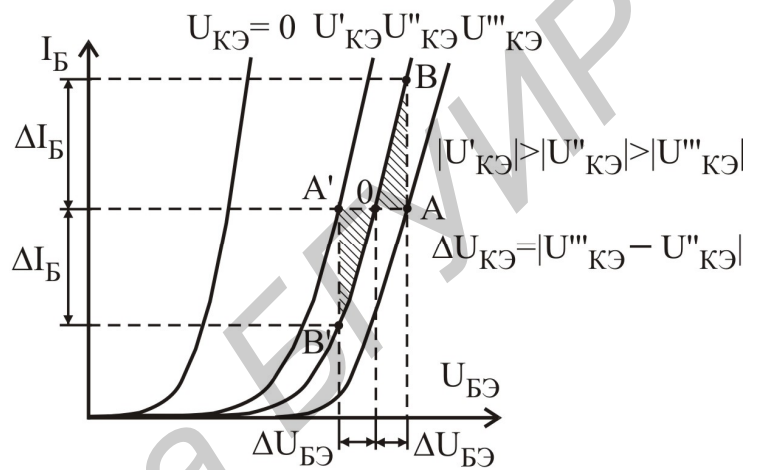


Рис. 2.14

Связь между h -параметрами в различных схемах включения приведена в табл. 2.1.

Таблица 2.1

$h_{11э} = \frac{h_{11б}}{1 + h_{21б}}$	$h_{11к} = h_{11э}$	$h_{11б} = \frac{h_{11э}}{1 + h_{21э}}$
$h_{12э} = \frac{h_{11б} \cdot h_{22б}}{1 + h_{21б}} - h_{12б}$	$h_{12к} = 1$	$h_{12б} = \frac{h_{11э} \cdot h_{22э}}{1 + h_{21э}} - h_{12э}$
$h_{21э} = \frac{h_{21б}}{1 - h_{21б}}$	$h_{21к} = h_{21э} + 1$	$h_{21б} = \frac{h_{21э}}{1 + h_{21э}}$
$h_{22э} = \frac{h_{22б}}{1 + h_{21б}}$	$h_{22к} = h_{22э}$	$h_{22б} = \frac{h_{22э}}{1 + h_{21э}}$

2.12. Физические параметры транзисторов

Рассмотренные дифференциальные параметры называются внешними, т. к. они измеряются на зажимах четырехполюсника. Существенным недостатком их является зависимость от схемы включения. Поэтому удобнее пользоваться физическими параметрами транзистора, связанными с физическими процессами в нем и не зависящими от схемы включения.

К физическим параметрам помимо рассмотренных коэффициентов передачи тока относят дифференциальные сопротивления переходов, объемные сопротивления областей транзистора, емкости переходов и др.

Эти параметры характеризуют основные физические процессы в транзисторе. В активном режиме ВАХ эмиттерного перехода описывается выражением

$$I_{\text{Э}} = I_{\text{Э0}} \cdot \left(e^{\frac{qU_{\text{Э}}}{kT}} - 1 \right).$$

Дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода

$$r_{\text{Э}} = \frac{dU_{\text{Э}}}{dI_{\text{Э}}} \text{ при } \Delta U_{\text{К}} = 0; \quad [r_{\text{Э}}]^{-1} = \left[\frac{dI_{\text{Э}}}{dU_{\text{Э}}} \right]^{-1} = \frac{qI_{\text{Э}}}{kT}; \quad r_{\text{Э}} = \frac{kT}{qI_{\text{Э}}}. \quad (2.33)$$

$$\text{При } T = 300 \text{ К } \frac{kT}{q} \approx 0,026 \text{ В, тогда } r_{\text{Э}} = \frac{26 [\text{мВ}]}{I_{\text{Э}} [\text{мА}]} [\text{Ом}]. \quad (2.34)$$

Оно имеет малое значение и с ростом тока $I_{\text{Э}}$ уменьшается, а с увеличением температуры возрастает.

Дифференциальное сопротивление коллекторного перехода для схемы с ОЭ можно получить, дифференцируя выражение для тока коллектора:

$$I_{\text{К}} = \beta I_{\text{Б}} + (\beta + 1) I_{\text{КБ0}}, \quad (2.35)$$

$$r_{\text{К}} = \frac{dU_{\text{КЭ}}}{dI_{\text{К}}} = \left[\frac{dI_{\text{К}}}{dU_{\text{КЭ}}} \right]^{-1} = \left[I_{\text{Б}} \cdot \left(\frac{d\beta}{dU_{\text{КЭ}}} \right) \right]^{-1} = \frac{1}{I_{\text{Б}} \left(\frac{d\beta}{dU_{\text{КЭ}}} \right)}. \quad (2.36)$$

С ростом тока базы сопротивление $r_{\text{К}}$ уменьшается.

Ток коллектора $I_{\text{К}}$ протекает через коллекторный переход, смещенный в обратном направлении, и слабо зависит от напряжения на коллекторном переходе. Величина $r_{\text{К}}$ велика, более 0,1 МОм, и определяется в основном эффектом модуляции ширины базы.

Аналогично можно найти дифференциальное сопротивление коллекторного перехода в схеме с ОБ:

$$r_{\text{К ОБ}} = r_{\text{К ОЭ}} (\beta + 1), \quad (2.37)$$

т. е. дифференциальное сопротивление коллекторного перехода в схеме с ОБ выше, чем в схеме с ОЭ.

Сопротивление базы $r_{\text{б}}$ определяется размерами структуры и распределением концентраций примесей в активной и пассивной областях базы. Оно равно сумме распределенного сопротивления базы $r_{\text{б}}'$ и диффузионного сопротивления $r_{\text{б}}''$: $r_{\text{б}} = r_{\text{б}}' + r_{\text{б}}''$. Распределенное сопротивление базы $r_{\text{б}}'$ отражает сопротивление активной области базы. Как показывают расчеты, величина его может определяться соотношением

$$r_{б}' = \frac{1}{8\pi q \mu N W_{б}}, \quad (2.38)$$

где q – заряд электрона;
 μ – подвижность основных носителей в базе;
 N – концентрация примеси в базе;
 $W_{б}$ – ширина базы.

Уменьшение ширины базы $W_{б}$ приводит к возрастанию этого сопротивления. Часть входного напряжения, приложенного к эмиттерному переходу, теряется на распределенном сопротивлении $r_{б}'$, что снижает эффективность управления током в транзисторе.

Диффузионное сопротивление базы $r_{б}''$ отражает влияние коллекторного напряжения на ширину базы вследствие изменения ширины коллекторного перехода.

Аналогично отдельному р-п-переходу эмиттерный и коллекторный переходы транзистора характеризуются барьерными и диффузионными емкостями. Емкость коллектора $C_{к}$ гораздо меньше емкости прямосмещенного эмиттерного перехода $C_{э}$. Однако емкость $C_{к}$ шунтирует большое сопротивление коллектора $r_{к}$ и с ростом частоты оказывает существенное влияние на работу транзистора. В справочниках приводится емкость $C_{к}$, измеренная между коллекторным и базовым выводами на заданной частоте при отключенном эмиттере и обратном напряжении на коллекторе.

2.13. Зависимость статических характеристик транзисторов от температуры

Схема с общей базой. Ток эмиттера в схеме с ОБ связан с температурой следующим соотношением:

$$I_{э}(T) = I_{эб0}(T) e^{\frac{qU_{эб} - \Delta W}{kT}}, \quad (2.39)$$

где $I_{эб0}$ – тепловой ток эмиттерного перехода.

С ростом температуры ток эмиттера возрастает за счет увеличения теплового тока (удваивается на каждые десять градусов увеличения температуры).

Входная характеристика для разных температур будет иметь вид, представленный на рис. 2.15. В рабочем режиме $qU_{эб} < \Delta W$ показатель экспоненты отрицателен и с ростом температуры входной ток увеличивается, а характеристика смещается влево примерно на $2 \text{ мВ}/^{\circ}\text{C}$.

Выходной ток – ток коллектора равен

$$I_{к} = \alpha I_{э} + I_{кб0}.$$

Изменение тока коллектора при постоянном токе эмиттера:

$$dI_{к} = I_{э} d\alpha + dI_{кб0}. \quad (2.40)$$

Относительное изменение тока коллектора:

$$\frac{dI_K}{I_K} = \frac{I_{\text{Э}}}{I_K} \cdot d\alpha + \frac{dI_{\text{КБ}0}}{I_K} = \frac{d\alpha}{\alpha} + \frac{I_{\text{КБ}0}}{I_K} \cdot \frac{dI_{\text{КБ}0}}{I_{\text{КБ}0}}. \quad (2.41)$$

Средний температурный коэффициент $\frac{d\alpha}{\alpha dT}$ обычно составляет 0,03...0,05 % на 1°C, а общее изменение коэффициента передачи тока эмиттера в рабочем диапазоне температур $\Delta T = 100^\circ\text{C}$ не превышает 3...5 %.

Отношение $\frac{I_{\text{КБ}0}}{I_K}$ имеет порядок $10^{-3} \dots 10^{-6}$. Хотя обратный ток $I_{\text{КБ}0}$ изменяется с ростом температуры быстро, его влияние на температурный дрейф выходных характеристик мало, т. к. он мал по сравнению с рабочим током коллектора I_K .

Отсюда следует, что выходные характеристики в схеме с ОБ слабо зависят от температуры (рис. 2.16).

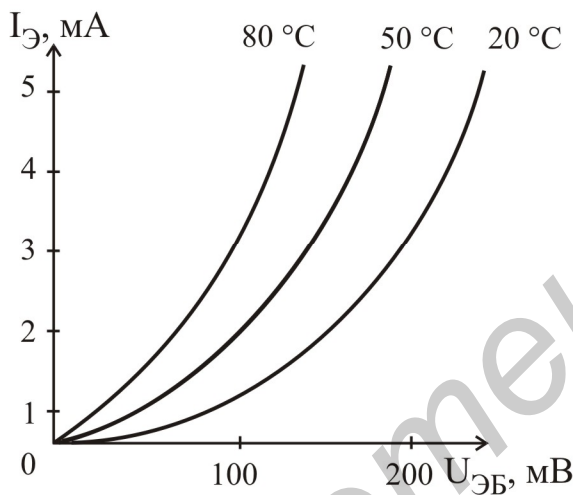


Рис. 2.15

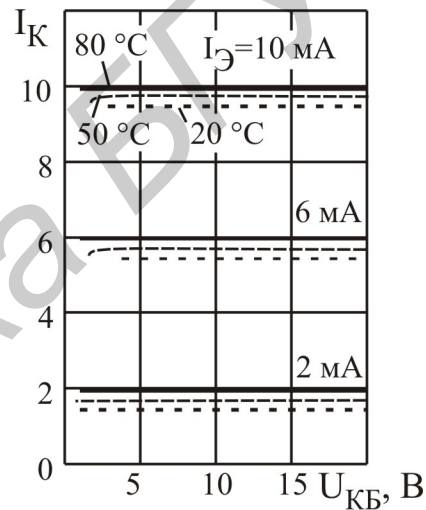


Рис. 2.16

Схема с общим эмиттером. На рис. 2.17 приведены выходные характеристики для схемы с ОЭ при двух значениях температуры.

Ток коллектора для схемы с ОЭ равен

$$I_K = \beta I_B + (\beta + 1)I_{\text{КБ}0}.$$

Относительная нестабильность тока коллектора при $I_B = \text{const}$ составляет

$$\left. \frac{dI_K}{I_K} \right|_{\text{ОЭ}} \approx (\beta + 1) \frac{d\alpha}{\alpha} + \frac{I_{\text{КБ}0}}{I_K} \cdot \frac{dI_{\text{КБ}0}}{I_{\text{КБ}0}} = (\beta + 1) \left. \frac{dI_K}{I_K} \right|_{\text{ОБ}} \quad (2.42)$$

и увеличивается в $(\beta + 1)$ раз по сравнению со схемой с общей базой.

Входные характеристики транзистора в схеме с ОЭ при разных температурах приведены на рис. 2.18. Увеличение температуры вызывает увеличение как прямого, так и обратного тока базы. По этой причине характеристики, снятые при разных температурах, будут пересекаться в области малых базовых токов.

Сравнивая характеристики для схемы с ОБ и ОЭ, следует отметить более высокую устойчивость к температурным воздействиям транзистора в схеме с общей базой.

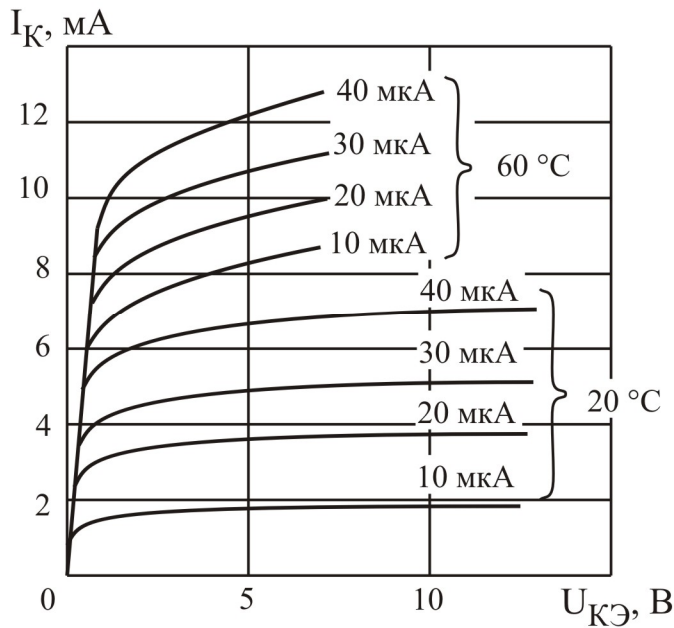


Рис. 2.17

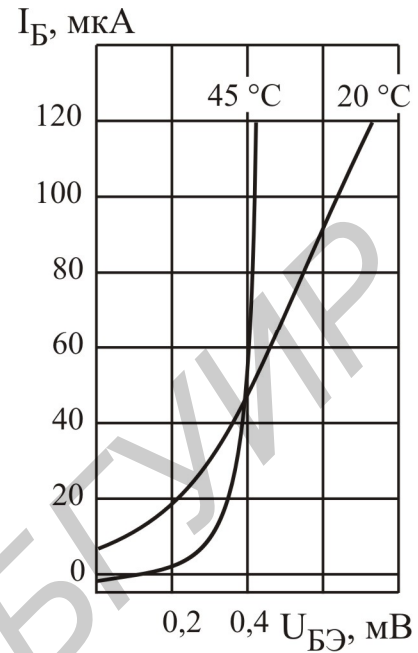


Рис. 2.18

2.14. Т-образная схема замещения транзистора на низких частотах

Для области низких частот, на которых влиянием реактивных элементов можно пренебречь, систему Z-параметров перепишем в виде

$$\dot{U}_1 = r_{11}\dot{I}_1 + r_{12}\dot{I}_2; \quad (2.43)$$

$$\dot{U}_2 = r_{21}\dot{I}_1 + r_{22}\dot{I}_2. \quad (2.44)$$

Прибавив и отняв во втором уравнении величину $r_{12}\dot{I}_1$, получим

$$\dot{U}_1 = \boxed{r_{11}\dot{I}_1 + r_{12}\dot{I}_2} \quad (2.45)$$

$$\dot{U}_2 = \boxed{r_{12}\dot{I}_1 + r_{22}\dot{I}_2} + (r_{21} - r_{12})\dot{I}_1. \quad (2.46)$$

Выражения, заключенные в рамку, являются уравнениями пассивного четырехполюсника, который может быть замещен Т-образной схемой (рис. 2.19, а). Член $(r_{21} - r_{12})\dot{I}_1$ учитывает долю выходного напряжения \dot{U}_2 , обусловленную воздействием входного тока \dot{I}_1 (рис. 2.19, б). Это напряжение учитывается источником напряжения, включенным в выходную цепь схемы замещения.

Вместо источника напряжения в ряде случаев удобнее использовать источник тока (рис. 2.19, в). Условие эквивалентности источников можно найти из равенства выходных напряжений при разомкнутых выходах обеих схем: $(r_{21} - r_{12})\dot{I}_1 = \alpha\dot{I}_1(r_{22} - r_{12})$, откуда

$$\alpha = \frac{r_{21} - r_{12}}{r_{22} - r_{12}} \approx \frac{r_{21}}{r_{22}}. \quad (2.47)$$

Для Т-образной схемы принимают схему с ОБ.

Введем обозначения:

$$r_3 = r_{11} - r_{12}; \quad r_6 = r_{12}; \quad r_k = r_{22} - r_{12}; \quad r_r = r_{21} - r_{12}; \quad \dot{U}_{36} = \dot{U}_1; \quad \dot{U}_{к6} = \dot{U}_2.$$

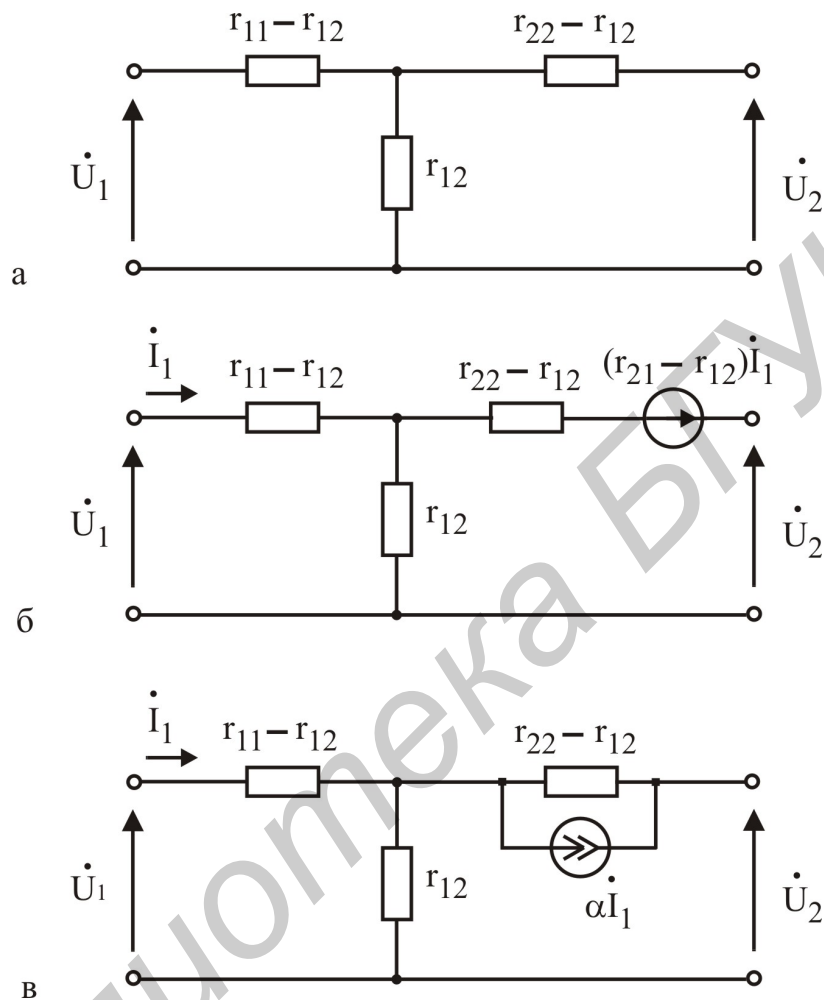


Рис. 2.19

Тогда схемы замещения транзистора на низких частотах при включении с ОБ с генератором напряжения и генератором тока будут иметь вид рис. 2.20, 2.21 соответственно.

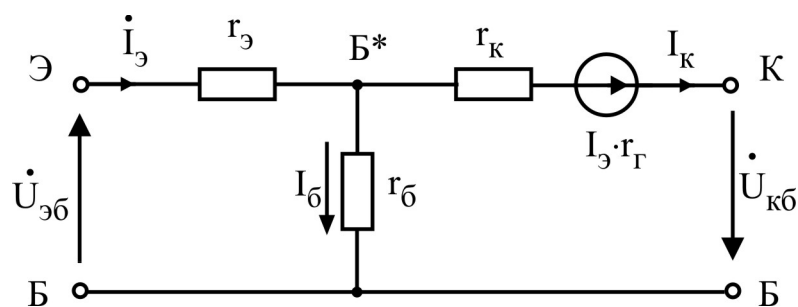


Рис. 2.20

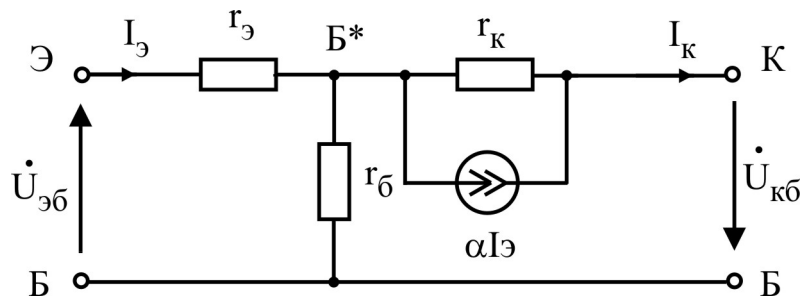


Рис. 2.21

В этих схемах $\alpha I_3 r_к = I_3 r_Г$; $r_Г = \alpha r_к$.

Эффект передачи переменного тока эмиттера I_3 в цепь коллектора на эквивалентной схеме отражается эквивалентным генератором тока αI_3 , где α – коэффициент передачи тока эмиттера.

Условная полярность генератора тока на схеме определяется принятым положительным направлением переменного тока эмиттера (в р-п-р-транзисторе от точки Э к точке Б*). В транзисторах п-р-п полярность генератора выбирается обратной. Это обусловлено физикой работы транзистора. Поэтому направление тока эмиттера однозначно задает направление всех остальных токов. Внутреннее сопротивление генератора тока αI_3 для выходного тока коллектора $I_к$ представляет бесконечность. Изменив в схеме (см. рис. 2.21) общую точку, можно получить схему замещения транзистора при включении с ОЭ.

Эквивалентная схема р-п-р-транзистора для схемы с общим эмиттером показана на рис. 2.22.

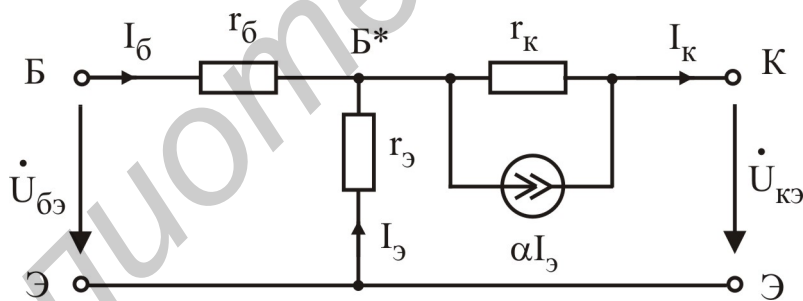


Рис. 2.22

В этой схеме генератор тока целесообразно выразить через входной ток базы $I_б$.

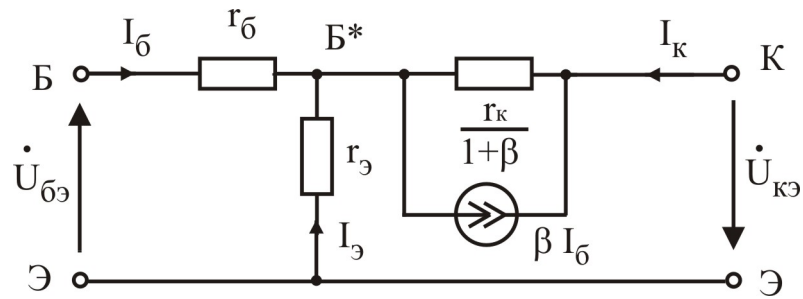


Рис. 2.23

Направление тока генератора βI_{δ} должно совпадать с направлением тока генератора αI_{δ} .

С учетом сказанного эквивалентная схема с генератором тока βI_{δ} принимает вид, представленный на рис. 2.23.

2.15. Связь физических параметров транзистора с h-параметрами четырехполюсника

Параметры физической эквивалентной схемы r_{δ} , r_{κ} , r_{β} , $\alpha(\beta)$ связаны однозначными зависимостями с низкочастотными h-параметрами четырехполюсника. Для нахождения формул связи между физическими параметрами и h-параметрами необходимо сравнить уравнения четырехполюсника с аналогичными уравнениями для физической схемы в конкретной схеме включения.

Рассмотрим связь параметров для схемы с ОЭ:

$$U_{m\delta} = h_{11\delta} I_{m\delta} + h_{12\delta} U_{m\kappa}; \quad (2.48)$$

$$I_{m\kappa} = h_{21\delta} I_{m\delta} + h_{22\delta} U_{m\kappa}. \quad (2.49)$$

Полагая в схеме (см. рис. 2.23) выходное напряжение равным нулю, т. е. $U_{m\kappa} = 0$, напряжение на входе определяем так:

$$U_{m\delta} = I_{m\delta} \cdot r_{\delta} + I_{m\delta} \cdot r_{\delta} = I_{m\delta} \cdot r_{\delta} + I_{m\delta} \cdot \frac{r_{\delta} \cdot r_{\kappa}^*}{r_{\delta} + r_{\kappa}^*} + \beta I_{m\delta} \frac{r_{\delta} \cdot r_{\kappa}^*}{r_{\delta} + r_{\kappa}^*};$$

$$U_{m\delta} = I_{m\delta} \left[r_{\delta} + \frac{r_{\delta} \cdot r_{\kappa}^*}{r_{\delta} + r_{\kappa}^*} \cdot (\beta + 1) \right]. \quad (2.50)$$

$$\text{Отсюда } h_{11\delta} = \frac{U_{m\delta}}{I_{m\delta}} = r_{\delta} + \frac{r_{\delta} \cdot r_{\kappa}^*}{r_{\delta} + r_{\kappa}^*} \cdot (\beta + 1);$$

$$r_{\delta} \ll r_{\kappa}^*, \text{ следовательно, } h_{11\delta} = r_{\delta} + r_{\delta} \cdot (\beta + 1). \quad (2.51)$$

Параметр $h_{12\delta}$ определяется делителем напряжения, образованным сопротивлениями r_{δ} и r_{κ}^* , если $I_{m\delta} = 0$

$$h_{12\delta} = \frac{U_{m\delta}}{U_{m\kappa}} = \frac{r_{\delta}}{r_{\delta} + r_{\kappa}^*}. \quad (2.52)$$

Записав уравнение Кирхгофа для коллекторной цепи эквивалентной схемы, можно найти выражение коэффициента передачи тока $h_{21\delta}$:

$$U_{m\kappa} + \beta I_{m\delta} \cdot r_{\kappa}^* = I_{m\kappa} (r_{\delta} + r_{\kappa}). \quad (2.53)$$

Полагая $U_{m\kappa} = 0$, получим $\beta I_{m\delta} r_{\kappa}^* = I_{m\kappa} (r_{\delta} + r_{\kappa})$,

$$h_{21\delta} = \frac{I_{m\kappa}}{I_{m\delta}} = \frac{\beta r_{\kappa}^*}{r_{\delta} + r_{\kappa}}; \quad (2.54)$$

т. к. $r_{\delta} \ll r_{\kappa}^*$; $h_{21\delta} = \beta$.

Параметр $h_{21э}$ определяется при холостом ходе на входе транзистора, т. е. $I_{мб} = 0$.

Из уравнения (2.53) получим

$$U_{мк} = I_{мк} (r_э + r_к^*), \quad (2.55)$$

$$h_{22э} = \frac{I_{мк}}{U_{мк}} = \frac{1}{r_э + r_к^*} \approx \frac{1}{r_к^*}. \quad (2.56)$$

Аналогично определяется связь параметров в схеме с ОБ:

$$h_{11б} = r_э + r_б(1 - \alpha); |h_{21б}| = \alpha; h_{12б} = \frac{r_б}{r_к}; h_{22б} = \frac{1}{r_к}. \quad (2.57)$$

В табл. 2.2 приведены выражения h-параметров через физические параметры для различных схем включения транзисторов.

Таблица 2.2

h	ОБ	ОЭ	ОК
h_{11}	$r_э + r_б(1 - \alpha)$	$r_б + \frac{r_э}{1 - \alpha}$	$r_б + \frac{r_э}{1 - \alpha}$
h_{12}	$\frac{r_б}{r_к}$	$\frac{r_э}{r_к \cdot (1 - \alpha)}$	-1
h_{21}	$-\alpha$	$\frac{\alpha}{1 - \alpha}$	$\frac{1}{1 - \alpha}$
h_{22}	$\frac{1}{r_к}$	$\frac{1}{r_к \cdot (1 - \alpha)}$	$\frac{1}{r_к \cdot (1 - \alpha)}$

Решая обратную задачу, можно найти значения $r_э$, $r_б$, $r_к$ по известным h-параметрам транзистора. Формулы связи физических параметров БТ с h-параметрами для схем включения с ОЭ и ОБ приведены в табл. 2.3.

Таблица 2.3

Параметр	ОЭ	ОБ
β	$h_{21э}$	$\frac{ h_{21б} }{1 - h_{21б} }$
$r_э$	$\frac{h_{12э}}{h_{22э}}$	$h_{11б} - \frac{h_{12б}}{h_{22б}} \cdot (1 + h_{21б})$
$r_к$	$(1 + h_{21э}) \frac{1 - h_{12э}}{h_{22э}}$	$\frac{1}{h_{22б}}$
$r_б$	$h_{11э} - \frac{h_{12э}}{h_{22э}} (1 + h_{21э})$	$\frac{h_{12б}}{h_{22б}}$
α	$\frac{h_{21э}}{1 + h_{21э}}$	$-h_{21б}$

2.16. Работа биполярного транзистора в режиме усиления

Одним из важнейших применений биполярного транзистора является усиление колебаний. На вход транзистора подаётся маломощный управляющий сигнал. Под действием входного переменного сигнала изменяются входной и выходной токи транзистора.

Транзистор может быть включен по одной из схем с ОБ, ОЭ, ОК, поэтому схему усилителя можно рассмотреть в обобщенном виде (рис. 2.24).

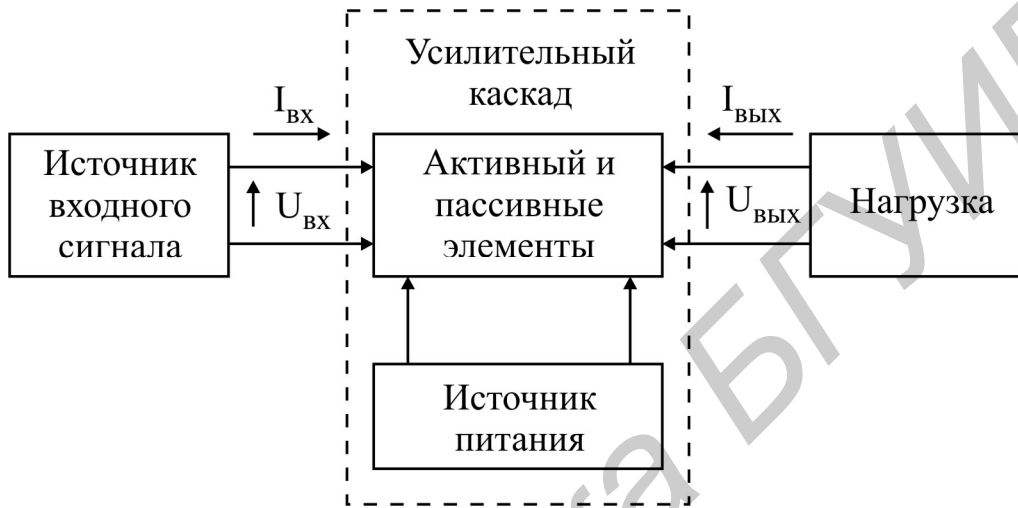


Рис. 2.24

Во входной цепи действует источник переменного напряжения $U_{\text{ВХ}}$, которое необходимо усилить. В выходной цепи включается нагрузка R . Обозначим амплитуду выходного напряжения $U_{\text{ВЫХ}}$. Подразумевается, что за счет постоянных напряжений на электродах транзистор работает в активном режиме. Процесс усиления состоит в преобразовании энергии источника питания в энергию переменного тока. Транзистор под действием напряжения (или тока) входного сигнала управляет током источника питания. Величина и форма управляемого тока зависят от амплитуды и формы входного сигнала, а также от выбранного режима работы транзистора.

Основными параметрами, характеризующими режим усиления, являются:

– коэффициент усиления по току $K_I = \frac{I_{\text{м Вых}}}{I_{\text{м Вх}}}$; (2.58)

– коэффициент усиления по напряжению $K_U = \frac{U_{\text{м Вых}}}{U_{\text{м Вх}}}$; (2.59)

– выходная мощность $P_{\text{Вых}} = P_R = \frac{1}{2} I_{\text{м Вых}} \cdot U_{\text{м Вых}}$; (2.60)

– коэффициент усиления по мощности $K_P = \frac{P_{\text{Вых}}}{P_{\text{Вх}}} = K_I \cdot K_U$; (2.61)

$$- \text{входное сопротивление } R_{\text{вх}} = \frac{U_{\text{м вх}}}{I_{\text{м вх}}}; \quad (2.62)$$

$$- \text{выходное сопротивление } R_{\text{вых}} = \frac{U_{\text{м вых хх}}}{I_{\text{м вых кз}}}, \quad (2.63)$$

где $U_{\text{м вых хх}}$ – выходное напряжение в режиме холостого хода;

$I_{\text{м вых кз}}$ – выходной ток в режиме короткого замыкания.

Найдем выражения для указанных параметров через h-параметры.

Используя уравнения h-параметров, запишем

$$U_{\text{м вх}} = h_{11} \cdot I_{\text{м вх}} + h_{12} \cdot U_{\text{м вых}};$$

$$I_{\text{м вых}} = h_{21} \cdot I_{\text{м вх}} + h_{22} \cdot U_{\text{м вых}};$$

$$U_{\text{м вых}} = R \cdot I_{\text{м вых}},$$

где R – сопротивление нагрузки.

$$\text{Из этих уравнений находим } K_I = \frac{h_{21}}{1 + h_{22} \cdot R}. \quad (2.64)$$

Обычно $h_{22} \cdot R \ll 1$, поэтому $K_I \approx h_{21}$,

$$K_U = \frac{h_{21}}{h_{12} \cdot h_{21} - h_{11} \cdot \left(h_{22} + \frac{1}{R} \right)}. \quad (2.65)$$

Учитывая, что $h_{22} \ll \frac{1}{R}$ и $h_{12} \cdot h_{21} \ll \frac{h_{11}}{R}$, получим

$$K_U = -\frac{h_{21}}{h_{11}} \cdot R, \quad (2.66)$$

$$K_P = K_I \cdot K_U = -\frac{h_{21}^2}{h_{11}} \cdot R. \quad (2.67)$$

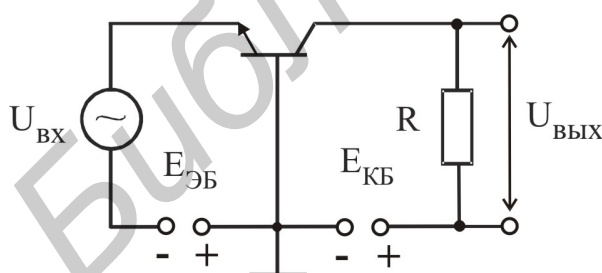


Рис. 2.25

Рассмотрим усилительные свойства транзистора в различных схемах включения.

Схема с общей базой (рис. 2.25).

В цепь эмиттера поданы усиливаемое напряжение $U_{\text{вх}}$ и напряжение смещения $E_{\text{ЭБ}}$. В коллекторную цепь включается сопротивление нагрузки R последовательно с источником коллекторного напряжения $E_{\text{КБ}}$. Типичные значения h-параметров в схеме с ОБ:

Типичные значения h-параметров в схеме с ОБ:

$$h_{11\beta} = 30 \text{ Ом}, \quad h_{12\beta} = 10^{-4}; \quad h_{21\beta} \approx 1; \quad h_{22\beta} = 1 \frac{\text{мкА}}{\text{В}}.$$

С учетом этого коэффициенты усиления для схемы с ОБ:

$$K_I = \frac{I_{мк}}{I_{мэ}} = h_{21б} \approx 1; \quad K_U = \frac{h_{21б}}{h_{11б}} \cdot R \approx \frac{R}{h_{11б}}.$$

Отношение $\frac{R}{h_{11б}}$ на низких частотах может достигать нескольких тысяч,

следовательно, и коэффициент усиления по напряжению может достигнуть нескольких тысяч; $K_P = K_I \cdot K_U$ также достигает нескольких тысяч.

Схема с общим эмиттером (рис. 2.26). Входным током является ток базы. Для транзистора с общим эмиттером можно взять типичные h -параметры:

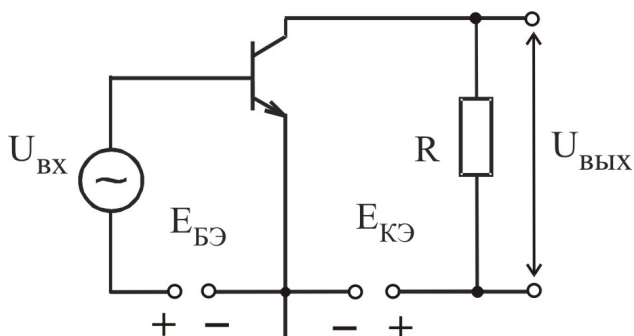


Рис. 2.26

$$h_{11э} = 1500 \text{ Ом}, \quad h_{12э} = 10^{-3},$$

$$h_{21э} = 50, \quad h_{22э} = 50 \frac{\text{мкА}}{\text{В}}.$$

Тогда коэффициенты усиления будут:

$$K_I = \frac{I_{мк}}{I_{мб}} = h_{21э} \approx 50;$$

$$K_U = -\frac{h_{21э}}{h_{11э}} \cdot R \text{ — имеет при-}$$

мерно такую же величину, что и в схеме с общей базой;

$$K_P = -\frac{h_{21э}^2}{h_{11э}} \cdot R = h_{21э} \cdot K_U \text{ — в } h_{21э} \text{ раз больше, чем в схеме с общей базой.}$$

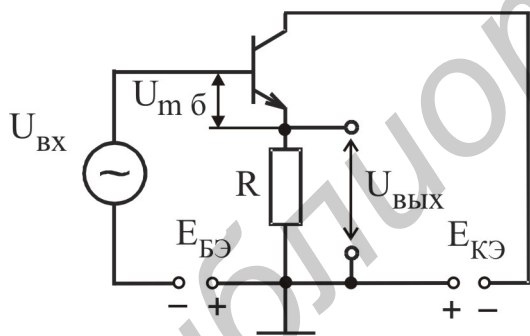


Рис. 2.27

Схема с общим коллектором (рис. 2.27). Сопротивление нагрузки включено в цепь эмиттера, а на эмиттерном переходе действует переменное напряжение $U_{мб} = U_{ВХ} - U_{ВЫХ}$. Поэтому коэффициент усиления по напряжению в этой схеме

$$K_U = \frac{U_{ВЫХ}}{U_{ВХ}} = \frac{U_{ВХ} - U_{мб}}{U_{ВХ}} < 1.$$

Типичные значения h -параметров в схеме с общим коллектором:

$$h_{11к} = 1500 \text{ Ом}, \quad h_{12к} = 1, \quad h_{21к} = 50, \quad h_{22к} = 50 \frac{\text{мкА}}{\text{В}}.$$

С учетом этих величин получим

$$K_I = \frac{I_{мэ}}{I_{мб}} \approx h_{21к} \approx 50;$$

$$K_U = \frac{h_{21к}}{h_{21к} - \frac{h_{11к}}{R}} = \frac{1}{1 - \frac{h_{11к}}{h_{21к} \cdot R}} \approx 1;$$

$$K_P = K_I \cdot K_U \approx 50.$$

Схема с общим коллектором отличается высоким входным сопротивлением:

$$R_{вх} = \frac{U_{вх}}{I_{мб}} = \frac{U_{вых} + U_{мб}}{I_{мб}} = \frac{h_{11к}}{1 - K_U}.$$

2.17. Графоаналитический расчет рабочих параметров транзистора

В диапазоне низких частот работу транзистора в рабочем режиме можно проанализировать с помощью характеристик. При включении нагрузки в выходную цепь транзистора изменение выходного тока определяется совместным воздействием входного тока и выходного напряжения. Для описания свойств транзистора и для расчета параметров транзисторного каскада на семействах статических характеристик необходимо построить нагрузочные характеристики. Метод определения параметров режима усиления с использованием характеристик называется графоаналитическим.

Рассмотрим расчет параметров транзистора в режиме усиления, включенного в схему с общим эмиттером. На семействе статических характеристик строятся входная и выходная нагрузочные характеристики.

Уравнение выходной нагрузочной характеристики для схемы с ОЭ:

$$U_{КЭ} = E_K - I_K \cdot R \quad (2.68)$$

или $I_K = \frac{E_K - U_{КЭ}}{R}.$

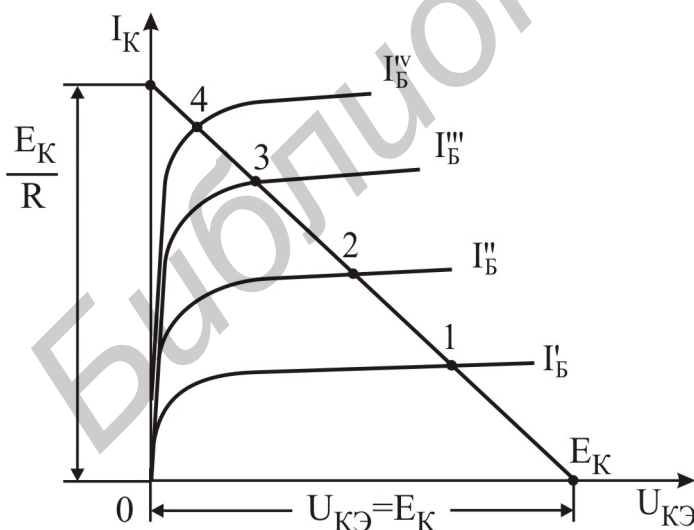


Рис. 2.28

Эта характеристика представляет собой прямую линию, пересекающую оси тока и напряжения.

Точки пересечения нагрузочной выходной характеристики с осями координат находим, приравнявая $U_{КЭ} = 0$ и $I_K = 0$. При $U_{КЭ} = 0$, $I_K = \frac{E_K}{R}$; при $I_K = 0$, $U_{КЭ} = E_K$. Через эти точки проводим прямую линию. Построение нагрузочной прямой на семействе выходных характеристик в схеме с ОЭ показано на рис. 2.28.

Так как входные характеристики $I_B = f(U_{БЭ})$, снятые при разных напряжениях на коллекторе, расходятся незначительно, можно воспользоваться в ка-

честве нагрузочной входной статической характеристики, снятой при $U_{КЭ} < 0$. Переносим точки выходной нагрузочной характеристики на входную (усредненную) характеристику, получим входную нагрузочную характеристику. При расчете параметров напряжение источников E_K и E_B , а также сопротивления нагрузки R и ток базы I_B считаются заданными. Точка пересечения нагрузочной характеристики с выходной статической характеристикой при заданном токе базы $I_B = \text{const}$ является рабочей точкой А (рис. 2.29, а). Ей соответствуют ток I_{K0} и напряжение $U_{КЭ0}$, а также ток базы I''_B . Аналогично для точки А на входной характеристике задается ток базы I_{B0} и напряжение базы $U_{БЭ0}$. По оси тока базы в окрестностях рабочей точки А откладываем отрезки, соответствующие амплитуде входного тока $I_{m\delta}$. Точки В и С пересечения этих прямых с входной нагрузочной характеристикой определяют рабочий участок для заданной амплитуды $I_{m\delta}$. При этом усредненная амплитуда переменной составляющей напряжения базы $U_{m\delta} = \frac{1}{2}(U'_{m\delta} + U''_{m\delta})$. Переносом точек В и С на выходную нагрузочную характеристику получим рабочий участок на выходной нагрузочной характеристике (рис. 2.29, а).

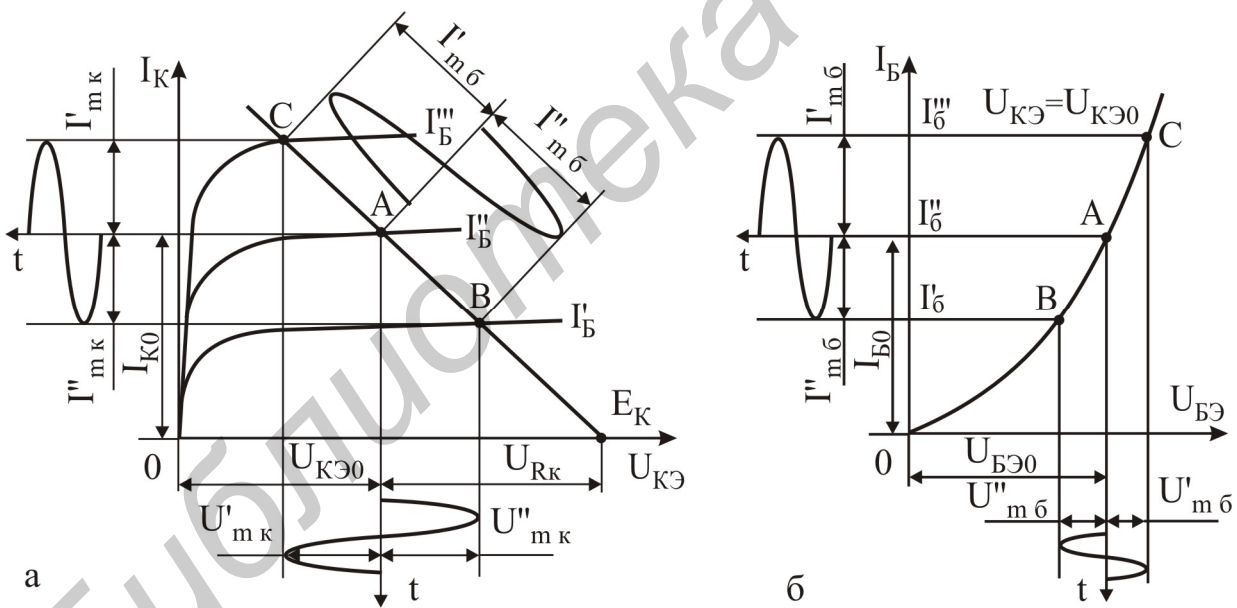


Рис. 2.29

Через точки В и С на выходных характеристиках проводим прямые, параллельные осям тока I_K и напряжения $U_{КЭ}$. В пределах рабочего участка ВС определяем амплитуды переменных составляющих коллекторного тока и напряжения:

$$I_{m\kappa} = \frac{1}{2} \cdot (I'_{m\kappa} + I''_{m\kappa});$$

$$U_{mк} = \frac{1}{2} \cdot (U'_{mк} + U''_{mк}).$$

В соответствии с полученными выше соотношениями для схемы с ОЭ получим:

- коэффициент усиления по току $K_I = \frac{I_{mк}}{I_{mб}}$;
- коэффициент усиления по напряжению $K_U = \frac{U_{mк}}{U_{mб}}$;
- мощность выходного сигнала $P_{\text{ВЫХ}} = \frac{1}{2} \cdot I_{mк} \cdot U_{mк}$;
- мощность входного сигнала $P_{\text{ВХ}} = \frac{1}{2} \cdot I_{mб} \cdot U_{mб}$;
- коэффициент усиления по мощности $K_P = \frac{P_{\text{ВЫХ}}}{P_{\text{ВХ}}} = K_I \cdot K_U$;
- входное сопротивление переменному току $R_{\text{ВХ}} = \frac{U_{mб}}{I_{mб}}$;
- выходное сопротивление переменному току $R_{\text{ВЫХ}} = \frac{U_{mк}}{I_{mк}}$;
- мощность, рассеиваемая на коллекторном переходе, $P_K = I_{K0} \cdot U_{KЭ0} \leq P_{K \text{ доп}}$;
- мощность, потребляемая от источника питания, $P_0 = I_{K0} \cdot E_K$;
- коэффициент полезного действия по коллекторной цепи $\eta = \frac{P_{\text{ВЫХ}}}{P_0}$.

Для получения неискажённого усиления необходимо использовать линейный участок характеристик транзистора, на котором изменения выходных и входных токов и напряжений были бы пропорциональны.

2.18. Частотные свойства биполярных транзисторов

Усилительные свойства транзистора определяются свойствами материала, из которого они изготовлены, конструкцией, технологией их производства, режимом работы, схемой включения. С ростом частоты усилительные свойства транзистора ухудшаются. Это означает, что уменьшается усиление, появляется фазовый сдвиг, т. е. запаздывание выходного тока по отношению к входному.

Существенное влияние на диапазон рабочих частот оказывают следующие параметры:

- время пролёта неосновных неравновесных носителей области базы от эмиттерного перехода до коллекторного;
- емкости эмиттерного C_E и коллекторного C_K переходов;

– объёмное сопротивление базы, определяемое её геометрическими размерами.

Диффузионный характер распространения неравновесных носителей в базовой области приводит к дисперсии времени их прибытия к коллекторному переходу. В результате этого амплитуда сигнала на выходе транзистора уменьшается, а следовательно, уменьшается и коэффициент передачи тока α . С ростом частоты сигнала среднее время перемещения дырок в транзисторе р-п-р становится сравнимо с его периодом и положительный полупериод быстро сменяется отрицательным, число инжектированных дырок уменьшается и часть их доходит до коллекторного перехода одновременно с запоздавшими от положительного полупериода. Сигнал на выходе транзистора получается усредненным, а усилительный эффект и коэффициент α уменьшаются.

Чем больше толщина базы, тем сильнее проявляется запаздывание носителей и тем меньше коэффициент передачи тока.

Время диффузионного перемещения дырок $\tau_p = \frac{W_B^2}{D_p}$. Это время соответствует периоду колебаний напряжения переменной частоты $f = \frac{1}{\tau_p}$, которое транзистор ещё усиливает.

Таким образом, предельная частота транзистора в схеме с ОБ может быть рассчитана с использованием следующей зависимости:

$$f_\alpha = \frac{D_p}{W_B^2}, \quad (2.69)$$

где D_p – коэффициент диффузии дырок;

W_B – ширина области базы.

Для п-р-п-транзистора в (2.69) подставляют коэффициент диффузии электронов.

Влияние дисперсии скоростей носителей заряда сказывается и на форме сигнала. Если на вход транзистора подать прямоугольный импульс, то на его выходе фронт и спад каждого импульса растянутся и импульсы примут вид трапеции. Аналогично форма сигнала искажается и в случае подачи на вход транзистора сигнала синусоидальной формы.

С ростом частоты ток коллектора будет отставать по фазе от тока эмиттера. Чем больше толщина базовой области и чем меньше коэффициент диффузии неосновных носителей в базе, тем больше фазовый сдвиг φ . С повышением частоты сигнала угол φ возрастает.

На низких частотах коэффициенты передачи тока $\alpha_0 = -h_{216}$ и $\beta_0 = h_{213}$ являются постоянными и действительными, а с ростом частоты они приобретают комплексный характер:

$$\alpha(f) \approx \frac{\alpha_0}{1 + j \cdot \frac{f}{f_\alpha}}; \quad |\alpha(f)| = \frac{\alpha_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_\alpha}\right)^2}}; \quad (2.70)$$

$$\beta(f) \approx \frac{\beta_0}{1 + j \cdot \frac{f}{f_\beta}}; \quad |\beta(f)| = \frac{\beta_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_\beta}\right)^2}}. \quad (2.71)$$

Фазовые сдвиги φ_α , φ_β определяются выражениями:

$$\varphi_\alpha = \arctg \frac{f}{f_\alpha}; \quad (2.72)$$

$$\varphi_\beta = \arctg \frac{f}{f_\beta}, \quad (2.73)$$

где f_α и f_β – предельные частоты транзистора в схемах с общей базой и общим эмиттером.

На этих частотах модуль коэффициента передачи токов в схемах с ОБ и ОЭ уменьшается в $\sqrt{2}$ раз (т. е. на 3 дБ) по сравнению с его значением на низких частотах:

$$|\alpha(f_\alpha)| = \frac{\alpha_0}{\sqrt{2}}; \quad |\beta(f_\beta)| = \frac{\beta_0}{\sqrt{2}}. \quad (2.74)$$

На рис. 2.30 приведены зависимости коэффициентов передачи токов в схемах с ОБ и ОЭ, а также зависимость фазового угла от частоты.

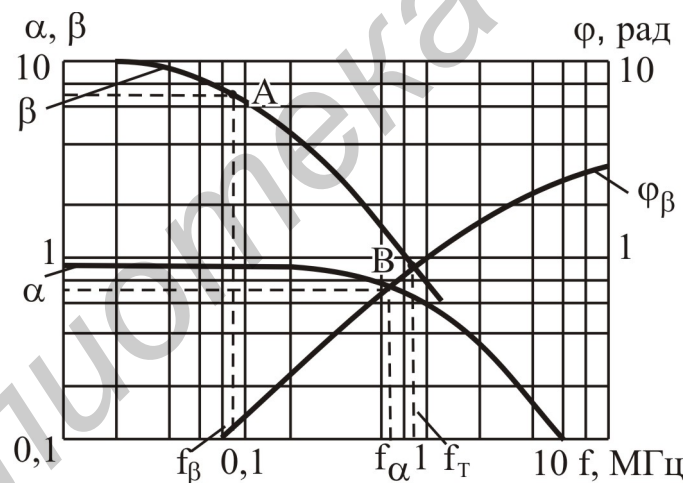


Рис. 2.30

$$\text{Так как } \beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}, \text{ то } \beta = \frac{\alpha_0}{1 + j \cdot \frac{f}{f_\alpha} - \alpha_0} = \frac{\alpha_0}{(1 - \alpha_0) \cdot \left[1 + j \cdot \frac{f}{(1 - \alpha_0) \cdot f_\alpha} \right]}.$$

Это позволяет установить связь между предельными частотами в схемах с ОБ и ОЭ:

$$f_\beta = (1 - \alpha) \cdot f_\alpha \quad (2.75)$$

или

$$f_\alpha = (1 + \beta) \cdot f_\beta. \quad (2.76)$$

Предельная частота передачи тока в схеме с ОЭ в $(1-\alpha)$ раз меньше предельной частоты передачи тока в схеме с ОБ. Основной причиной резкого уменьшения коэффициента β с ростом частоты является увеличение фазового сдвига.

$$\text{Для схемы с ОБ } \operatorname{tg}\varphi_{\alpha} = \frac{f}{f_{\alpha}}; \text{ для схемы с ОЭ } \operatorname{tg}\varphi_{\beta} = \frac{f}{(1-\alpha)f_{\alpha}} = \frac{1}{1-\alpha} \operatorname{tg}\varphi_{\alpha};$$

$$\varphi_{\beta} = \frac{1}{(1-\alpha)} \cdot \varphi_{\alpha}. \quad (2.77)$$

Векторные диаграммы токов транзистора на низких и высоких частотах приведены на рис. 2.31, а, б соответственно.

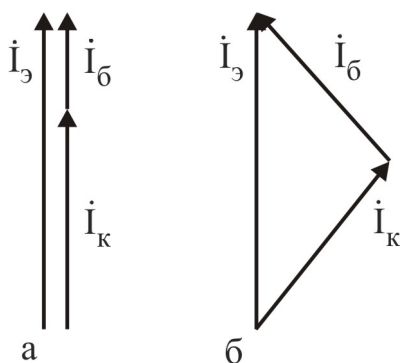


Рис. 2.31

На низких частотах можно считать, что ток коллектора \dot{I}_K совпадает с током эмиттера $\dot{I}_Э$. Ток базы $\dot{I}_Б = \dot{I}_Э - \dot{I}_K$ мал, а коэффициент передачи тока базы в схеме с ОЭ велик. С ростом частоты ток коллектора несколько уменьшается вследствие уменьшения коэффициента передачи β , а фазовый сдвиг между токами \dot{I}_K и $\dot{I}_Э$ увеличивается, что приводит к увеличению модуля тока базы $\dot{I}_Б$. Кроме предельных частот f_{α} и f_{β} для оценки частот-

ных свойств используется граничная частота коэффициента передачи тока базы f_T . Граничная частота – это частота, на которой модуль коэффициента передачи тока в схеме с ОЭ равен единице. Она может быть выражена через предельные частоты f_{α} и f_{β} :

$$f_T = \alpha \cdot f_{\alpha} = \frac{\beta}{1+\beta} (1+\beta) f_{\beta} = \beta f_{\beta}. \quad (2.78)$$

Обнаружено, что в области частот $f > (3...4)f_{\beta}$ произведение модуля коэффициента передачи тока базы β на частоту измерения есть величина постоянная, т. е. $f_{\text{изм}} |\beta(f_{\text{изм}})| = f_T$.

Это позволяет определить граничную частоту f_T , воспользовавшись приводимыми значениями β .

При анализе работы транзисторов с помощью Y-параметров используют предельную частоту крутизны f_S , на которой модуль проводимости прямой пе-

редачи $y_{21} = \frac{\Delta I_{\text{ВЫХ}}}{\Delta U_{\text{ВХ}}} \Big|_{\Delta U_{\text{ВЫХ}}=0}$ уменьшается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с её значением на низких частотах. Зависимость модуля проводимости прямой передачи $|y_{21}|$ от частоты идентична зависимости от частоты коэффициентов передачи α и β . Значение f_S всегда выше значения f_{β} .

Известно, что качество транзистора характеризуется его способностью усиливать мощность колебаний. С ростом частоты коэффициент усиления по

мощности падает. Поэтому важнейшим частотным параметром является максимальная частота генерации, или максимальная частота усиления по мощности, на которой коэффициент усиления по мощности равен единице. Связь этой частоты с высокочастотными параметрами определяется выражением

$$f_{\max} = \sqrt{\frac{f_T}{8\pi \cdot r_{\text{б}}' \cdot C_{\text{К}}}} \quad (2.79)$$

Величина $r_{\text{б}}' \cdot C_{\text{К}} = \tau_{\text{К}}$ называется постоянной времени коллекторной цепи, характеризующей обратную связь в транзисторе на высокой частоте. Для повышения максимальной частоты генерации необходимо увеличивать граничную частоту f_T и снижать постоянную времени коллекторной цепи.

Таким образом, транзистор, предназначенный для работы в области высоких частот, должен иметь малую толщину базы, малое объёмное сопротивление базы и малую ёмкость коллектора. Требования эти противоречивы: уменьшение толщины базы $W_{\text{Б}}$ увеличивает объёмное сопротивление $r_{\text{б}}'$; уменьшение сопротивления $r_{\text{б}}'$ (увеличение концентрации примесей в базе) увеличивает ёмкость коллекторного перехода $C_{\text{К}}$ и снижает величину пробивного напряжения $U_{\text{К доп}}$.

На частотные свойства транзистора влияют сопротивления его переходов и базы. Полное сопротивление эмиттерного перехода представляет собой параллельное соединение активной и реактивной составляющих. Хотя эмиттерные ёмкости значительны ($C_{\text{Э бар}} = 100 \dots 150$ пФ; $C_{\text{Э диф}} = 1000$ пФ), но из-за шунтирования малым сопротивлением эмиттера $r_{\text{э}}$ их следует учитывать на очень высоких частотах (порядка десятков мегагерц). На этих частотах часть эмиттерного тока, ответвляющегося через ёмкость, становится значительной, в результате чего уменьшается коэффициент инжекции и увеличивается сдвиг фаз φ .

Полное сопротивление коллекторного перехода также определяется параллельным соединением активного дифференциального сопротивления коллекторного перехода $r_{\text{к}}$ порядка 1 МОм и суммы ёмкостей зарядной $C_{\text{К бар}}$ и диффузной $C_{\text{К диф}}$.

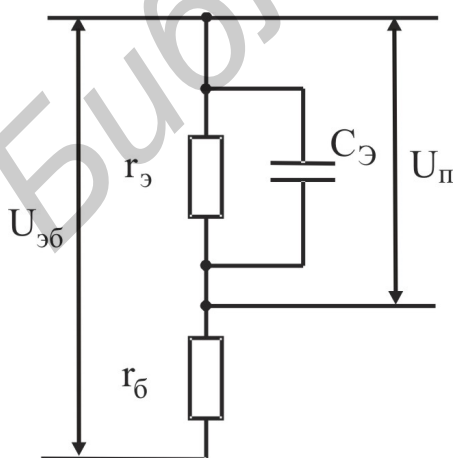


Рис. 2.32

Обычно $C_{\text{К бар}} \approx 10$ пФ и $C_{\text{К диф}} \ll C_{\text{К бар}}$. Из-за большого сопротивления $r_{\text{к}}$ шунтирующее действие ёмкости сказывается на низких частотах. Ёмкость коллектора стараются по возможности уменьшить путём уменьшения рабочей поверхности коллекторного перехода либо путём увеличения его толщины.

Влияние активного сопротивления базы $r_{\text{б}}$ на частотные свойства можно объяснить, рассмотрев сопротивление эмиттера $r_{\text{э}}$

и ёмкость эмиттерного перехода $C_{\text{Э}}$ совместно с $r_{\text{б}}$ как частотно-зависимый делитель напряжения (рис. 2.32).

Чем больше $r_{\text{б}}$, тем меньше управляющее напряжение на эмиттерном переходе $U_{\text{П}}$. С ростом частоты модуль эмиттерного сопротивления уменьшается и управляющее напряжение $U_{\text{П}}$ падает.

2.19. Эквивалентные схемы транзисторов на высоких частотах

На высоких частотах в эквивалентных схемах необходимо учесть частотно-зависимые элементы, а также частотную зависимость коэффициента передачи тока $\alpha(j\omega)$. На рис. 2.33, а представлена Т-образная схема замещения.

Зависимость α от частоты можно моделировать цепью (рис. 2.33, б), состоящей из частотно-независимого генератора тока $\alpha_0 \cdot I_{\text{Э}}$, подключенного через RC-цепь, выходной ток которой есть произведение частотно-зависимого коэффициента передачи на ток эмиттера:

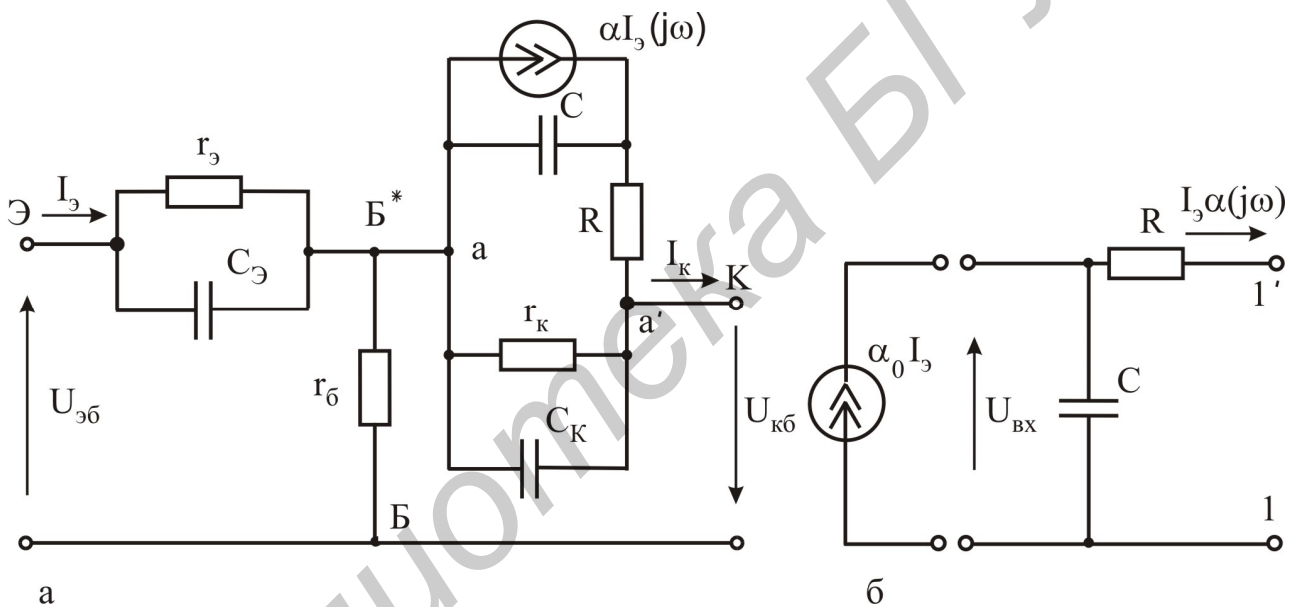


Рис. 2.33

$$I_{\text{ВЫХ}} = [\alpha(j\omega)] I_{\text{Э}} = \frac{U_{\text{ВХ}}}{R} = \alpha_0 \cdot I_{\text{Э}} \cdot Z_{\text{ВХ}}; \quad (2.80)$$

$$Z_{\text{ВХ}} = \frac{R}{1 + j\omega RC}. \quad (2.81)$$

Подставляя выражение $Z_{\text{ВХ}}$ в (2.80), найдем

$$\alpha(j\omega) = \frac{\alpha_0}{1 + j\omega RC}. \quad (2.82)$$

Сравнивая (2.70) с (2.82), найдем, что $\omega_{\alpha} = 2 \cdot \pi \cdot f_{\alpha} = \frac{1}{CR}$.

Итак, для описания частотных свойств транзистора с помощью Т-образной схемы необходимо знать четыре статических параметра $r_{\text{э}}$, $r_{\text{б}}$, $r_{\text{к}}$, α_{\sim} , которые могут быть вычислены по известным h-параметрам, и че-

тыре высокочастотных параметра $C_{К\text{бар}}, Z_{\beta}, f_{\alpha}, C_{\text{Э бар}}$, которые определяют путем измерений. Обычно величины $C_{К\text{бар}}, Z_{\beta}, f_{\alpha}$ указываются в справочниках, а диффузионная емкость эмиттера может быть вычислена по формуле

$$C_{\text{Э диф}} = \frac{q}{kT} I_{\text{Э}} \cdot t_{\text{диф}} = \frac{q}{kT} \frac{I_{\text{Э}}}{f_{\alpha}}. \quad (2.83)$$

В некоторых случаях используется П-образная схема замещения, построенная на основе Y-параметров транзистора, включенного в схему с ОЭ (рис. 2.34).

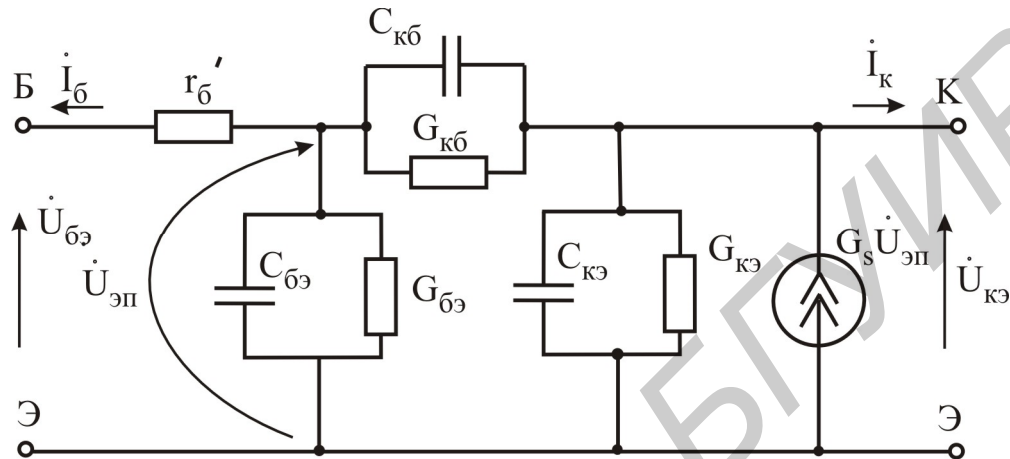


Рис. 2.34

2.20. Работа транзистора в импульсном режиме

В ряде областей техники, например, в радиолокации, телевидении, ЭВМ и других, применяют устройства на транзисторах, работающих в импульсном режиме. Их действие значительно отличается от работы схем в непрерывном режиме. Во-первых, в них происходят резкие и кратковременные изменения напряжения или тока, а транзистор работает в нелинейных областях характеристик.

Имея малое сопротивление во включенном состоянии и большое сопротивление в выключенном, транзистор достаточно полно удовлетворяет требованиям, предъявляемым к ключевым элементам.

Транзистор в качестве ключа можно рассмотреть на примере включения в схему с ОЭ (рис. 2.35).

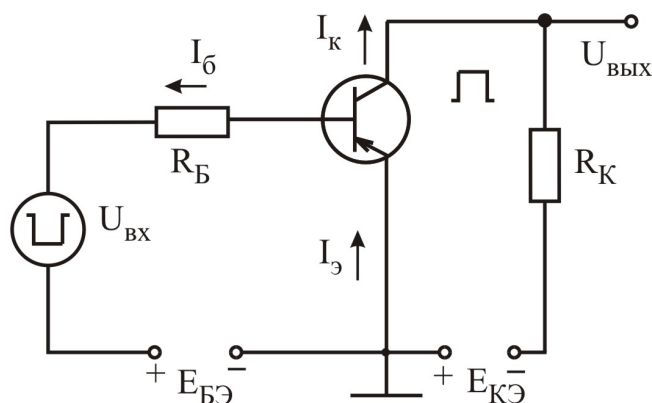


Рис. 2.35

Во входной цепи включен источник смещения $E_{БЭ}$, создающий обратное напряжение на эмиттерном переходе, источник управляющих импульсов $U_{вх}$ и ограничительный резистор R_B . В выходную цепь включается источник питания $E_{КЭ}$ и нагрузка R_K . На рис. 2.36 приведены ВАХ транзистора в схеме с ОЭ, на которых показаны области, соответствующие разным режимам работы БТ.

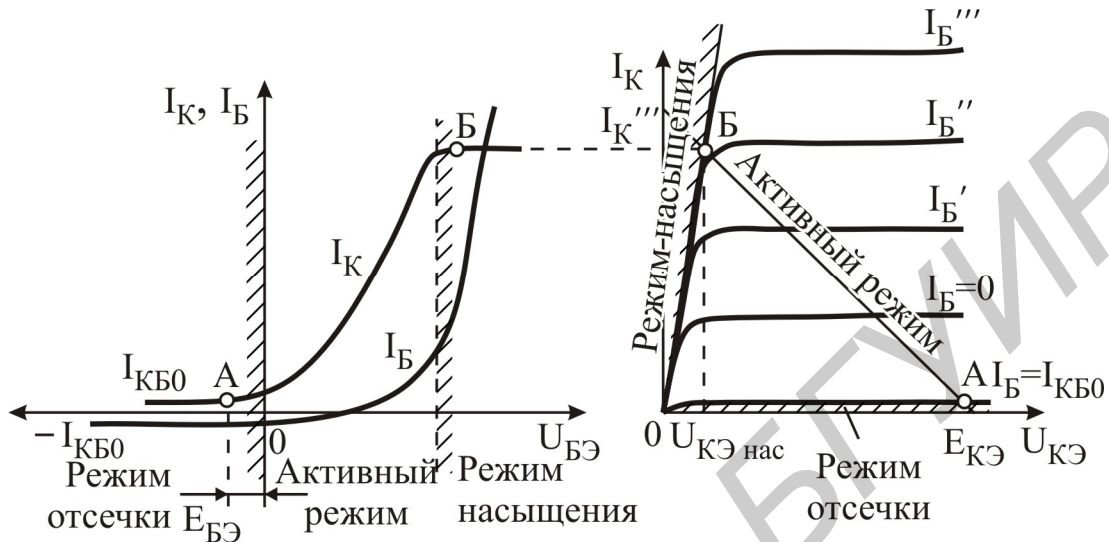


Рис. 2.36

Когда нет импульса на входе, транзистор находится в режиме отсечки. В цепях коллектора и базы проходят обратные токи. При подаче во входную цепь импульса прямого тока транзистор открывается и в цепи коллектора возникает ток.

Напряжение коллекторного перехода $U_{КБ} = U_{КЭ} - U_{БЭ}$ оказывается прямым, т. к. отрицательное напряжение базы имеет большую величину, чем напряжение коллектора. Транзистор вследствие этого переходит в режим насыщения. В данном случае активный режим существует кратковременно и соответствует времени перехода рабочей точки из режима отсечки в режим насыщения.

Скорость переключения транзистора из режима отсечки в режим насыщения определяется процессами накопления и рассасывания неравновесных зарядов в базе и коллекторе, а также в эмиттерном и коллекторном переходах.

Графики напряжений и токов, а также заряда в транзисторе при переключении показаны на рис. 2.37, а – г. Величина прямого тока I_B определяется в основном сопротивлением ограничительного резистора R_B .

После переключения эмиттерного перехода на обратное ток перехода имеет большую величину, ограниченную сопротивлением R_B , т. к. обратное сопротивление эмиттерного перехода в первый момент после переключения очень мало вследствие насыщения базы неравновесными носителями заряда. По мере рассасывания заряда обратное сопротивление эмиттерного перехода возрастает и ток базы стремится к установившемуся значению $I_{БЭ\text{ уст}}$.

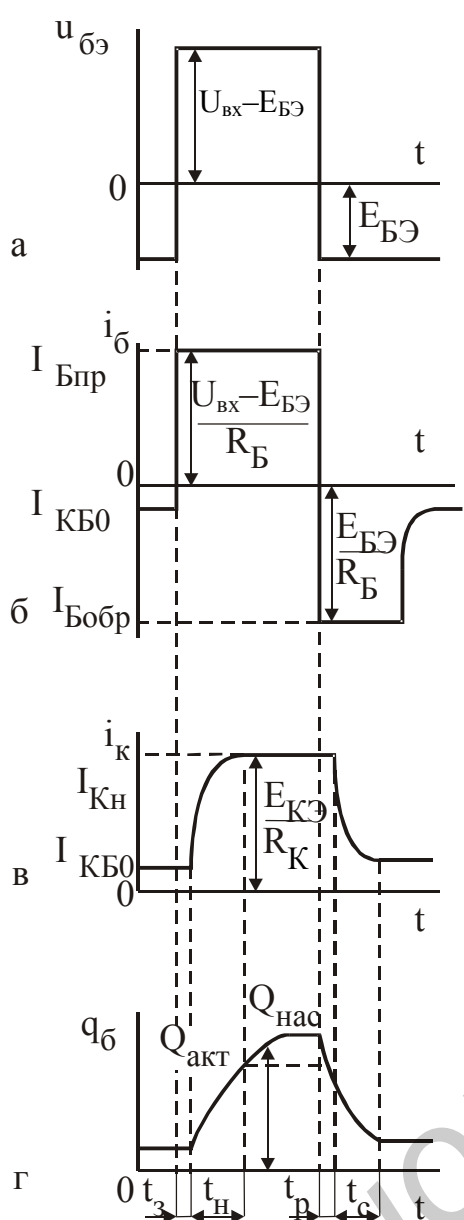


Рис. 2.37

Импульс выходного тока I_K появляется с задержкой t_3 , которая определяется в основном скоростью нарастания напряжения эмиттерного перехода, зависящей от емкости перехода и прямого тока базы, т. е. скоростью разряда эмиттерного перехода. Коллекторный ток постепенно нарастает, достигая установившегося значения за время нарастания t_H , определяемого скоростью накопления неравновесного заряда в базе и скоростью разряда ёмкости коллектора.

Полное время включения транзистора состоит из времени задержки и нарастания: $t_{вкл} = t_3 + t_H$, и может составлять величину от нескольких наносекунд до нескольких микросекунд.

При подаче в цепь базы запирающего тока коллекторный ток прекращается не сразу. На протяжении времени рассасывания t_p он сохраняет свою величину, т. к. концентрация носителей заряда в базе и у коллекторного перехода ещё остаётся равновесной, и коллекторный переход оказывается открытым. После ухода дырок из базы и рекомбинации ток коллектора начинает спадать, достигая за время спада t_c установившегося значения $I_{K\text{уст}}$.

Время выключения транзистора будет определяться временем рассасывания и спада $t_{выкл} = t_p + t_c$.

Конструктивно-технологические меры, обеспечивающие высокое быстродействие ключевых транзисторов, практически такие же, как и для усилительных транзисторов, имеющих высокую предельную частоту усиления.

Кроме этого, удачным методом повышения быстродействия транзистора, работающего в качестве ключа, является шунтирование коллекторного перехода диодом Шотки, в котором отсутствует инжекция неосновных носителей заряда и их накопление при прямом смещении. Структура такого транзистора и его эквивалентная схема приведены на рис. 2.38, а, б. Наибольшее распространение такие транзисторы получили в интегральных микросхемах.

2.21. Классификация транзисторов по мощности и частоте

В зависимости от максимально допустимой мощности рассеяния биполярные транзисторы можно подразделить на транзисторы малой мощности ($P_{\max} \leq 0,3 \text{ Вт}$), средней мощности ($0,3 < P_{\max} \leq 1,5 \text{ Вт}$) и большой мощности

($P_{\max} > 1,5 \text{ Вт}$); в зависимости от граничной частоты коэффициента передачи тока базы – на транзисторы низкой частоты ($f_T \leq 3 \text{ МГц}$), средней частоты ($3 \text{ МГц} < f_T \leq 30 \text{ МГц}$), высокой частоты ($30 < f_T \leq 300 \text{ МГц}$) и сверхвысокой частоты $f_T > 300 \text{ МГц}$.

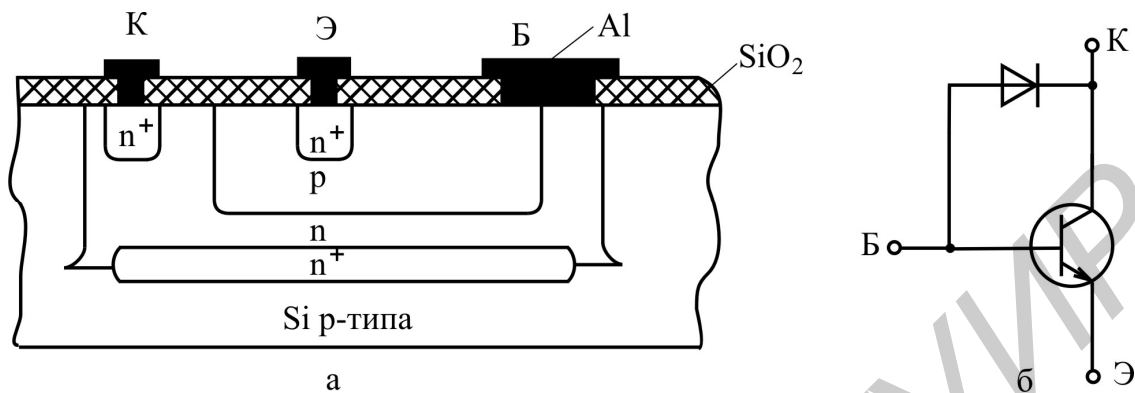


Рис. 2.38

В настоящее время основным полупроводниковым материалом для транзисторов служат Si, GaAs, GaP и др. Германиевые транзисторы, ранее широко применявшиеся в схемах, вытесняются кремниевыми, имеющими лучшие параметры: большую максимальную рабочую температуру, мощность, коэффициент передачи тока и граничную частоту. По конструктивным особенностям и технологии изготовления транзисторы делят на эпитаксиально-планарные, планарные, диффузионные, сплавные. Для большинства дискретных транзисторов характерна эпитаксиально-планарная структура.

2.22. Методы формирования транзисторных структур и конструкции транзисторов различного назначения

Основным методом формирования транзисторных структур современных транзисторов является планарная технология. Одно из преимуществ планарной технологии – её универсальность, позволяющая на одном и том же оборудовании организовать производство различных по параметрам транзисторов. При планарной технологии можно создавать транзисторы с хорошими частотными свойствами. Это обусловлено тем, что в данном случае можно проводить селективную диффузию, т. е. вводить примеси в небольшие ограниченные области, строго контролируя глубину диффузии. В результате возможно изготовление транзисторов с толщиной базы в доли микromетра и размерами выпрямляющих переходов в единицы микromетров.

Для уменьшения объёмного сопротивления коллекторной области транзистора формирование транзисторной структуры производят в тонком эпитаксиальном слое с относительно малой концентрацией примесей, нанесенной на низкоомную подложку с электропроводностью того же типа (рис. 2.39).

Коллекторная область состоит из высокоомной тонкой части эпитаксиального слоя 1 и низкоомной подложки 2. Коллекторный переход, расположен-

ный в высокоомном эпитаксиальном слое, имеет небольшую барьерную ёмкость и высокое пробивное напряжение. Такие транзисторы носят название эпитаксиально-планарных и составляют основную часть транзисторов массового производства.

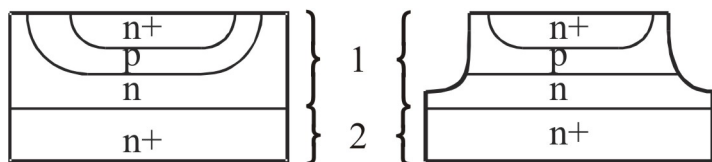


Рис. 2.39

Кремниевые низкочастотные маломощные транзисторы изготавливаются чаще всего по эпитаксиально-планарной технологии. Планарные транзисторы создают в подложке n-типа без эпитаксиального слоя.

Германиевые транзисторы, обычно p-n-p-типа, изготавливаются по сплавной технологии или диффузионно-сплавной технологии.

Диффузионно-сплавные транзисторы в отличие от сплавных являются дрейфовыми и имеют значительно меньшую (1...2 мкм) толщину базы.

Низкочастотные транзисторы имеют достаточно большие емкости переходов (10...100 пФ) и время рассасывания (около 1 мкс). Обратные токи кремниевых транзисторов не превышают 1 мкА, для германиевых – 100 мкА при $T = 25^\circ\text{C}$.

Высокочастотные маломощные транзисторы имеют в основном кремниевые эпитаксиально-планарные и планарные структуры и отличаются меньшими площадями переходов, толщинами базы и коллектора, а также временем жизни неосновных носителей. Поэтому для них характерны большие граничные частоты, меньшие ёмкости переходов (менее 10 пФ), время рассасывания (доли микросекунды) и постоянные времени цепи обратной связи (около 1 нс).

Сверхвысокочастотные транзисторы имеют ряд важных структурных и конструктивных особенностей, что позволяет рассматривать их как отдельный вид полупроводниковых приборов.

Мощные транзисторы отличаются большими напряжениями и токами коллектора, что и определяет особенности их структуры. Для достижения большого рабочего тока применяются многоэмиттерные структуры (рис. 2.40),

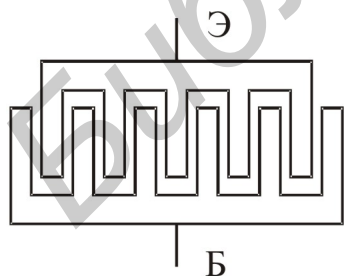


Рис. 2.40

содержащие большое число узких эмиттерных полос, между которыми расположены выводы базы. Все эмиттеры расположены внутри одной базовой области, а их выводы объединяются общим эмиттерным выводом. Для повышения рабочих напряжений в мощном транзисторе увеличивают напряжение лавинного пробоя. С целью обеспечения хорошего теплоотвода кристалл мощного транзистора устанавливается на массивное металлическое основание корпуса, имеющее специальный радиатор.

Современные мощные транзисторы имеют предельный ток коллектора до 250 А и рассеиваемую мощность до 600 Вт.

3. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

3.1. Общие сведения о полевых транзисторах

Полевым транзистором называется полупроводниковый прибор, в котором электрический ток создается основными носителями заряда под действием продольного электрического поля, а управление током осуществляется поперечным электрическим полем управляющего электрода. Область полупроводника, по которой осуществляется дрейфовое движение основных носителей, называется каналом.

Электрод, от которого носители уходят в канал, называется истоком, а электрод, принимающий носители в конце канала, – стоком. Исток и сток имеют одинаковый тип электропроводности (n или p). Управляющее поперечное поле создается с помощью электрода, называемого затвором.

Затвор должен быть изолирован от канала. В зависимости от способа изоляции различают:

- транзисторы с управляющим p-n-переходом, в котором изоляция затвора от канала осуществляется обедненным слоем p-n-перехода;
- транзисторы с изолированным затвором (изоляция затвора от канала осуществляется диэлектриком).

В качестве управляющего перехода используется p-n-переход или контакт металл – полупроводник (барьер Шотки).

Полевые транзисторы с изолированным затвором сокращенно называют МДП-транзисторами (М – металл, Д – диэлектрик, П – полупроводник). МДП-транзисторы подразделяются на транзисторы со встроенным каналом и с индуцированным каналом.

В МДП-транзисторах со встроенным каналом на стадии изготовления технологически создается (встраивается) проводящий канал путем введения соответствующей примеси.

В другом случае канал индуцируется (возникает) только при подаче на изолированный затвор напряжения определенной полярности и величины.

В МДП-транзисторе со встроенным каналом и в транзисторе с управляющим переходом при нулевом напряжении на затворе существует канал, по которому протекает начальный ток при подаче напряжения между истоком и стоком. Такие транзисторы называют транзисторами обедненного типа, т. к. управление током будет заключаться в уменьшении тока (обеднении канала носителями заряда). МДП-транзисторы с индуцированным каналом называют транзистором обогащенного типа, т. к. канал в нем появляется при подаче напряжения на затвор.

Условное графическое обозначение полевых транзисторов на схемах приведено на рис. 3.1.

Наименование	Обозначение
Полевой транзистор с управляющим переходом с n-каналом и p-каналом	
Полевой транзистор с изолированным затвором обогащенного типа с n-каналом и p-каналом	
Полевой транзистор с изолированным затвором обедненного типа с n-каналом и p-каналом	

Рис. 3.1

3.2. Полевой транзистор с управляющим p-n-переходом

Устройство и схема полевого транзистора с управляющим p-n-переходом показаны на рис. 3.2, а, б.

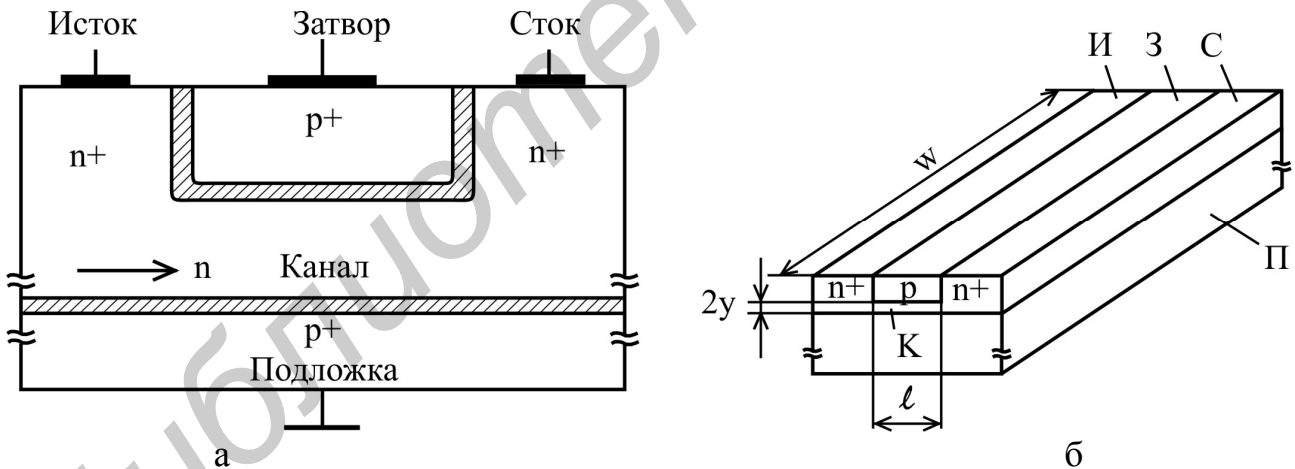


Рис. 3.2

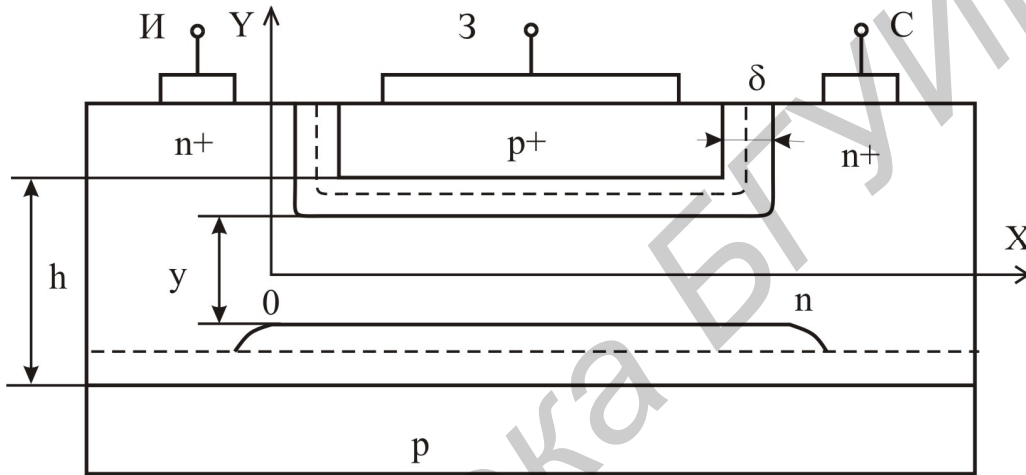
На подложке из кремния p-типа создается тонкий слой полупроводника n-типа, выполняющий функции канала, сопротивление которого регулируется электрическим полем. Нижний p-n-переход (канал-подложка) служит для установки начальной толщины канала. Прикладывая к затвору обратное напряжение $U_{ЗИ}$, можно изменять ширину верхнего p-n-перехода. При этом изменяется толщина канала, а следовательно, и его электропроводность. Изменяется величина тока стока I_C , протекающего по каналу под воздействием приложенного напряжения $U_{ЗИ}$. При некотором обратном напряжении затвора можно до-

биться полного перекрытия канала. Это напряжение называется напряжением отсечки.

Если напряжение стока $U_{СИ}$ равно нулю, толщина канала по всей его длине постоянна и равна

$$y = h - 2\delta = h - 2 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon}{N_d \cdot q} \cdot (\varphi_k + U_{ЗИ})}, \quad (3.1)$$

где δ – толщина p-n-перехода;
 h – расстояние между металлургическими границами n-слоя (рис. 3.3);
 N_d – концентрация донорной примеси в канале;
 y – толщина канала.



Из (3.1) найдем $U_{ЗИ} = U_{ЗИ\text{отс}}$, полагая $y = 0$.

$$U_{ЗИ} = U_{ЗИ\text{отс}} = \frac{N_d \cdot q \cdot h^2}{8 \cdot \varepsilon}, \quad \varphi_k \ll U_{ЗИ\text{отс}}. \quad (3.2)$$

$$\text{Толщина канала } y = h \left(1 - \sqrt{\frac{\varphi_k + U_{ЗИ}}{U_{ЗИ\text{отс}}}} \right). \quad (3.3)$$

$$\text{Начальная толщина канала при } U_{ЗИ} = 0 \text{ равна } y_0 = h \left(1 - \sqrt{\frac{\varphi_k}{U_{ЗИ\text{отс}}}} \right). \quad (3.4)$$

Сопротивление канала при этом будет минимальным $R_{к0} = \frac{\rho \cdot \ell}{h \cdot W}$,

где ρ – удельное сопротивление канала;
 ℓ и W – соответственно длина и ширина канала (см. рис. 3.2, б).
 С ростом напряжения на затворе сопротивление канала увеличивается:

$$R_k = \frac{R_{к0}}{1 - \sqrt{\frac{U_{ЗИ}}{U_{ЗИ\text{отс}}}}}. \quad (3.5)$$

Если $U_{ЗИ} \rightarrow U_{ЗИ\text{отс}}$, $R_k \rightarrow \infty$, то транзистор закрывается (рис. 3.4, а).

Этот режим является режимом омического сопротивления, когда напряжение $U_{СИ}$ близко к нулю.

При подаче на сток положительного напряжения сток – исток ($U_{СИ} > 0$) в канале возникает ток стока I_C , вследствие чего вдоль канала появляется падение напряжения. Величина падения напряжения зависит от координаты x , т. е. от расстояния до истока. Совместное воздействие напряжения U_x и напряжения затвора $U_{ЗИ}$ изменяет ширину канала, которая становится переменной. Ширина канала будет минимальна у стока и максимальна у истока.

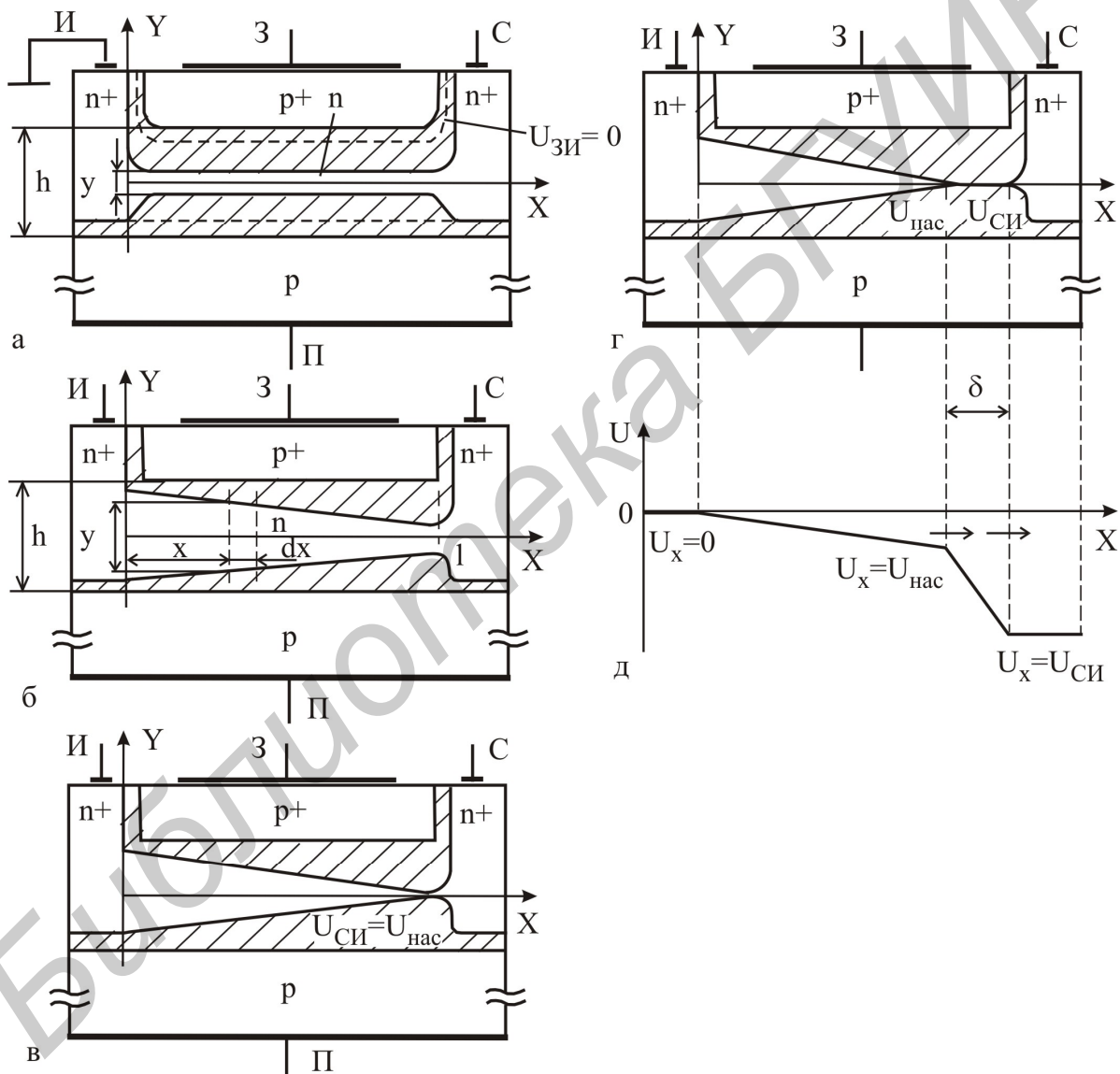


Рис. 3.4

Подставляя в выражение (3.3) вместо $U_{ЗИ}$ значения $U_{ЗИ} + U_x$, получим напряжение стока $U_{СИ} = U_{СИ\text{нас}}$, называемое напряжением насыщения:

$$U_{СИ\text{нас}} = U_{ЗИ\text{отс}} - U_{ЗИ} - \phi_k, \quad (3.6)$$

при котором происходит перекрытие канала.

$$\text{Через канал проходит максимальный ток стока } I_{C \max} = \frac{U_{СИ \text{ нас}}}{R_{кн}}. \quad (3.7)$$

Транзистор работает в режиме насыщения. В отличие от режима отсечки при $U_{ЗИ} = U_{ЗИ \text{ отс}}$ перекрытие канала δ вблизи стока не приводит к отсечке тока, а происходит отсечка его приращения. На этом участке перекрытия канала падает весь избыток напряжения $U_{СИ} - U_{СИ \text{ нас}}$, а напряжение на проводящей части канала остается равным $U_{СИ \text{ нас}}$.

На перекрытом участке ток протекает за счет экстракции носителей из канала в обедненную область, где под действием напряжения $U_{СИ}$ экстрагируемые носители попадают на сток.

Конфигурации канала при разных напряжениях стока и распределение напряжения вдоль канала приведены на рис. 3.4, б – д.

3.3. Статические характеристики полевого транзистора с управляющим р-п-переходом

Полевые транзисторы могут включаться по схеме с общим истоком (ОИ) (рис. 3.5, а), общим стоком (ОС) (рис. 3.5, б) и общим затвором (ОЗ) (рис. 3.5, в).

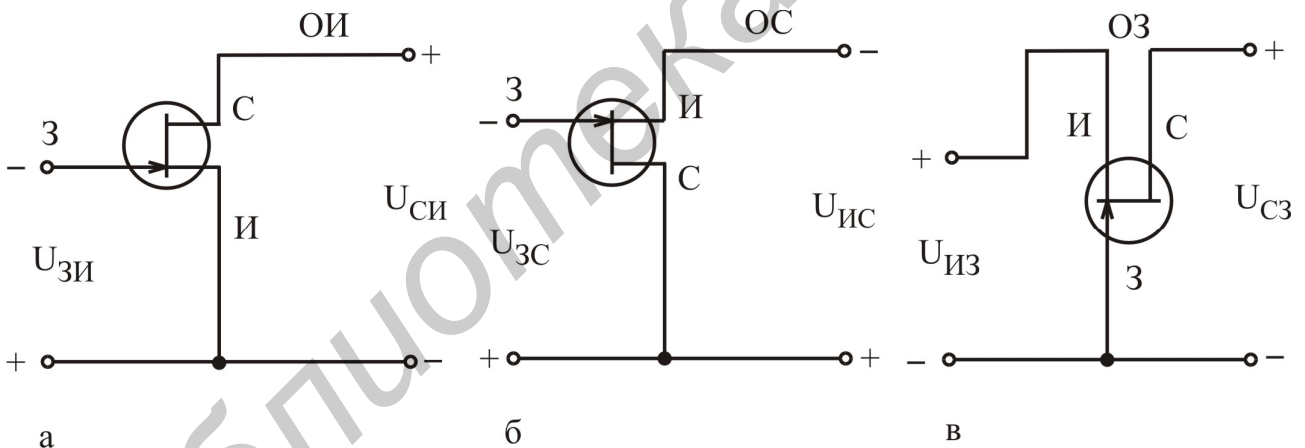


Рис. 3.5

Они имеют большие выходные и входные сопротивления, поэтому статические характеристики удобнее исследовать с помощью источников напряжения в качестве источников питания. Важнейшими характеристиками полевого транзистора являются выходные и передаточные (сток-затворные). Основной схемой включения полевого транзистора с управляющим р-п-переходом как усилителя колебаний является схема с общим истоком (см. рис. 3.5, а).

Выходные (стоковые) характеристики представляют зависимость тока стока от напряжения на стоке при различных постоянных напряжениях на затворе: $I_C = f(U_{СИ})$ при $U_{ЗИ} = \text{const}$ (рис. 3.6, а).

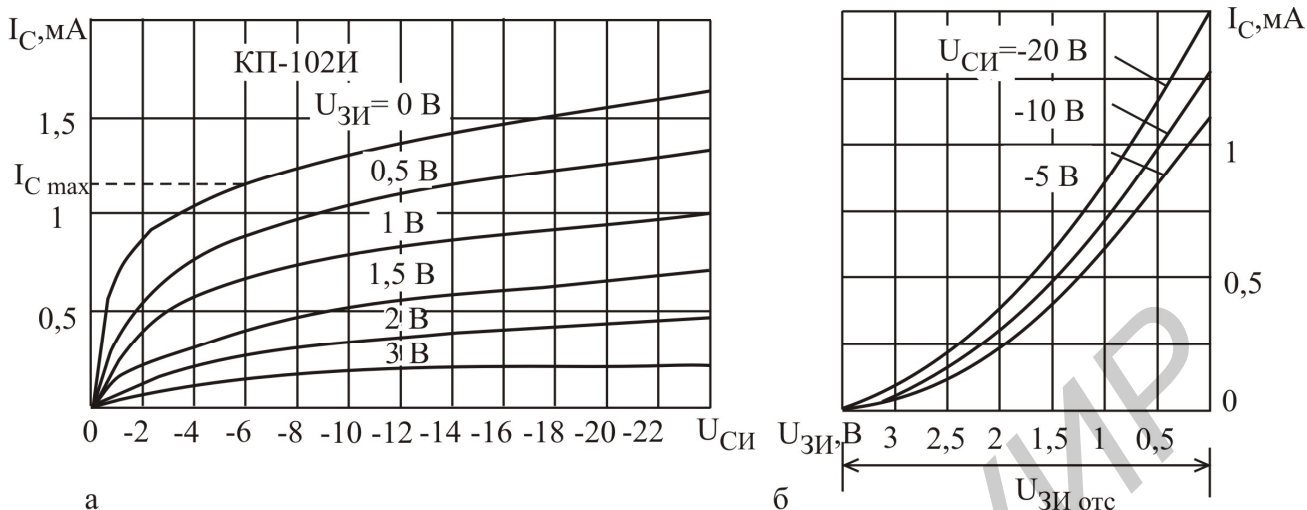


Рис. 3.6

На выходных характеристиках различают два участка: почти линейный участок при $0 < U_{СИ} < U_{СИ\text{ нас}}$ и пологий участок при $U_{СИ} > U_{СИ\text{ нас}}$, соответствующий режиму насыщения. Характеристики выходят из начала координат под углом, соответствующим начальному сопротивлению канала.

При повышении напряжения стока $U_{СИ}$ ток стока возрастает, но одновременно при этом уменьшается толщина канала по всей длине, увеличивается его сопротивление и характеристики переходят в пологую часть.

При напряжении насыщения $U_{СИ\text{ нас}}$ происходит перекрытие канала из-за увеличения толщины p-n-перехода затвора. Ток стока при дальнейшем увеличении напряжения стока почти не растет. Следует учитывать условность понятия «перекрытие» канала, т. к. само перекрытие канала является следствием увеличения тока стока. Можно считать, что в результате увеличения напряжения на стоке автоматически устанавливается некоторое малое сечение канала со стороны стока.

В канале устанавливается максимальный ток стока $I_{C\text{ max}}$. При дальнейшем увеличении напряжения стока сверх напряжения насыщения участок перекрытия канала увеличивается и весь избыток напряжения падает на этом участке (см. рис. 3.4, г).

Если на затвор подается обратное напряжение $U_{ЗИ}$, то перекрытие наступает при меньшем напряжении стока.

Ток стока на участке насыщения можно описать уравнением Шокли, предложившим этот прибор:

$$I_C = I_{C\text{ max}} \cdot \left[1 - 3 \cdot \frac{U_{ЗИ}}{U_{ЗИ\text{ отс}}} + 2 \cdot \left(\frac{U_{ЗИ}}{U_{ЗИ\text{ отс}}} \right)^{3/2} \right]. \quad (3.8)$$

Передачные (сток-затворные) характеристики определяют зависимость $I_C = f(U_{ЗИ})$ при $U_{СИ} = \text{const}$ (рис. 3.6, б).

При напряжении затвора, равном нулю, сечение канала максимально и ток стока имеет максимальную величину. Увеличение обратного напряжения на затворе сопровождается расширением р-n-перехода и сужением канала. Сопротивление канала возрастает и ток стока уменьшается.

При некотором напряжении затвора, равном напряжению отсечки, канал полностью перекрывается и ток стока практически уменьшается до нуля.

Передаточную характеристику полевого транзистора в режиме насыщения можно описать уравнением

$$I_C = I_{C \max} \cdot \left(1 - \frac{U_{3И}}{U_{3И \text{отс}}} \right)^2, \quad (3.9)$$

где $I_{C \max} = \frac{U_{3И \text{отс}}}{R_{к0}}$.

3.4. Полевой транзистор с управляющим переходом типа металл – полупроводник

С момента своего появления в 1970 г. полевой транзистор на арсениде галлия (GaAs) занял важное место в полупроводниковой СВЧ-электронике. Основным преимуществом приборов на GaAs является более высокая скорость электронов, обеспечивающая большее быстродействие, и хорошие изолирующие свойства, позволившие уменьшить паразитные емкости и упростить процесс изготовления.

Они могут иметь затвор с управляющим р-n-переходом или на основе барьера Шотки (контакта металл – полупроводник). Во многих случаях эти приборы изготавливают непосредственно ионным внедрением примеси в полупроводниковую подложку из GaAs. Изолирующие свойства связаны с большей шириной запрещенной зоны (1,42 эВ) по сравнению с кремнием. Схематичное изображение полевого транзистора с барьером Шотки (ПТШ) на основе GaAs показано на рис. 3.7.

Принцип его работы аналогичен принципу работы полевого транзистора с управляющим р-n-переходом. Подложка может выбираться n- и p-типа.

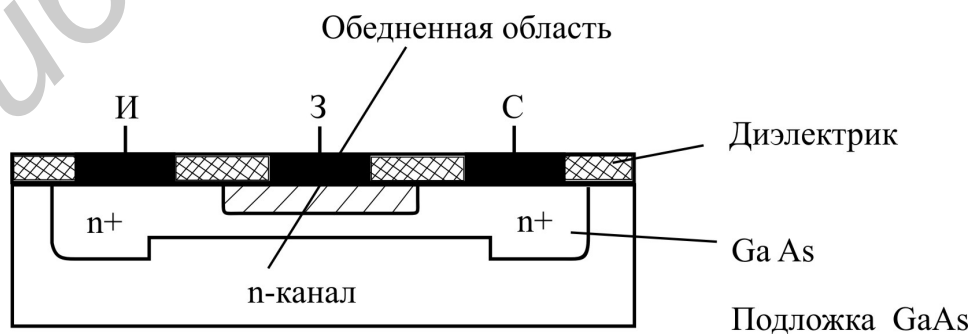


Рис. 3.7

3.5. Полевые транзисторы с изолированным затвором

Структуры полевых транзисторов с индуцированным и встроенным каналами приведены на рис. 3.8, а, б, в.

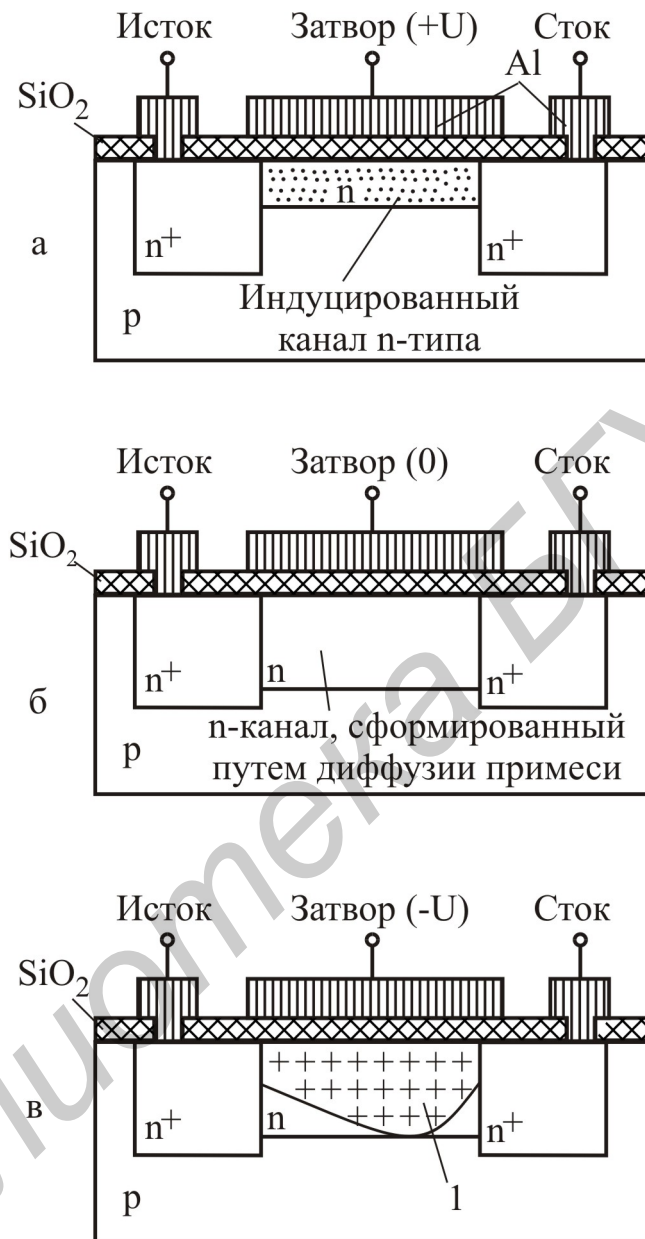


Рис. 3.8

В транзисторах с индуцированным каналом (см. рис. 3.8, а) на подложке n- или p-типа методом диффузии создаются области истока и стока, не имеющие между собой соединения, и с противоположным относительно подложки типом электропроводности. Поверхность подложки покрывается слоем диэлектрика (двуокись кремния), на которую наносится металлический электрод, являющийся затвором. В результате получается структура металл – диэлектрик – полупроводник (МДП).

При напряжении на затворе относительно истока равном нулю и заданном напряжении между стоком и истоком ток в цепи стока ничтожно мал. Он представляет собой обратный ток p-n-перехода между подложкой и областью стока.

При положительном напряжении на затворе больше $U_{ЗИ\ пор}$ в результате проникновения электрического поля через слой диэлектрика в полупроводник под затвором возникает инверсный слой, который является проводящим каналом между истоком и стоком: $n^+ - n - n^+$. С изменением напряжения на затворе меняются концентрация носителей заряда в канале, а также поперечное сечение канала, в результате чего изменяется ток стока. Так как ток в цепи затвора очень мал, мала и мощность, потребляемая от источника сигнала в цепи затвора, необходимая для управления относительно большим током стока, это значит, МДП-транзистор с индуцированным каналом работает в режиме обогащения канала носителями заряда.

В транзисторах со встроенным каналом (см. рис. 3.8, б) проводящий канал под затвором может быть сформирован на стадии изготовления транзистора. Тип проводимости канала противоположен типу подложки. Принцип действия и физические процессы в транзисторах с индуцированным и встроенным каналом одинаковы. Модуляция сопротивления проводящего канала МДП-транзистора со встроенным каналом (см. рис. 3.8, в) может происходить при изменении напряжения на затворе как положительной, так и отрицательной полярности. Такой транзистор может работать в режиме обогащения и в режиме обеднения канала носителями заряда. Эта особенность МДП-транзистора со встроенным каналом отражается на статических характеристиках.

3.6. Статические характеристики МДП-транзисторов

Выходные характеристики $I_C = f(U_{СИ})$ при $U_{ЗИ} = \text{const}$ с индуцированным и встроенным каналами приведены на рис. 3.9, а, б, соответственно.

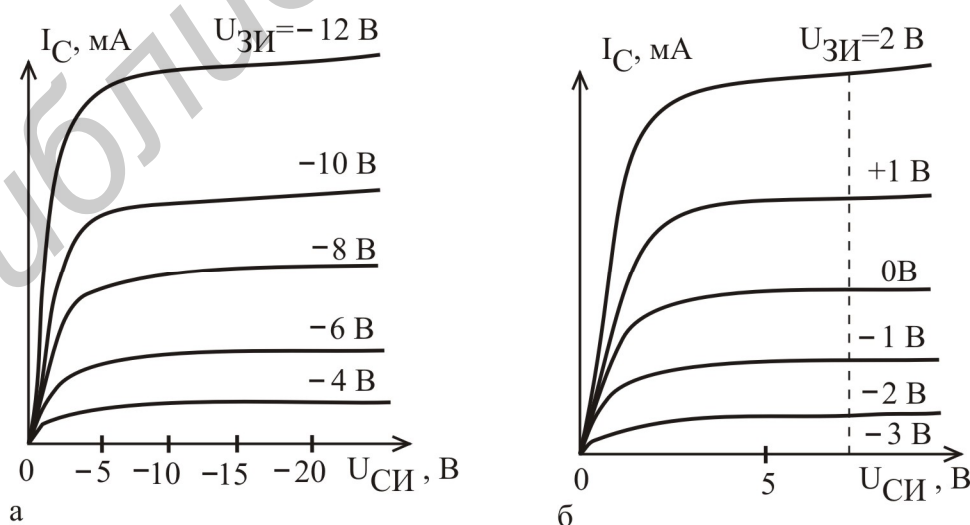


Рис. 3.9

По форме они напоминают аналогичные характеристики транзисторов с управляющим p-n-переходом.

При $U_{СИ} = 0$ и $U_{ЗИ} = U_{ЗИ\ пор}$ тока в канале нет и МДП-транзистор находится в состоянии равновесия. При малых напряжениях стока характеристики линейны, а канал представляет собой резистор, сопротивление которого уменьшается обратно пропорционально напряжению затвора. При определённом напряжении стока $U_{СИ} = U_{СИ\ нас}$ плотность заряда электронов в канале у стока становится очень малой – происходит перекрытие канала:

$$U_{СИ\ нас} = U_{ЗИ} - U_{ЗИ\ пор} \quad (3.10)$$

Увеличение напряжения на затворе (по абсолютному значению) приведет к смещению выходных характеристик в область больших токов стока для транзисторов с индуцированным каналом (см. рис. 3.9, а). Полярность напряжения на затворе должна быть одинаковой с полярностью напряжения на стоке.

В МДП-транзисторах со встроенными каналами, как уже говорилось, проводящий канал может быть создан в результате диффузии примесей в приповерхностный слой подложки. Модуляция сопротивления канала может происходить при изменении напряжения на затворе как положительной, так и отрицательной полярности, т. е. МДП-транзистор со встроенным каналом может работать в режиме обогащения и обеднения канала носителями заряда, что отражается и на смещении выходных характеристик при изменении напряжения на затворе и его полярности (см. рис. 3.9, б).

Статические характеристики передачи МДП-транзисторов с индуцированным (рис. 3.10, а) и встроенным каналами (рис. 3.10, б) описываются квадратичной зависимостью. Квадратичность сток-затворных характеристик объясняется тем, что ток стока пропорционален плотности заряда электронов в канале и напряжению на непокрытой части канала, равному $U_{СИ\ нас}$.

$$I_C \approx A(U_{ЗИ} - U_{ЗИ\ пор})^2, \quad (3.11)$$

где A – постоянный коэффициент.

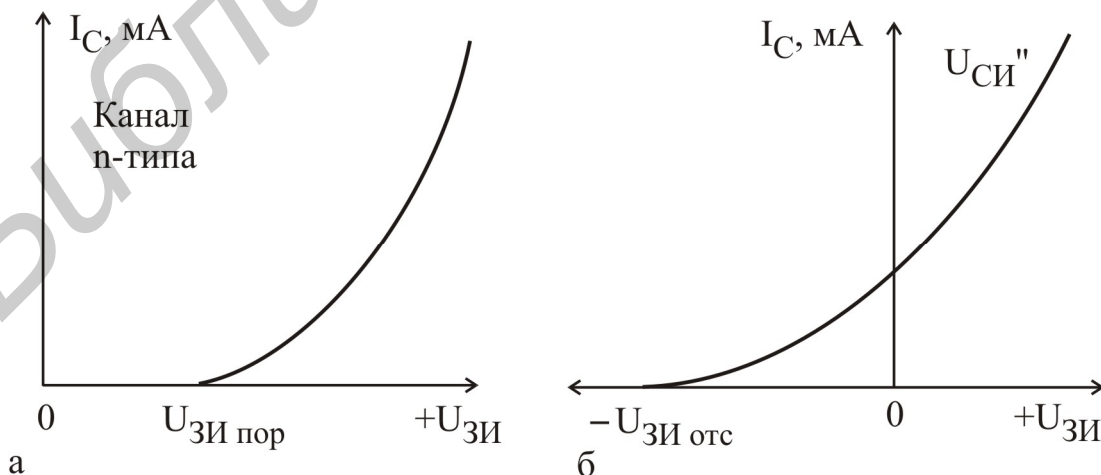


Рис. 3.10

В случае транзисторов с индуцированным каналом (см. рис. 3.10, а) при напряжении затвора, равном нулю, проводимость канала мала и ток стока равен обратному току р-п-перехода, т. е. пренебрежимо мал. При напряжении затвора, равном $U_{ЗИ\ пор}$, происходит инверсия проводимости приповерхностного слоя и возникает проводящий канал. В выходной цепи появляется ток стока. С увеличением напряжения на стоке ток стока увеличивается незначительно.

У транзисторов со встроенным каналом (см. рис. 3.10, б) при нулевом напряжении затвора имеется определенная проводимость канала и соответствующий ток стока. В соответствии с принципом работы МДП-транзистора со встроенным каналом управление током стока возможно с помощью как положительного, так и отрицательного напряжения затвора. Сток-затворные характеристики выходят из точки на оси абсцисс, соответствующей напряжению отсечки $U_{ЗИ\ отс}$.

3.7. Влияние температуры на вольт-амперные характеристики полевых транзисторов

Основными причинами изменения тока стока полевых транзисторов являются температурные зависимости подвижности носителей и контактной разности потенциалов в транзисторах с управляющим переходом, а также пороговое напряжение в МДП-транзисторах. Подвижность носителей заряда в канале уменьшается с ростом температуры, что приводит к уменьшению тока стока, а пороговое напряжение, уменьшаясь с ростом температуры, приводит к увеличению тока стока. Кроме этого, уменьшается и контактная разность потенциалов, что приводит также к увеличению тока стока. Таким образом, эти факторы оказывают на ток стока противоположное действие и могут скомпенсировать друг друга. Изменение тока стока с изменением температуры можно охарактеризовать температурным коэффициентом тока:

$$TKI = \frac{dI_C}{I_C \cdot dT} \cdot 100, \frac{\%}{K}. \quad (3.12)$$

Влияние температуры на передаточные характеристики показано на рис. 3.11. Из характеристик видно, что в полевых транзисторах существует термостабильная точка, в которой ток стока не зависит от температуры. Величину тока стока в этой точке можно приближенно определить выражением

$$I_A \approx \left(\frac{2T}{U_{ЗИ\ отс}} \right)^2 \cdot I_{C\ max}. \quad (3.13)$$

Температурный коэффициент тока у полевых транзисторов меньше, чем у биполярных и не превышает 0,2 %/К.

Ориентировочное положение термостабильной точки можно найти по формуле

$$U_{ЗИ\ T} = U_{ЗИ\ отс} - 0,65 \text{ В}. \quad (3.14)$$

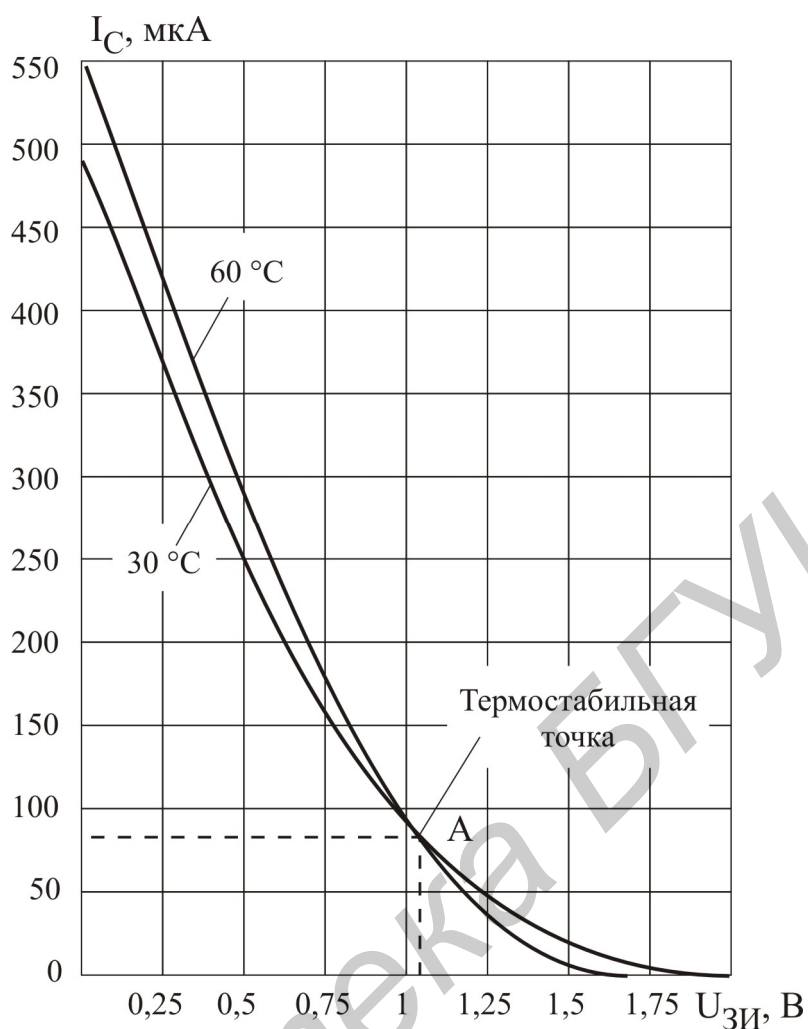


Рис. 3.11

Отмеченное свойство является большим преимуществом полевых транзисторов по сравнению с биполярными и позволяет создавать целый ряд электронных устройств с повышенной температурной стабильностью.

3.8. Дифференциальные параметры полевых транзисторов

Ток стока и ток затвора в полевых транзисторах зависят от напряжений на затворе и на стоке:

$$I_C = f(U_{ЗИ}, U_{СИ}); \quad I_З = f(U_{ЗИ}, U_{СИ}). \quad (3.15)$$

Запишем выражения полных дифференциалов токов:

$$dI_C = \frac{\partial I_C}{\partial U_{ЗИ}} \cdot dU_{ЗИ} + \frac{\partial I_C}{\partial U_{СИ}} \cdot dU_{СИ}; \quad (3.16)$$

$$dI_З = \frac{\partial I_З}{\partial U_{ЗИ}} \cdot dU_{ЗИ} + \frac{\partial I_З}{\partial U_{СИ}} \cdot dU_{СИ}. \quad (3.17)$$

Частные производные, имеющие размерности проводимостей, принимают в качестве Y-параметров.

В режиме короткого замыкания по переменному току на входе и выходе их можно записать:

$$S = Y_{21} = \frac{\partial I_C}{\partial U_{ЗИ}} \text{ при } dU_{СИ} = 0 - \text{крутизна сток-затворной характеристики}$$

или проводимость прямой передачи.

Она характеризует управляющее действие затвора и численно равна величине изменения тока стока при изменении напряжения затвора на 1 В.

Из выражения для передаточной характеристики (3.9) получим

$$S = \frac{2I_{C \max}}{U_{отс}} \left(1 - \frac{U_{ЗИ}}{U_{отс}}\right) = \frac{2}{3R_{К0}} \left(1 - \frac{U_{ЗИ}}{U_{отс}}\right), \quad (3.18)$$

т.е. крутизна обратно пропорциональна сопротивлению канала.

Учитывая, что $R_{К0} = \frac{\rho \cdot \ell}{h \cdot w}$, следует, что для получения высокой крутизны необходимо использовать короткий и широкий канал. При прочих равных условиях крутизна в полевых транзисторах с n-типа выше, чем в транзисторах с каналом р-типа из-за большей подвижности электронов.

$$Y_{22} = \frac{\partial I_C}{\partial U_{СИ}} \text{ при } dU_{ЗИ} = 0 - \text{выходная проводимость транзистора. Вместо}$$

выходной проводимости на практике часто используется обратная величина

$$R_i = \frac{1}{Y_{22}}, \text{ называемая дифференциальным (внутренним) сопротивлением тран-}$$

зистора. Наименьшее значение R_i соответствует крутым участкам выходных характеристик. На пологих участках сопротивление R_i возрастает, что обусловлено эффектом модуляции длины канала. Оно составляет десятки и сотни килоом.

$$Y_{11} = \frac{\partial I_3}{\partial U_{ЗИ}} \text{ при } dU_{СИ} = 0 - \text{входная проводимость или обратная вели-}$$

$$\text{чина } R_{вх} = \frac{1}{Y_{11}}. \text{ Ток затвора – обратный ток, создаваемый неосновными носите-}$$

лями через р-п-переход, мал (порядка 10^{-9} А), поэтому входное сопротивление $R_{вх}$ очень высокое (порядка нескольких мегаом); мала также и входная емкость.

$$Y_{12} = \frac{\partial I_3}{\partial U_{СИ}} \text{ при } dU_{ЗИ} = 0 - \text{проводимость обратной передачи.}$$

Так как $I_3 \approx 0$, $Y_{12} = 0$.

Для оценки усилительных свойств полевого транзистора вводится коэффициент усиления по напряжению, учитывающий относительное влияние напряжения стока и затвора на ток стока:

$$\mu = \frac{\partial U_C}{\partial U_{ЗИ}} \text{ при } I_C = \text{const}. \quad (3.19)$$

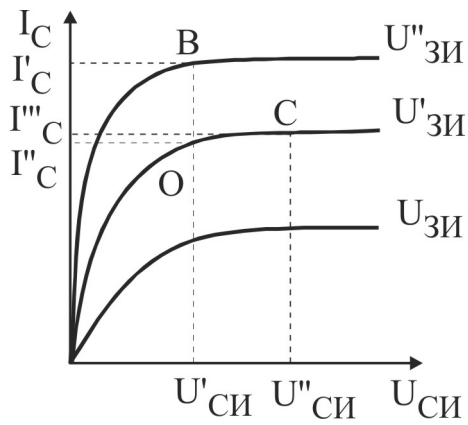


Рис. 3.12

В общем случае все Y -параметры являются комплексными.

На рис. 3.12 показан пример определения дифференциальных параметров по выходным характеристикам.

На низких частотах, когда влиянием реактивных элементов можно пренебречь, Y -параметры становятся вещественными величинами. Заменяя дифференциальные приращения их конечно разностными величинами, можно определить указанные параметры в заданной точке на характеристике:

$$S = \frac{\Delta I_C}{\Delta U_{ЗИ}} = \frac{I''_C - I'_C}{U''_{ЗИ} - U'_{ЗИ}} \Big|_{U_{СИ} = \text{const}} ; \quad (3.20)$$

$$R_i = \frac{\Delta U_{СИ}}{\Delta I_C} = \frac{U''_{СИ} - U'_{СИ}}{I''_C - I'_C} \Big|_{U_{ЗИ} = \text{const}} . \quad (3.21)$$

По найденным значениям S и R_i можно определить коэффициент усиления:

$$\mu = SR_i . \quad (3.22)$$

Величина μ достигает нескольких сотен.

3.9. Частотные свойства полевых транзисторов и эквивалентные схемы

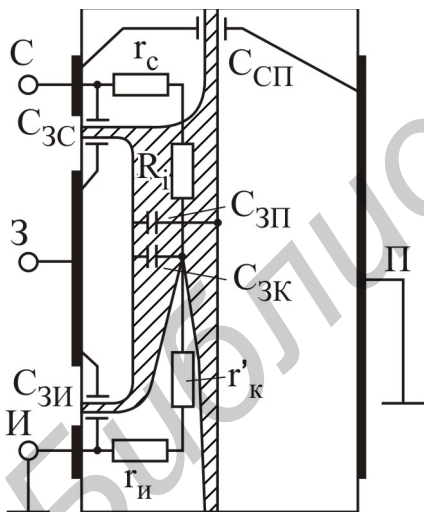


Рис. 3.13

Частотные свойства полевых транзисторов обусловлены в основном влиянием междуэлектродных емкостей и распределенных сопротивлений канала, истока и стока (рис. 3.13). К ним относятся:

$C_{ЗИ}$ – емкость затвор – исток, определяющая реактивную составляющую входного тока;

$C_{ЗС}$ – емкость затвор – сток, создающая цепь обратной связи выходной и входной цепей, ограничивающая устойчивость усиления на высоких частотах;

$C_{СИ}$, $C_{СП}$ – емкость сток – исток или сток – подложка, обуславливающая реактивную составляющую выходного тока.

С учетом влияния этих элементов можно представить упрощенную эквивалентную схему полевого транзистора (рис. 3.14). Генератор тока $SU_{ЗИ}$ отражает усилительные свойства транзистора. Внутреннее сопротивление R_i характеризует воздействие напряжения сток – исток на величину тока стока. Сопротивления истока $r_и$ и стока $r_с$ составляют доли ом или единицы ом, и ими можно пренебречь.

Крутизна транзистора зависит от частоты входного сигнала, уменьшаясь с ростом частоты:

$$|S| = \frac{S_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_s}\right)^2}}, \quad (3.23)$$

где S_0 – значение крутизны на низкой частоте.

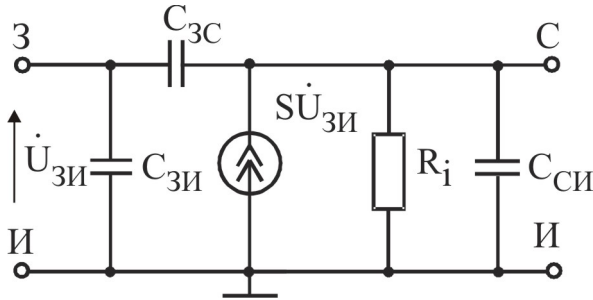


Рис. 3.14

При $f = f_s$ модуль крутизны $|S| = \frac{S_0}{\sqrt{2}}$. Частота f_s называется предельной частотой крутизны.

Внутреннее сопротивление R_i ввиду того, что длина канала мала, можно считать независимым от частоты.

3.10. Работа полевого транзистора в режиме усиления

При использовании полевого транзистора в режиме усиления он может быть включен по схеме с ОИ, ОС, ОЗ.

Рассмотрим работу усилительного каскада на полевом транзисторе в схеме с ОИ (рис. 3.15).

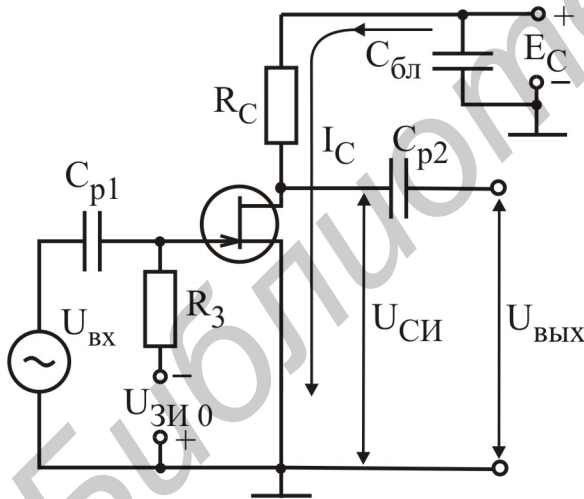


Рис. 3.15

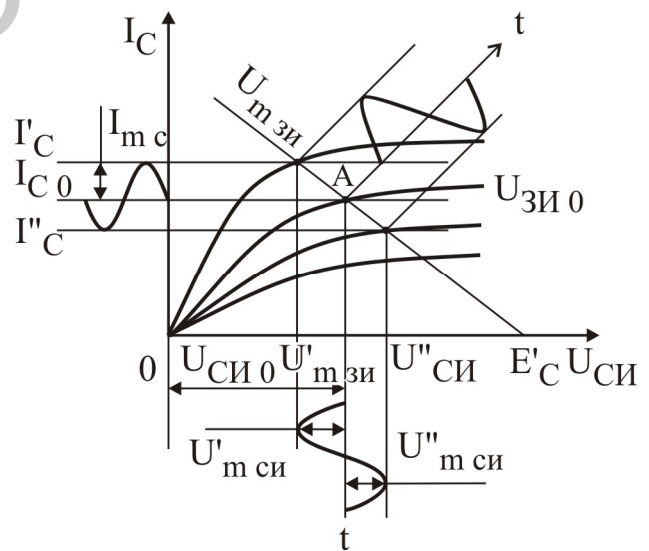


Рис. 3.16

Так же как в усилителе, на БТ во входной цепи включается источник переменного сигнала $U_{ВХ} = U_{m3} \cdot \sin \omega t$. Положение рабочей точки А обеспечивается напряжением смещения. Для обеспечения смещения в цепь затвора включается сопротивление R_3 . В цепь стока включается нагрузка R_C . Построение нагрузочных характеристик и выбор рабочей точки аналогичны, как и

в случае биполярного транзистора (рис. 3.16). Диаграммы, иллюстрирующие процесс усиления, приведены на (рис. 3.17).

Когда $U_{вх} = 0$, напряжение на стоке $U_{СИ0} = E_C - I_{C0} \cdot R_C$. При подаче на вход синусоидального сигнала напряжение на затворе будет $u_{зи}(t) = -U_{ЗИ0} + U_{mз} \cdot \sin \omega t$. В результате будут изменяться ток стока $i_c(t) = I_{C0} - I_{mс} \cdot \sin \omega t$ и напряжение на стоке $u_{си}(t) = E_C - I_{C0} \cdot R_C - I_{mс} \cdot R_C \cdot \sin \omega t$.

Основные параметры режима усиления:

– рабочая крутизна:

$$S_p = \left. \frac{dI_C}{dU_{ЗИ}} \right|_{R_C = \text{const}}; \quad (3.24)$$

– коэффициент усиления по напряжению:

$$K_u = \left. \frac{dU_{RC}}{dU_{ЗИ}} \right|_{R_C = \text{const}}; \quad (3.25)$$

– выходная мощность:

$$P_{\text{вых}} = \frac{1}{2} \cdot dI_C \cdot dU_{RC}. \quad (3.26)$$

Вычисление рабочих параметров с помощью нагрузочных характеристик иллюстрируется на рис. 3.17.

Определив амплитуды тока и напряжений, запишем

$$S_p = \frac{I_{mс}}{U_{mзи}}; \quad (3.27)$$

$$K_u = \frac{U_{mси}}{U_{mзи}}; \quad (3.28)$$

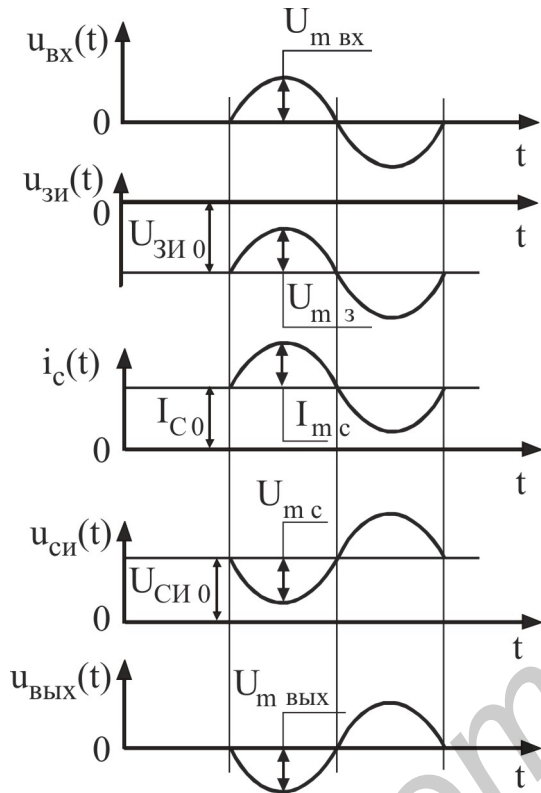


Рис. 3.17

$$P_{\text{вых}} = \frac{1}{2} \cdot I_{mс} \cdot U_{mси}. \quad (3.29)$$

Рабочие параметры ПТ можно выразить через его статические S , R_i , μ параметры. Продифференцируем выражение тока стока $I_C = f(U_{ЗИ}, U_{СИ})$:

$$dI_C = \frac{\partial I_C}{\partial U_{ЗИ}} \cdot dU_{ЗИ} + \frac{\partial I_C}{\partial U_{СИ}} \cdot dU_{СИ}. \quad (3.30)$$

$U_{СИ} = E_C - I_C \cdot R_C$; $dU_{СИ} = -R_C \cdot dI_C$. Подставляя $dU_{СИ}$ в выражение (3.30), получим

$$dI_C = \frac{\partial I_C}{\partial U_{ЗИ}} \cdot dU_{ЗИ} - \frac{\partial I_C}{\partial U_{СИ}} \cdot R_C dI_C \quad \text{или}$$

$$dI_C = S \cdot dU_{3И} - \frac{R_C dI_C}{R_i}; \quad dI_C \cdot \left(1 + \frac{R_C}{R_i}\right) = S \cdot dU_{3И}.$$

Отсюда

$$S_p = \frac{dI_C}{dU_{3И}} = \frac{S}{1 + \frac{R_C}{R_i}}; \quad (3.31)$$

$$K_u = \frac{dU_{R_C}}{dU_{3И}} = -\frac{R_C \cdot dI_C}{dU_{3И}} = -\frac{\mu}{1 + \frac{R_i}{R_C}} = S_p \cdot R_C; \quad (3.32)$$

$$P_{\text{вых}} = \frac{1}{2} \cdot I_{\text{мс}} \cdot U_{\text{мси}} = \frac{1}{2} \cdot S_p^2 \cdot U_{\text{мзи}}^2 \cdot R_C. \quad (3.33)$$

Максимальная амплитуда напряжения затвора должна быть меньше напряжения отсечки с целью уменьшения искажений:

$$U_{\text{мзи}} \leq \frac{U_{3И \text{отс}}}{2}, \text{ тогда } P_{\text{вых}} = \frac{1}{8} \cdot S_p^2 \cdot U_{3И \text{отс}}^2 \cdot R_C. \quad (3.34)$$

Отсюда следует, что для получения высокой выходной мощности необходимо иметь транзистор с высокой крутизной и большим напряжением отсечки.

Полевые транзисторы широко используют и в импульсном (ключевом) режиме. Анализ показывает, что для повышения быстродействия ключа необходимо увеличивать удельную крутизну транзистора (за счет уменьшения длины канала), снижать пороговое напряжение и выходную емкость. В настоящее время наибольшее применение находят транзисторы с изолированным затвором благодаря внедрению микроэлектроники. МДП-транзисторы широко используются в кремниевых интегральных схемах, особенно в сверхбольших интегральных схемах (СБИС), микропроцессорах, микроЭВМ, электронных калькуляторах, запоминающих устройствах большой информационной емкости, в электронных часах, а также в устройствах медицинской электроники и др.

Мощные МДП-транзисторы применяют в переключающих схемах. Транзисторы с управляющим переходом металл – полупроводник на GaAs используются для создания сверхскоростных цифровых интегральных схем и в СВЧ-устройствах.

Транзисторы с управляющим переходом на кремнии используют в основном как низкочастотные дискретные приборы.

Следует отметить некоторые преимущества МДП-транзисторов перед биполярными, что обеспечило широкое их использование в ИС.

МДП-транзисторы легко вписываются в конструкцию ИС, т. к. токи в них проходят преимущественно вдоль поверхности исходного кристалла, а не перпендикулярно, как в БТ.

По структуре и принципу действия МДП-транзисторы надежнее защищены от перегрузок по току, которые могут приводить к выходу прибора из строя.

Структура МДП-транзистора является симметричной, т. е. вход и выход можно менять местами, характеристики при этом остаются неизменными.

Выходное сопротивление МДП-транзистора велико и составляет несколько мегом.

Так как управление МДП-транзистором осуществляется внешним напряжением, для него легче обеспечить автоматическое смещение, что позволяет упростить схему.

В настоящее время в МДП ИС наибольшее распространение получили МДП-структуры с каналом р-типа. Это обусловлено простотой управления поверхностными свойствами окисленного Si.

Библиотека БГУИР

4. ПРИБОРЫ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ

4.1. Устройство и принцип действия приборов с зарядовой связью

В настоящее время в МДП-технологии используются две разновидности активных приборов. К первой относятся различные типы МДП-транзисторов, рассмотренные в предыдущем разделе, а ко второй – приборы с зарядовой связью (ПЗС).

Приборы с зарядовой связью относятся к классу новых, весьма перспективных интегральных микросхем, реализуемых на основе структуры металл – диэлектрик – полупроводник. Принцип действия их основан на хранении заряда неосновных носителей в потенциальных ямах, возникающих вблизи поверхности полупроводника под действием внешнего электрического поля, и на перемещении этого заряда вдоль поверхности при сдвиге потенциальных ям. Основываясь на таком принципе переноса носителей заряда, можно осуществить преобразование, хранение и обработку информации, представленной плотностью заряда.

В современных интегральных микросхемах на приборах с зарядовой связью используется несколько типов создания потенциальных ям вблизи поверхности полупроводника. Однако наибольшее распространение получили ПЗС на основе МДП-структур.

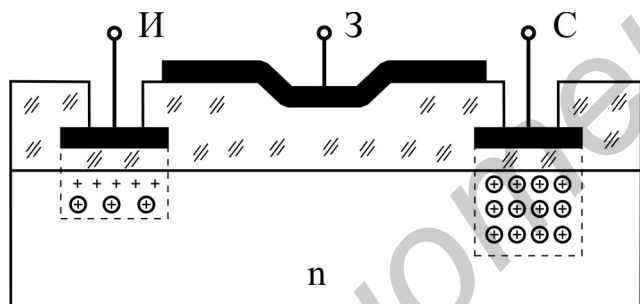


Рис. 4.1

Одним из важнейших типов ПЗС является поверхностно-зарядовый транзистор, структура которого приведена на рис. 4.1. Она представляет собой кремниевую подложку n-типа, на которой создаются области, покрытые слоем SiO_2 толщиной $0,1 \dots 0,2$ мкм. Над этими областями создаются металлические электроды.

Количество технологических операций, необходимых для изготовления ПЗС, вдвое меньше, чем для изготовления МДП-структур. Важная особенность ПЗС-структур состоит в том, что их можно изготавливать не только на основе кремния, но и на основе ряда других полупроводников, например арсенида галлия, имеющих высокую подвижность носителей заряда и большую ширину запрещенной зоны. Однако следует отметить, что для функционирования ПЗС плотность поверхностных состояний должна быть меньше примерно на два порядка, чем в МДП-структуре.

Рассмотрим принцип работы ПЗС. Для ПЗС характерно два режима работы: режим хранения и режим передачи информационного заряда. Если, используя соответствующий электрод, приложить к поверхности подложки электрическое поле с вектором напряженности, имеющим такое направление, при котором основные носители заряда отталкиваются, то под электродом будет форми-

роваться обедненная область. Эта область представляет собой потенциальную яму для неосновных носителей заряда, которыми являются дырки. По мере накопления дырок в потенциальной яме возникает равновесный поверхностный слой, что и соответствует режиму хранения информационного заряда. Информационный заряд не может храниться в ПЗС в течение длительного времени вследствие термической генерации носителей, которые вызывают накопление паразитного заряда дырок в потенциальной яме. С помощью электродов истока и стока создаются обедненные поверхностные области. Третий электрод – затвор, частично перекрывает исток и сток. После приложения напряжения к истоку в транзисторе создается распределение зарядов, показанное на рис. 4.1. Под истоком возникает потенциальная яма, содержащая поверхностный заряд, причем дырки, попавшие в эту область под действием электрического поля, притягиваются к поверхности подложки и локализуются в узком инверсном слое. Под стоком возникает потенциальная яма, заполненная неосновными дырками, образующимися в результате термогенерации. Если используется дополнительный источник неосновных дырок, инжектирующий заряды в потенциальные ямы некоторым образом, и заряд устанавливается до наступления термического равновесия, то потенциальные ямы могут хранить передаваемую информацию.

Если к истоку приложить более отрицательное напряжение, чем напряжение хранения, приложенное к другому электроду, то под первым электродом возникает более глубокая потенциальная яма, а в области, разделяющей потенциальные ямы, создаётся электрическое поле, параллельное поверхности подложки. Это приводит к процессу переноса дырок в более глубокую потенциальную яму, который осуществляется как за счёт дрейфа под действием поля, так и за счёт диффузии под действием градиента концентрации неосновных дырок.

Процесс переноса дырок и представляет собой второй характерный режим работы ПЗС, называемый режимом передачи информационного сигнала. Максимальное значение напряжённости электрического поля, возникающего под электродами вследствие неравномерного распределения неосновных дырок, определяется полуэмпирическим соотношением

$$E_{p \max} = 7,2 \cdot 10^3 \left(\frac{p_0}{10^{11}} \right), \quad (4.1)$$

где p_0 – стандартная поверхностная концентрация дырок.

Процесс переноса дырок используется без передачи зарядов от одного электрода к другому, что позволяет реализовать специфические сдвиговые регистры, не требующие между собой проводниковых соединений между образующими их элементами и соединений с поверхностью подложки.

На основе ПЗС таким образом можно строить сдвиговые регистры подобно регистрам на триггерах и других элементах в виде одноктактных, двухтактных и трёхтактных схем. Рассмотрим работу ПЗС на примере трёхтактного сдвигового регистра (рис. 4.2, а).

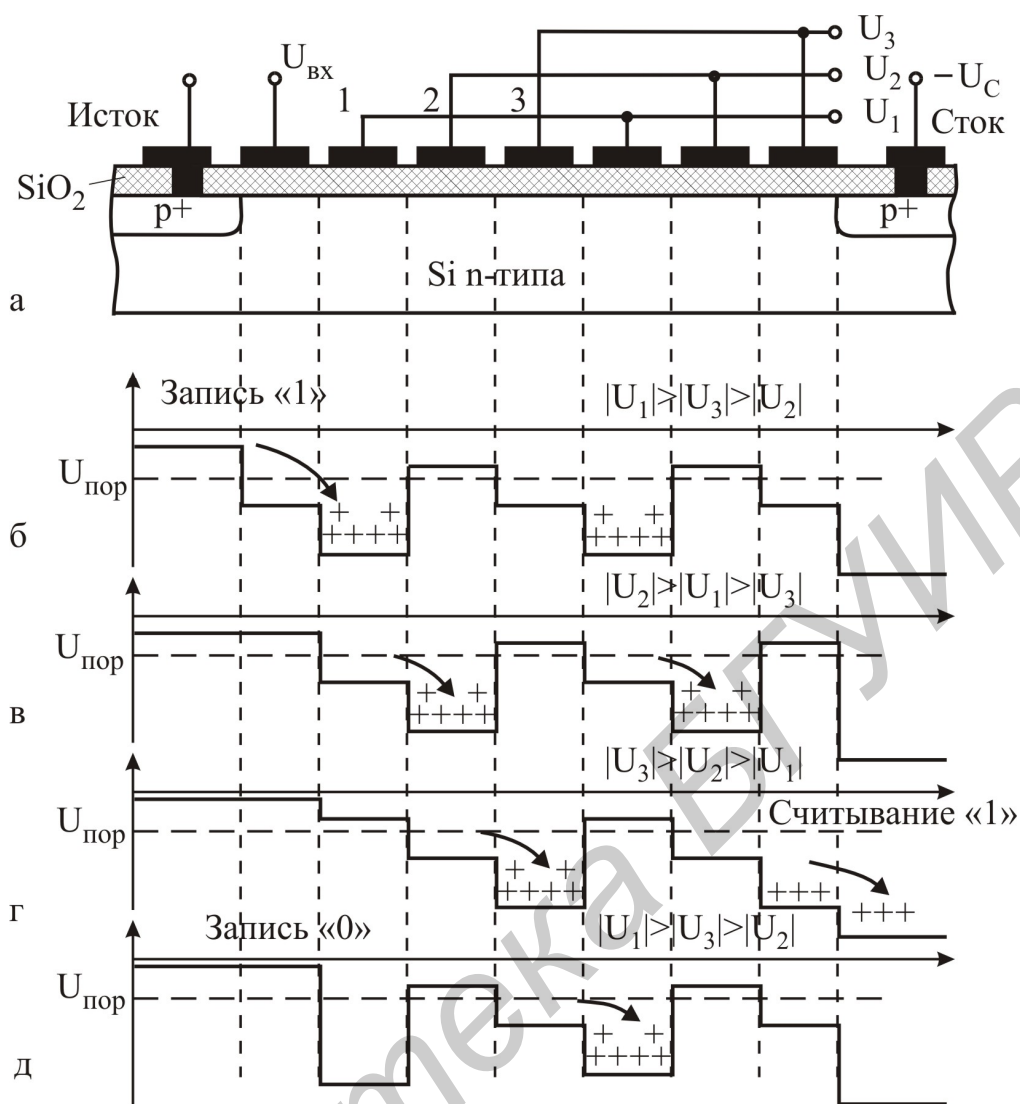


Рис. 4.2

Этот прибор состоит из трёх секций: входной, секции переноса и выходной секции.

Входная секция включает в себя исток с P⁺-областью под ним и входной затвор, выполняющий роль ключа для управления движением дырок из диффузионной P⁺-области истока в первую потенциальную яму.

Секция переноса состоит из ряда затворов, управляющих потенциалом на границе кремний – диоксид кремния. Эти затворы соединены между собой через два. Напряжения на затворах секции переноса имеют вид импульсов различной амплитуды, которые сменяют друг друга циклической перестановкой (рис 4.2, б – д). При этом потенциальные ямы перемещаются к выходу прибора, увлекая за собой пакеты носителей заряда – дырок.

Выходная секция включает в себя p-n-переход стока. Он смещён в обратном направлении и предназначен для экстракции дырок из подходящих к нему потенциальных ям.

Если к электроду 1 при наличии проводящего канала под входным затвором приложить отрицательное напряжение, превышающее по абсолютному

значению пороговое $|U_{\text{вх}}| > |U_{\text{ЗИ пор}}|$, то под первым затвором образуется глубокая потенциальная яма, куда поступают неосновные носители, которые в ней хранятся. Для передачи зарядового пакета к соседнему электроду прикладывается большее отрицательное напряжение – напряжение записи, при этом напряжение на входном затворе снимается (исчезает проводящий канал). Напряжение записи создаёт более глубокую яму под этим электродом и образует продольное электрическое поле в области, разделяющей электроды.

После переноса зарядового пакета в потенциальную яму потенциал электрода снизится до напряжения хранения. При следующих тактах изменения напряжения на электродах в цепи переноса будет происходить дальнейшее продвижение зарядового пакета к выходной цепи. Если в потенциальной яме, подходящей к р-n-переходу стока, отсутствует информационный зарядовый пакет, изменение тока в зарядовой цепи происходить не будет. Использование в выходной цепи МДП-транзистора позволяет осуществить неразрушающее считывание зарядов пакета. Когда информационный зарядовый пакет переместится в потенциальную яму, на границу к р-n-переходу стока, дырки втягиваются в область стока. Это вызывает появление импульса тока или изменение напряжения на стоке. Для записи логического нуля на входной затвор не должно быть подано отрицательное напряжение. В этом случае не будет инжекции дырок из p^+ -области истока в потенциальную яму под первым затвором и в ней может оказаться только относительно небольшой заряд дырок Q_p , связанный с неполным опустошением ямы на предыдущих тактах работы прибора.

4.2. Параметры приборов с зарядовой связью

ПЗС являются типично динамическими устройствами и имеют нижний и верхний предел тактовых частот импульсов напряжения, питающих секцию переноса.

Нижний предел тактовой частоты определяется токами, связанными с тепловой генерацией носителей и в принципе не отличающимися от обратного тока экстракции через р-n-переход. Заметное накопление дырок в пустых потенциальных ямах может произойти за время от сотых долей до единиц секунд. Таким образом, нижний предел тактовой частоты составляет обычно единицы – десятки килогерц.

Верхний предел тактовой частоты определяется временем перетекания заряда из одной потенциальной ямы в другую (порядка единиц наносекунд). Поэтому верхний предел тактовых частот определяется десятками мегагерц.

В диапазоне рабочих частот в ПЗС не происходит полной передачи информационного пакета из одной потенциальной ямы в другую, что связано с явлениями захвата носителей заряда поверхностными энергетическими уровнями, ловушками захвата. Поэтому для уменьшения этого влияния необходимо уменьшать плотность поверхностных состояний, использовать углубленный канал, что резко снижает потери на захват носителей. Для оценки рассматри-

ваемого эффекта захвата носителей в ПЗС вводится параметр эффективности передачи заряда или коэффициент потерь (неэффективность передачи) $K_{\text{п}} = 1 - \eta$. Коэффициент потерь составляет менее $10^{-9} \dots 10^{-5}$. Чтобы уменьшить потери информационного заряда, используют схемы регенерации, представляющие собой усилители. Сигнал с ПЗС усиливается в соответствии с формированием его уровней, а затем производится запись информации в цепочку ПЗС.

Кроме этих параметров ПЗС характеризуются амплитудой рабочих напряжений и величиной рассеиваемой мощности. Управляющее напряжение лежит в пределах 10...20 В. Рассеиваемая мощность составляет единицы микроватт.

4.3. Применение приборов с зарядовой связью

В настоящее время выявились три основных направления в использовании ПЗС:

- цифровые устройства;
- аналого-цифровые устройства;
- оптоэлектронные приборы.

В цифровых устройствах их используют как регистры сдвига, логические схемы динамического типа, постоянные запоминающие устройства (ПЗУ), обеспечивающие ёмкость хранения информации $10^6 \dots 10^7$ бит на кристалле с частотой выдачи информации 1...10 МГц.

Аналого-цифровые устройства ПЗС используются для обработки сигналов в радиотехнических устройствах (линии задержки, фильтры, мультиплексоры). В линиях задержки входной аналоговый сигнал преобразуется в дискретные зарядовые пакеты, а затем через определённое время задержки поступают на вход ПЗС.

В оптоэлектронных ПЗС используется эффект чувствительности для создания одномерных и плоскостных приборов, таких, как усилители с плавающим затвором, фотоячейки, приёмники изображения для портативных телевизионных камер.

Отметим некоторые преимущества ПЗС перед существующими электронно-лучевыми приборами.

Необходимо отметить жёсткий растр. Если в трубках растр создаётся сканирующим лучом и его геометрическое качество зависит от линейности напряжения развёрток, стабильности питающих напряжений, температурных эффектов и др., то в твёрдотельных приборах растр создаётся с высокой точностью в процессе изготовления структуры прибора, т. е. геометрические искажения изображения определяются только качеством оптики. С жёсткостью растра связано и отсутствие микрофонного эффекта и нечувствительность к магнитным полям.

Особенно четко эти преимущества проявляются при использовании ПЗС в профессиональных цветных камерах, а именно совмещение растров датчиков в трёхматричных камерах ТВ.

Жёсткий растр и связанная с этим жёсткая привязка выходного сигнала к тактовой частоте упростили и конструкцию одноматричных цветных камер, в которых для получения информации в цвете используется нанесение непосредственно на фоточувствительную секцию специального фильтра – мозаичного или полосового – так, что каждый элемент ПЗС передаёт сигнал только одного какого-то цвета, а полный цветной сигнал получается за счёт соответствующей обработки выходного сигнала ПЗС.

Ещё одно достоинство – отсутствие выжигания. В матрицах ПЗС накопленный заряд полностью выводится при переносе кадра. По сравнению с твёрдотельными приборами с координатной адресацией ПЗС сильно выигрывают в однородности сигнала, т. к. все зарядовые пакеты детектируются одним усилителем. Помимо одинаковых для всех зарядовых пакетов коэффициентов преобразования заряд – напряжение усилитель ПЗС характеризуется и значительно меньшим шумом по сравнению с матрицами с координатной адресацией.

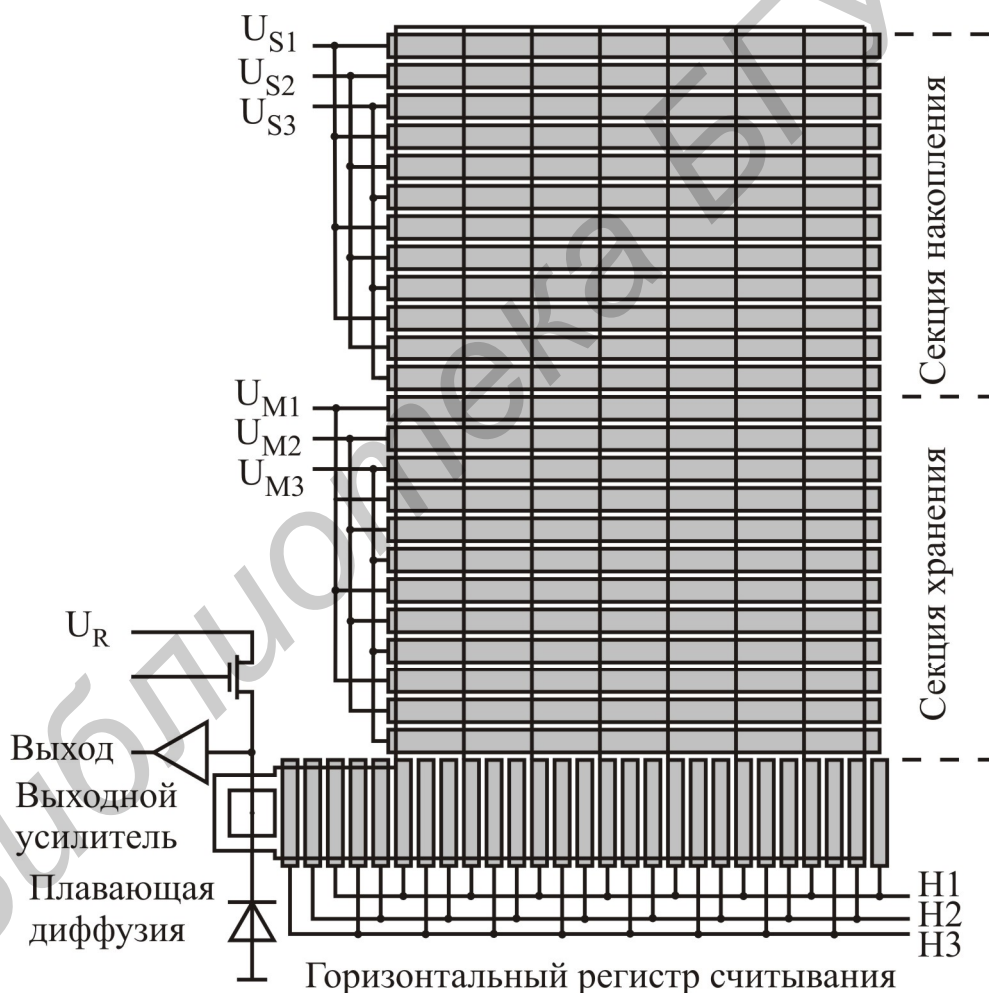


Рис. 4.3

Кроме того, вся площадь секции накопления является фоточувствительной, т. е. коэффициент заполнения равен 100 %. Эта особенность делает эти приборы монополистами в области астрономии и во всех областях, где идёт борьба за чувствительность.

На рис. 4.3 приведена структура двумерной матрицы ПЗС. В ней можно выделить два вертикальных регистра сдвига на ПЗС, образующих секцию накопления и секцию хранения с равным числом строк (каждая строка секции образована одной тройкой электродов), горизонтальный регистр и выходное устройство.

Однако у ПЗС есть и существенный недостаток: сам кадровый перенос занимает существенное время – доли миллисекунд. На сигнале появляется смаз – вертикальный след от ярких участков изображения размером во весь кадр. Эта проблема радикально решается в приборах с межстрочным переносом, завоевавших доминирующее положение на рынке бытовой видеотехники (рис. 4.4).

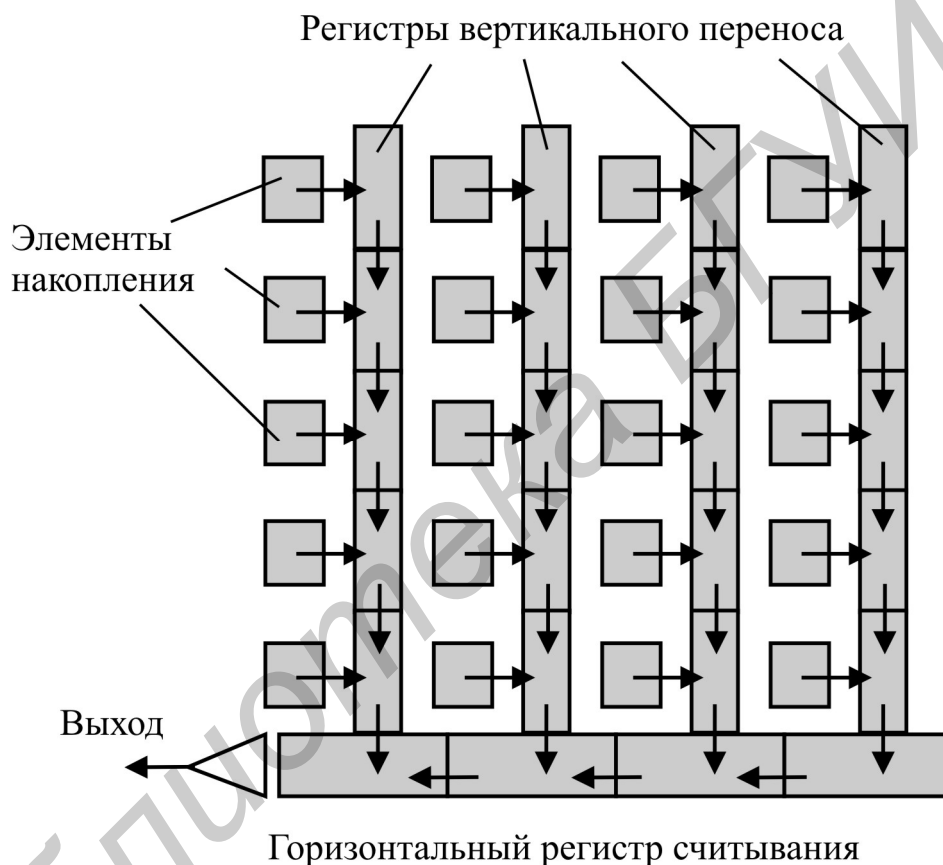


Рис. 4.4

Функция накопления заряда и его переноса здесь разделены. Перенос зарядового рельефа всего кадра происходит за один такт, и смаз не возникает; кроме того, к матрице с межстрочным переносом добавляется ещё одна секция памяти с соответствующим числом элементов, что исключает искажения, возникающие из-за попадания в каналы переноса носителей, генерируемых в глубине подложки.

По сравнению с матрицами с кадровым переносом фактор заполнения в матрицах с межстрочным переносом примерно вдвое меньше, т. к. около половины площади фоточувствительной поверхности закрыто от света. Чтобы повысить эффективность сбора фотонов, используется микрорастр – массив небольших линз (рис. 4.5).

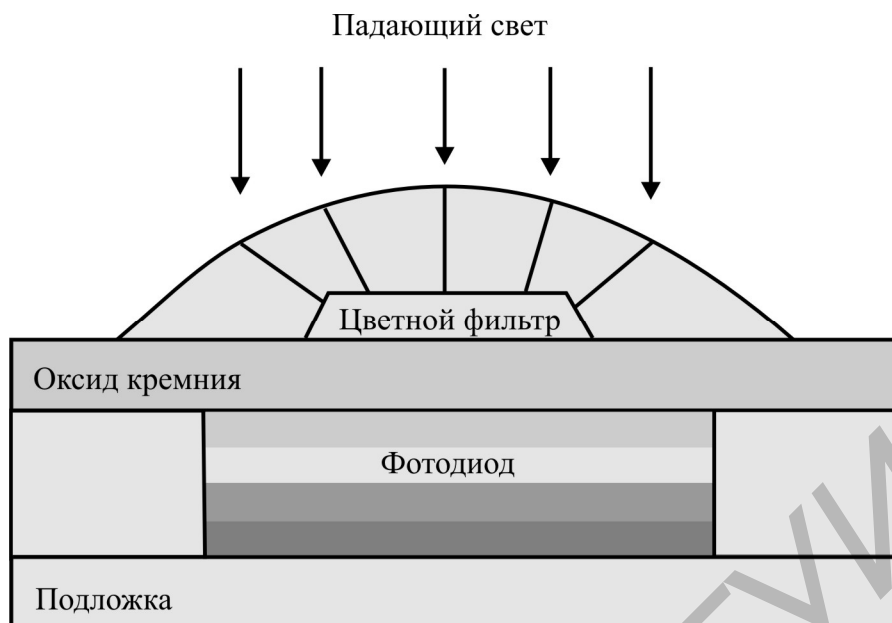


Рис. 4.5

Однако приёмники изображения – это одно из применений ПЗС. Добавив к регистру ПЗС устройство ввода электрического сигнала, получим линию задержки. В качестве элемента регистрации зарядового пакета можно использовать плавающий затвор, характеризующийся неразрушающим считыванием, т. е. получить регистр с отводами. Такие регистры являются основой трансверсальных фильтров, широко применяющихся в обработке радиолокационных сигналов. Налажено массовое производство ПЗС для бытовой электроники – видеокамер. Революционное воздействие оказали ПЗС на астрономию, где их появление по значению сравнимо разве что с тем, которое оказало применение фотопластинок в качестве средства регистрации вместо человеческого глаза.

Требования к ПЗС, предъявляемые астрономией, особенно космического базирования, стимулировали развитие технологии их изготовления и появления уже сегодня приборов с числом элементов 4096 на 4096 и квантовым выходом около 90 %. Наконец, микроскопия в медицине и биологии, компьютерное зрение и видеоконференции, системы ориентации космических аппаратов и считыватели штрихкода, телефакс и сканер – всё это стало доступным благодаря ПЗС.

5. ТИРИСТОРЫ

5.1. Общие сведения о тиристорах

Тиристор – это полупроводниковый прибор с двумя устойчивыми состояниями, имеющий три и более взаимодействующих выпрямляющих перехода, вольт-амперная характеристика которого имеет участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением. При работе в схеме тиристор может находиться в двух состояниях. В одном состоянии – закрытом – тиристор имеет высокое сопротивление и пропускает малый ток, в другом – открытом – сопротивление тиристора мало и через него протекает большой ток.

Структура тиристора состоит из четырёх областей полупроводника с чередующимся типом электропроводности (рис. 5.1, а).

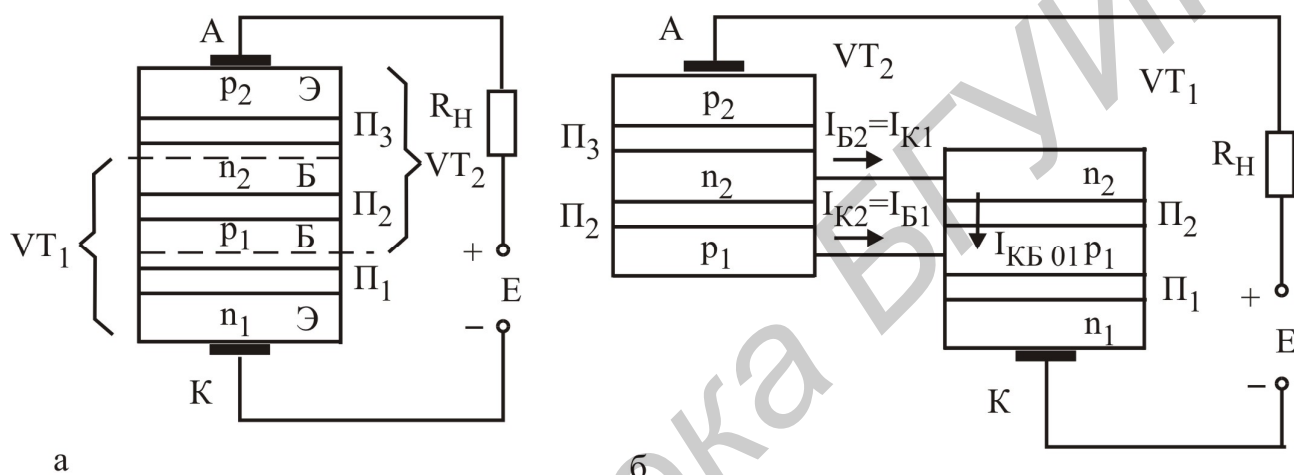


Рис. 5.1

Кроме трёх выпрямляющих переходов тиристор имеет два омических контакта. Контакт с внешним р-слоем называется анодом, а с внешним n-слоем – катодом.

В зависимости от числа выводов тиристоры делятся на диодные, триодные и тетродные. Тиристор, имеющий два вывода, называется динистором или диодным тиристором. Тиристоры, имеющие три и четыре вывода, называются триодными или тетродными. Помимо четырёхслойных структур некоторые виды тиристоров имеют большее число полупроводниковых областей. К таким приборам относится симметричный тиристор (симистор), который может включаться при различных полярностях приложенного напряжения.

На рис. 5.1, б р-п-п-п-структура тиристора представлена в виде двух транзисторов, соединённых между собой, каждый из которых находится в активном режиме.

В связи с таким представлением крайние области тиристорной структуры называют эмиттерами, а примыкающие к ним р-п-переходы – эмиттерными, центральный переход – коллекторным. Между переходами находятся базовые области.

Рассмотрим процессы в тиристорах при подаче внешнего напряжения.

Вольт-амперная характеристика диодного тиристора приведена на рис. 5.2. Пусть к аноду тиристора подано небольшое положительное напряжение. Эмиттерные переходы П₁ и П₃ (см. рис. 5.1, а) включены в прямом направ-

лении, а коллекторный переход Π_2 включен в обратном, поэтому почти всё приложенное напряжение падает на нём. Участок OA вольт-амперной характеристики (см. рис. 5.2) аналогичен обратной ветви характеристики диода и характеризуется режимом прямого запираания.

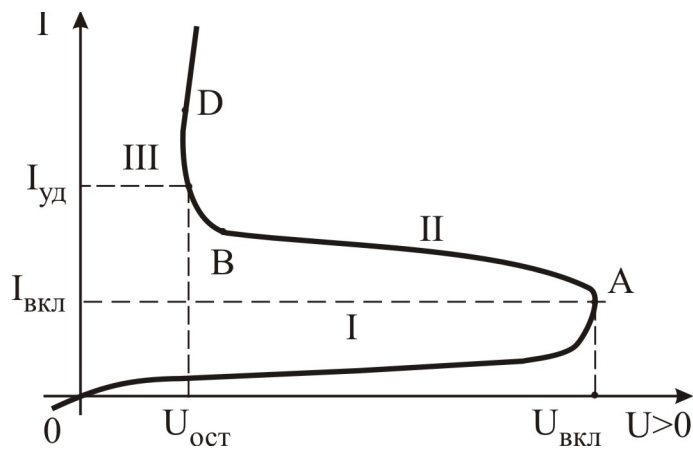


Рис. 5.2

При увеличении анодного напряжения эмиттеры инжектируют основные носители в области баз. Инжектированные электроны и дырки накапливаются в них, что равносильно дополнительной разности потенциалов на коллекторном переходе, которая стремится сместить его в прямом направлении. С увеличением тока через тиристор абсолютное значение суммарного напряжения на коллекторном пе-

реходе начнёт уменьшаться. При этом ток будет ограничиваться только сопротивлением нагрузки и ЭДС источника питания. Высота коллекторного перехода уменьшается до значения, соответствующего включению этого перехода в прямом направлении. Из закрытого состояния (участок OA) тиристор переходит на участок AB , соответствующий отрицательному дифференциальному сопротивлению.

После этого все три перехода смещаются в прямом направлении. Этому открытому состоянию соответствует участок BD . Итак, в закрытом состоянии тиристор характеризуется большим падением напряжения и малым током. В открытом состоянии падение напряжения на тиристоре мало ($1 \dots 3$ В), а ток, протекающий через структуру, велик.

Таким образом, в тиристоре существует положительная обратная связь по току — увеличение тока через один эмиттерный переход приводит к увеличению тока через другой эмиттерный переход.

Напряжение анода, при котором тиристор переходит из закрытого состояния (OA) в режим, соответствующий отрицательному дифференциальному сопротивлению (AB), называется напряжением включения $U_{вкл}$. Анодный ток тиристора в режиме включения называется током включения $I_{вкл}$.

Обозначив α_1 и α_2 как коэффициенты передачи тока первого и второго эмиттерных переходов, запишем ток коллектора в виде

$$I_K = \alpha_1 I_{\Pi 1} + \alpha_2 I_{\Pi 2} + I_{KB0},$$

где I_{KB0} — собственный обратный ток коллекторного перехода.

В двухэлектродной структуре диодного тиристора из-за необходимости выполнения баланса токов полные токи через все переходы должны быть равны между собой:

$$I_{\Pi 1} = I_{\Pi 2} = I_{\Pi 3} = I_A. \quad (5.1)$$

С учётом этого анодный ток тиристора

$$I_A = \frac{I_{КБ0}}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}. \quad (5.2)$$

Когда $\alpha_1 + \alpha_2$ стремится к единице, тиристор из закрытого состояния переходит в открытое. Ток через тиристор во время переключения должен ограничиваться сопротивлением нагрузки. Суммарное падение напряжения на включённом тиристоре составляет около 1 В. В открытом состоянии тиристор будет находиться до тех пор, пока коллекторный переход будет смещён в прямом направлении. Если же ток через тиристор уменьшить, то в результате рекомбинации и рассасывания уменьшится количество неравновесных носителей в базовых областях тиристора и коллекторный переход окажется смещённым в обратном направлении, уменьшится инжекция из эмиттерных областей и тиристор перейдёт в закрытое состояние. Минимальный ток, который необходим для поддержания тиристора в открытом состоянии, является удерживающим током тиристора $I_{уд}$.

При обратном включении тиристора вольт-амперная характеристика аналогична обратной ветви вольт-амперной характеристики двух последовательно включённых диодов. Обратное напряжение в этом случае ограничивается напряжением пробоя.

Даже при малых напряжениях и токах в каждой из транзисторных структур коэффициенты передачи тока эмиттера могут быть близки к единице. Для уменьшения начального коэффициента передачи одну из базовых областей тиристора делают относительно толстой. Чтобы уменьшить коэффициент передачи тока другого транзистора, его эмиттерный переход шунтируют объёмным сопротивлением прилегающей базовой области.

Шунтирование позволяет создавать тиристоры с большими значениями напряжения включения. Кроме этого, тиристор с зашунтированным эмиттерным переходом будет иметь так называемую жесткую характеристику переключения, т. е. переход из закрытого состояния в открытое будет осуществляться каждый раз при одном и том же напряжении включения.

5.2. Триодные тиристоры

Триодный тиристор (тринистор) отличается от динисторов наличием внешнего вывода от одной из баз, с помощью которого можно управлять включением тиристора (рис. 5.3).

В триодном тиристоре, имеющем управляющий электрод от одной из базовых областей, уровень инжекции через прилегающий к этой базе эмиттерный переход можно увеличивать путём подачи положительного по отношению к катоду напряжения на управляющий электрод. Поэтому триодный тиристор можно переключить из закрытого состояния в открытое даже при небольших анодных напряжениях (рис. 5.4).

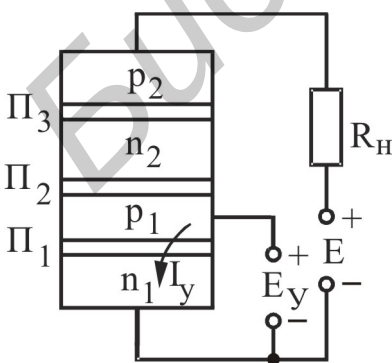


Рис. 5.3

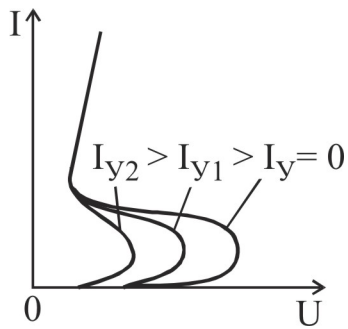


Рис. 5.4

Переключение триодного тиристора с помощью прямого напряжения на управляющем электроде или тока через этот электрод можно представить как переход транзисторной n-p-n-структуры в режим насыщения при большом токе базы. При этом коллекторный переход транзисторной структуры (он же и коллекторный переход тиристора) смещается в прямом направлении. Напряжение включения зависит от управляющего тока.

5.3. Симметричные тиристоры (симисторы)

Симметричный тиристор – это триодный тиристор, который при подаче сигнала на его управляющий электрод включается как в прямом, так и в обратном направлении.

Структура симметричного тиристора состоит из пяти областей с чередующимся типом электропроводности, которые образуют четыре p-n-перехода. Крайние переходы зашунтированы объёмными сопротивлениями прилегающих областей p-типа (рис. 5.5, а). Вольт-амперные характеристики симистора приведены на рис. 5.5, б.

Исходными материалами для тиристорov являются кремний, а также арсенид галлия, имеющие большую ширину запрещённой зоны. Тиристоры, изготовленные на основе широкозонных полупроводников, имеют большее значение максимальной рабочей температуры, а следовательно, и максимально допустимой плотности тока в открытом состоянии, кроме того, напряжение пробоя у них выше, что позволяет делать тиристоры с большими значениями напряжения включения и максимально допустимым обратным напряжением. Так как обратный ток невелик через p-n-переходы, смещённые в обратном направлении, рассеиваемая мощность в тиристоре значительно меньше при закрытом состоянии и обратном напряжении.

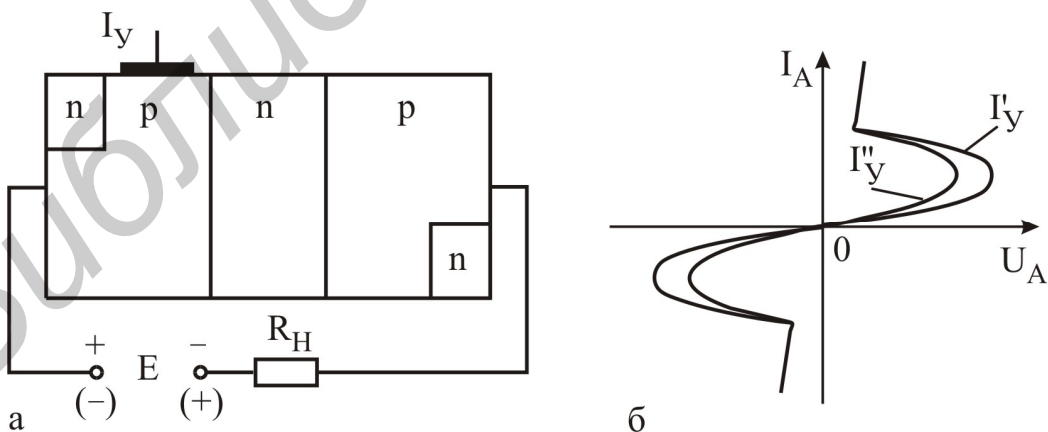


Рис. 5.5

Площадь p-n-переходов рассчитывают исходя из максимально допустимой плотности тока в статическом режиме через открытый тиристор 200 А/см^2 . Максимально допустимые токи в открытом состоянии для разных тиристорov имеют значения от 40 мА до 1000 А. Напряжение в открытом со-

стоянии не превосходит 2 В. Время включения тиристора определяется скоростью перераспределения объёмных зарядов в базах и переходах. За счёт влияния ёмкостей перехода напряжение включения при импульсном режиме оказывается ниже, чем в статическом. Скорость переключения определяется как и в транзисторах, накоплением и рассасыванием зарядов в базах и ёмкостях электронно-дырочных переходов. По быстродействию тиристоры уступают транзисторам.

Тиристоры отличаются высокой надёжностью, долговечностью и высокой экономичностью.

Достоинством тиристора является свойство памяти. При переключении в проводящее состояние он может оставаться в этом состоянии до тех пор, пока ток через него не станет меньше тока включения.

Тиристоры широко применяются в радиолокации, устройствах радиосвязи, автоматике как приборы с отрицательным сопротивлением, управляемые ключи, пороговые элементы, преобразователи энергии, триггеры. По сравнению с биполярными транзисторами они могут обеспечить большой коэффициент по току включения, иметь большой ток и одновременно высокое напряжение, что важно для получения хороших характеристик мощных устройств, позволяют получить высокий КПД преобразования энергии.

Диодные тиристоры в настоящее время имеют ограниченное применение.

Мощные высоковольтные и инверторные тиристорные блоки позволяют получить мощность в нагрузке до 100 МВт при напряжениях до 100 кВ и токах до 1000 А.

Разработаны также полевые тиристоры, которые работают при более высоких температурах, чем обычные тиристоры. Они используются в быстродействующих схемах, требующих малого времени включения и выключения.

5.4. Однопереходные транзисторы

Однопереходный транзистор – это трёхэлектродный полупроводниковый прибор с одним р-n-переходом и двумя выводами базовой области, предназначенный для переключения и генерирования электрических импульсов за счёт модуляции сопротивления базы в результате инжекции через р-n-переход неосновных носителей заряда.

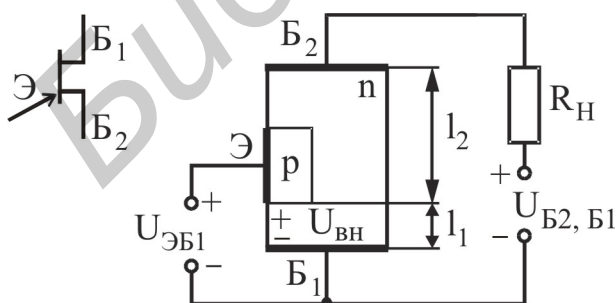


Рис. 5.6

Структура однопереходного транзистора и схема его включения приведены на рис. 5.6.

База однопереходного транзистора выполнена из полупроводника n-типа, эмиттерная область – из полупроводника p-типа. Эмиттерная область должна быть более низкоомной, чем базовая. В этом случае при прямом включении р-n-перехода прямой ток через него будет иметь в основном лишь дырочную составляющую. Дырки инжектируются в

базу, где они являются неосновными носителями. Для компенсации этого объёмного заряда через один из невыпрямляющих контактов в базу вводят основные носители.

При этом происходит уменьшение сопротивления базы и увеличение тока в цепи нагрузки. При подаче напряжения $U_{Б_2Б_1}$ на базовые выводы вдоль базы будет протекать ток I_B , создающий продольное падение напряжения между базовыми выводами.

На участке базы l_1 будет существовать внутреннее падение напряжения $U_{вн} = I_B R_{Б_1}$, которое смещает р-п-переход в обратном направлении. Поэтому при напряжении на эмиттере $U_{ЭБ_1} < U_{вн}$ р-п-переход смещается в обратном направлении и во входной цепи будет протекать небольшой обратный ток $I_{ЭБ0}$.

При подаче на эмиттер относительно базы $Б_1$ напряжения $U_{ЭБ_1} > U_{вн}$ р-п-переход открывается и неосновные носители – дырки – инжектируются в базу. Причём инжекция сначала происходит только через часть р-п-перехода, расположенную ближе к первому контакту базы $Б_1$, имеющей нулевой потенциал. В результате сопротивление $R_{Б_1}$ части базы протяжённостью l_1 уменьшается, что приведёт к ещё большему смещению р-п-перехода эмиттера в прямом направлении и к появлению на входной характеристике участка с отрицательным сопротивлением (рис. 5.7).

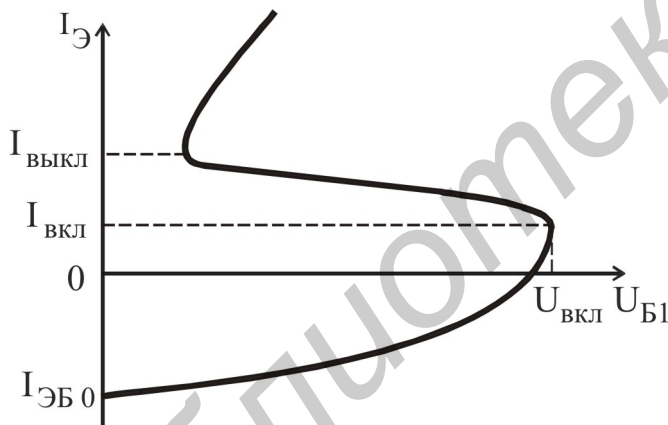


Рис. 5.7

Таким образом, однопереходный транзистор может находиться в двух устойчивых состояниях:

- закрытом, которое характеризуется большими сопротивлениями между различными выводами транзистора;
- открытом (состоянии насыщения), которое характеризуется малыми сопротивлениями между выводами транзистора.

В открытом состоянии однопереходный транзистор будет находиться до тех пор, пока в базе будет поддерживаться избыточный заряд основных и неосновных носителей заряда, т. е. до тех пор, пока ток эмиттера будет превышать значение тока выключения.

Однопереходный транзистор, имеющий две области – базы, называется двухбазовым диодом. Такие транзисторы применяются в схемах генераторов релаксационного типа (мультивибраторы, счетчики импульсов и др.). Однако малая скорость переключения и довольно большая потребляемая мощность ограничивают их широкое применение.

6. ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ

6.1. Общие сведения

Электронными лампами называют электровакуумные приборы, в которых использован принцип электростатического управления плотностью электронного тока. До широкого внедрения полупроводниковых приборов и успехов в развитии микроэлектроники электронные лампы составляли основу элементной базы радиоэлектронной аппаратуры и использовались в качестве выпрямительных, усилительных, генераторных и других приборов. Повышение надёжности, уменьшение габаритов, массы, стоимости и потребляемой мощности привело к замене электронных ламп изделиями полупроводниковой электроники.

Любая электронная лампа состоит из баллона, системы электродов и их выводов. Электрические процессы в этих приборах протекают в высоком вакууме с давлением порядка 10^{-6} мм рт. ст., что обеспечивает среднюю длину свободного пробега электронов, примерно на два порядка превышающую наибольшие размеры баллона (колбы).

Система электродов содержит в простейшей лампе-диоде катод и анод; в более сложных лампах имеются сетки и специальные экраны. В электронных лампах используются, как правило, термоэлектронные катоды, предназначенные для эмиссии электронов. Действие термокатодов основано на использовании явления термоэлектронной эмиссии – испускания электронов за счёт тепловой энергии.

Качество катода характеризуется рабочей температурой, удельной эмиссией, эффективностью и сроком службы.

Рабочая температура катода – это температура катода при номинальном напряжении канала. Величиной рабочей температуры катода в значительной степени определяется тепловой режим других электродов и в целом прибора. Для различных типов термокатодов рабочая температура выбирается в пределах 1000...2500 К.

Удельная эмиссия катода $I_{e\text{ уд}}$ – величина тока эмиссии с 1 см^2 поверхности катода. Она зависит от температуры катода, его материала и определяется формулой

$$I_{e\text{ уд}} = AT^2 e^{-\frac{q\phi_k}{kT}}, \text{ А/см}^2, \quad (6.1)$$

где A – постоянная величина, принимающая значения от 10 до 300;

T – рабочая температура;

$q\phi_k$ – работа выхода электронов.

Эффективность катода H показывает, какую эмиссию можно получить от катода на каждый ватт мощности, затраченный на его нагрев:

$$H = \frac{I_e}{P_H}, \frac{\text{мА}}{\text{Вт}}. \quad (6.2)$$

Долговечность катода, или срок службы, – это время, в течение которого катод может быть использован в работе при соблюдении заданных параметров.

Приёмником эмитируемых электронов является анод, на который подаётся положительное относительно катода напряжение. Под действием этого на-

пряжения электроны попадают на анод со скоростью $v = \sqrt{2 \frac{q}{m} U_A}$.

Мощность, рассеиваемая анодом P_A , определяется кинетической энергией электронов, поступающих на анод за одну секунду:

$$P_A = I_A \cdot U_A. \quad (6.3)$$

Выделение мощности на аноде приводит к его нагреву.

В качестве параметров анодов выбирают:

- допустимую температуру анода $T_{A \text{ доп}}$;
- допустимую рассеиваемую мощность, выделяемую анодом при допустимой температуре. Её определяют согласно закону Стефана – Больцмана:

$$P_{A \text{ доп}} = \xi \sigma T_{A \text{ доп}}^4 \cdot Q_A, \quad (6.4)$$

где ξ – коэффициент лучеиспускания анода;

σ – постоянная Больцмана;

Q_A – охлаждаемая поверхность анода.

В нормальном режиме $P_A = I_A \cdot U_A \leq P_{A \text{ доп}}$. В зависимости от типа лампы выбираются материалы катодов и анодов.

Все электронные лампы принято подразделять на приёмно-усилительные и генераторные, классифицируя их в рамках каждой группы по числу электродов или по другим признакам.

Как правило, в приёмно-усилительных лампах используются полупроводниковые (оксидные) катоды, а в мощных электронных лампах применяются катоды из чистых металлов или сплавов: вольфрамовые, танталовые и другие, работающие при высоком напряжении.

Аноды в лампах малой и средней мощности изготавливаются из стали, никеля или молибдена, в мощных лампах – из тантала или графита.

По диапазону рабочих частот их классифицируют на низкочастотные, высокочастотные и лампы сверхвысоких частот.

Каждая электронная лампа имеет своё обозначение, установленное в соответствии с ГОСТ-13393-76.

В основе работы электронных ламп используется принцип электростатического управления плотностью электронного тока. Этот принцип обеспечил создание и работу электронных ламп вплоть до сверхвысоких частот. В основе приборов СВЧ-диапазона используется принцип электродинамического управления. На электроды электронной лампы подаются напряжения, отсчёт которых ведётся относительно катода, потенциал которого принимается за нулевой. Эти

напряжения создают электрическое поле, определяющее характер движения электронов в междуэлектродном пространстве.

При электростатическом управлении плотностью тока её величина в определённый момент времени характеризуются тем, в какой мере суммарное электрическое поле всех электродов лампы компенсирует тормозящее поле объёмного заряда электронов вблизи катода. Важнейшим условием управления является наличие потенциального барьера вблизи катода, величиной которого необходимо управлять. Отметим, что электроны, эмитируемые катодом, имеют различные скорости. Электроны, имеющие энергию больше высоты барьера, будут преодолевать его и двигаться по направлению к аноду.

В пространстве между катодом и анодом двухэлектродной лампы (диода) образуется отрицательный объёмный заряд, который оказывает влияние на напряжённость электрического поля у катода, а следовательно, и на анодный ток. Движение зарядов и распределение потенциала в плоскопараллельном диоде при различных напряжениях канала показано на рис. 6.1, а, б.

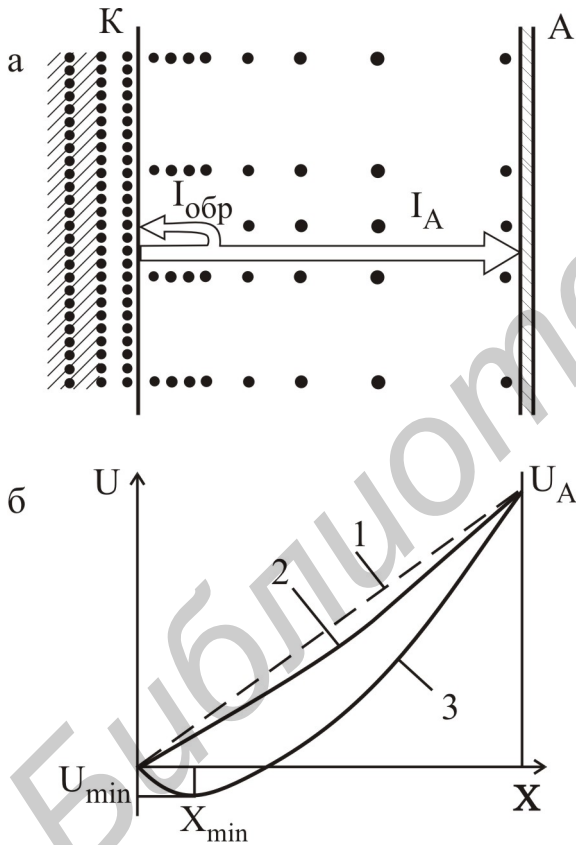


Рис. 6.1

При холодном катоде потенциал $U(x)$ между катодом и анодом изменяется по линейному закону (прямая 1, см. рис. 6.1, б), напряжённость поля $E = -\frac{dU}{dx}$ всюду постоянна.

При небольшом накале эмиссия электронов невелика и поле всюду является ускоряющим (кривая 2). Любой электрон, вылетевший из катода под ускоряющим действием этого поля, достигает анода, в результате анодный ток будет равен току эмиссии. Такой режим называется режимом насыщения.

С ростом температуры катода объёмный заряд в лампе возрастает и результирующее поле вблизи катода становится тормозящим. На кривой распределения потенциала образуется минимум U_{\min} (кривая 3). Чтобы преодолеть тормозящее поле и достичь анода, электрон должен обладать достаточной начальной скоростью. В противном случае не все электроны пре-

одолевают минимум потенциала и попадают на анод, анодный ток будет меньше тока эмиссии. Такой режим, при котором у катода за счёт действия объёмного заряда возникает поле, ограничивающее ток анода, называется режимом объёмного заряда.

В режиме объёмного заряда зависимость анодного тока от анодного напряжения можно записать в виде «закона степени трёх вторых»:

$$I_A = gU_A^{3/2}, \quad (6.5)$$

где $g = 2,33 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{Q_A}{r_A^2 \beta^2}$ – первеанс диода.

Здесь Q_A – эффективная (действующая) площадь поверхности анода;

r_A – радиус анода;

$\beta = f\left(\frac{r_A}{r_K}\right)$, r_K – радиус катода.

Для плоской конструкции диода $\beta^2 = 1$.

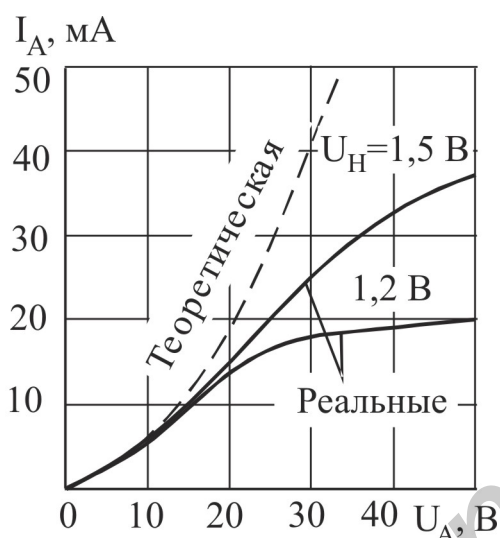


Рис. 6.2

На рис. 6.2 приведены теоретическая и реальные анодные характеристики диода. Как видно из рисунка, теоретическая характеристика отличается от реальной, т. к. при выводе «закона степени трёх вторых» считают, что электроны из катода вылетают с нулевой начальной скоростью, а катод обладает неограниченной эмиссией.

Теоретическая ВАХ диода при $U_A = 0$ имеет небольшой анодный ток, вызванный «быстрыми» электронами с распределением Максвелла, преодолевающими потенциальный барьер. При подаче отрицательного напряжения анодный ток практически прекратится. Отсюда можно сделать вывод об односторонней проводимости вакуумного диода и использовании его для выпрямления переменного тока

в источниках питания, а также для детектирования токов высокой частоты, умножителях частоты, смесителях и других областях.

6.2. Многоэлектродные лампы

Введение в пространство между катодом и анодом дополнительных электродов-сеток позволяет получить различные типы ламп. В триодах помещают одну сетку, в тетрадах – две, в пентодах – три сетки. Рассмотрим общий принцип действия электронных ламп.

Во всех рассматриваемых типах ламп конечной целью будем считать доведение электронов до анода и возможность управления анодным током с малой затратой энергии на управление. В этом случае электронная лампа будет обладать усилительным свойством.

Движение электронов внутри лампы определяется картиной электрического поля. Так как промежуточные электроды являются сетчатыми, то некоторые силовые линии могут проходить через отверстия. Потенциал поля в любой точке объёма будет определяться суперпозицией потенциалов, создаваемых всеми электродами.

Будем считать, что все электроды лампы являются плоскими и напряжённость поля зависит от одной координаты x . Определим результирующий потенциал в точке между катодом и сеткой, т. е. в области, где объёмный заряд электронов создаёт потенциальный барьер (как в диоде). Тогда можно полученные выводы для диода применить для других типов электронных ламп.

Рассмотренную процедуру называют заменой реальной лампы эквивалентным диодом, анод которого располагается на месте первой сетки. Задача состоит в том, чтобы найти такие значения потенциала этого анода, при котором картина электрического поля в промежутке анод – катод была точно такой же, как в реальной лампе между первой сеткой и катодом. Это значение потенциала анода эквивалентного диода называют действующим потенциалом лампы. Иными словами, при подаче действующего напряжения на анод эквивалентного диода анодный ток в этом диоде (он же и катодный ток диода) будет таким же, как в промежутке сетка – катод реальной лампы, который можно измерить только во внешней цепи. Этот ток называется катодным током.

Таким образом, условием эквивалентности должно быть равенство тока эквивалентного диода $I_{A \text{ экв д}}$ и тока катода I_K реальной лампы: $I_{A \text{ экв д}} = I_K$.

Величину действующего напряжения многосеточных ламп можно вычислить, используя условия эквивалентности, переходя от пентода к эквивалентному тетроду, триоду, диоду.

Количество электронов, уходящих от катода, зависит от напряжённости электрического поля у катода, а следовательно, в эквивалентном диоде и триоде напряжённость поля у катода должна иметь одну и ту же величину.

Рассмотрим действующее напряжение в триоде, в котором заряд на катоде индуцируется одновременно от сетки и катода. Поэтому, обозначив через C_{AK} ёмкость между анодом и катодом, а $C_{СК}$ – ёмкость между сеткой и катодом, можно записать величину заряда q_T в следующем виде:

$$q_T = C_{СК} \cdot U_C + C_{AK} \cdot U_A. \quad (6.6)$$

Ёмкость в эквивалентном диоде между катодом и анодом обозначим C (рис. 6.3). Тогда $q_d = CU_d$.

Приравнивая друг к другу заряды согласно эквивалентности ламп, получим

$$CU_d = C_{СК} \cdot U_C + C_{AK} \cdot U_A. \quad (6.7)$$

Можно считать, что $C \approx C_{СК} + \alpha C_{AK}$,

где $\alpha = \frac{r_A}{r_C}$ для плоскопараллельной конструкции диода.

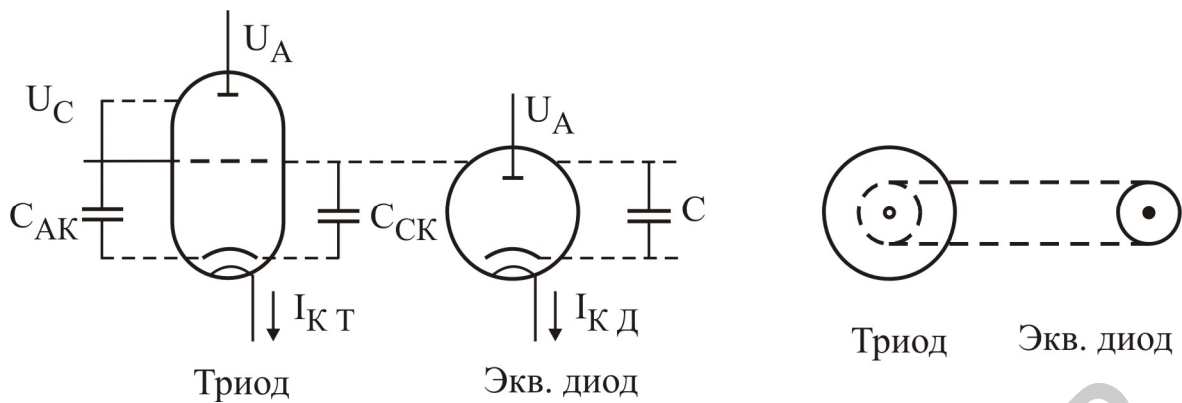


Рис. 6.3

Подставив значение C , из (6.7) найдём выражение для действующего по-

тенциала в виде
$$U_{\delta} = \frac{U_C + \frac{C_{AK}}{C_{СК}} \cdot U_A}{1 + \alpha \frac{C_{AK}}{C_{СК}}}.$$

Обозначим $\frac{C_{AK}}{C_{СК}} = D$ – проицаемость лампы. (6.8)

Проицаемость D всегда меньше единицы. Когда сетка густая, $D \ll 1$, что позволяет пренебречь величиной αD . Тогда действующий потенциал триода

$$U_{\delta} = U_C + D U_A. \quad (6.9)$$

Имея в виду, что действующий потенциал по условию прикладывается к сплошной поверхности, расположенной на месте сетки триода, это уравнение можно пояснить следующим образом. Напряжение сетки U_C , будучи приложенным к аноду эквивалентного диода, действует в пространстве около катода так же, как в триоде, и поэтому оно целиком входит в величину действующего потенциала. Действие анодного напряжения в пространстве катод – сетка ослаблено по сравнению с потенциалом сетки, во-первых, потому, что анод отстоит от катода дальше, чем сетка, и, во-вторых, потому, что сетка экранирует пространство около катода от воздействия анодного потенциала. Поэтому анодное напряжение входит в величину действующего потенциала не целиком, а умноженное на коэффициент D , меньший единицы.

Проицаемость лампы D показывает, как надо уменьшить анодный потенциал при «переносе» его с анода на сетку, чтобы результирующее поле в пространстве катод – сетка осталось прежним.

Закон «степени 3/2» в этом случае можно записать

$$I_{A \delta} = g U_{\delta}^{3/2}. \quad (6.10)$$

Так как U_{δ} действует в плоскости сетки, то этим уравнением определяется не только анодный ток, но и весь поток электронов, идущий от катода к аноду.

$$I_K = I_A + I_C = gU_0^{3/2} = g \left[\frac{U_C + DU_A}{1 + \alpha D} \right]^{3/2}, \quad (6.11)$$

где $g = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_A}{r_A r_C \beta^2}$ – первеанс триода для цилиндрической конструкции.

Этой зависимостью определяется суммарный электронный ток, идущий от катода и распределяющийся между анодом и сеткой.

6.3. Действующий потенциал тетродов и пентодов

Рассмотренная методика позволяет определить действующий потенциал и для других многосеточных ламп.

Переход к эквивалентному диоду здесь связан с учётом экранирующего действия других сеток C_2, C_3 . Кроме проницаемости первой сетки D_1 вводится проницаемость второй D_2 и третьей D_3 сеток, учитывающих проникающие поля через них. Обозначим потенциалы сеток U_{C1}, U_{C2}, U_{C3} и анода U_A .

Очевидно, что влияние потенциала анода на поле между катодом и первой сеткой определяется экранирующим действием третьей, затем второй и первой сеток. Этот эффект можно учесть, зная произведение проницаемостей D_1, D_2, D_3 . Влияние потенциала третьей сетки U_{C3} аналогично зависит от произведения D_1, D_2 , учитывающего экранирующее действие первой и второй сеток. Влияние потенциала второй сетки U_{C2} определяется проницаемостью первой сетки D_1 .

Это позволяет для тетрода и пентода записать действующий потенциал в виде

$$U_d = U_{C1} + D_1 U_{C2}. \quad (6.12)$$

Основное влияние на катодный ток в тетродах и пентодах I_K оказывают напряжения управляющей и экранирующей сеток, поэтому для определения катодного тока можно воспользоваться выражением

$$I_K = g (U_{C1} + D_1 U_{C2})^{3/2}. \quad (6.13)$$

Анализ процессов, протекающих в электронных лампах, показывает, что электроны будут попадать на электроды и создавать ток в их внешних цепях, если потенциал электрода положителен. Ток первой сетки будет возникать при $U_{C1} > 0$, ток второй сетки – при $U_{C2} > 0$, третьей – при $U_{C3} > 0$, анода – при $U_A > 0$.

Распределение потенциала $U(x)$, обеспечивающее движение электронов от катода до анода в диоде, триоде, тетроде и пентоде, приведено на рис. 6.4.

В триодах сетка называется управляющей, т. к., изменяя её потенциал по отношению к катоду, можно изменять анодный ток. Усилительный эффект лампы означает, что входная мощность, затрачиваемая на изменение потенциала сетки, значительно меньше того изменения мощности, которое можно получить в анодной цепи (нагрузке).

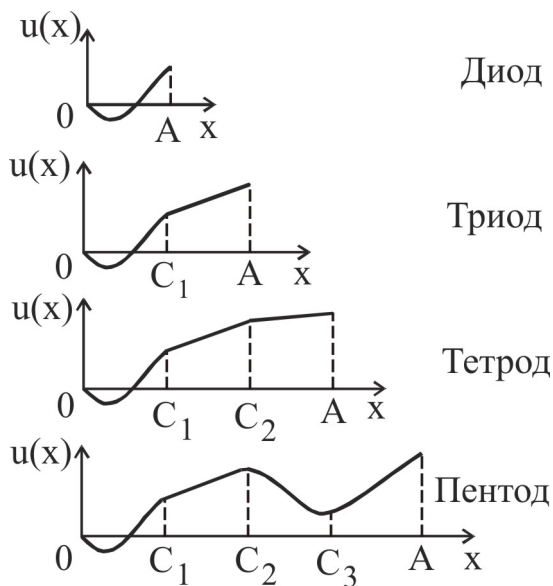


Рис. 6.4

В связи с переходом к высоким частотам выявлен существенный недостаток триодов. Он заключается в том, что часть энергии высокочастотного колебания из анодной цепи через ёмкость между анодом и сеткой (проходная ёмкость) возвращается в сеточную цепь. При большой обратной связи усилитель может превратиться в генератор колебаний. Для уменьшения проходной ёмкости в тетрадах вводится дополнительная сетка C_2 между управляющей сеткой и анодом, называемая экранирующей. Она должна быть по возможности густой. Как и в триодах, на управляющую сетку тетрода подаётся отрицательный потенциал, что-

бы отсутствовал сеточный ток. На экранирующую сетку подаётся положительный потенциал, чтобы действующее напряжение было положительным и обеспечивало катодный ток. В этом случае основная часть потока электронов, прошедших сквозь управляющую сетку, может дойти до анода, создавая анодный ток I_A . Однако часть электронов попадает на экранирующую сетку, т. к. она имеет положительный потенциал. В цепи этой сетки появится некоторый ток I_{C2} . Чем гуще сетка, тем больше ток I_{C2} . В общем случае катодный ток

$$I_K = I_{C1} + I_{C2} + I_A . \quad (6.14)$$

Если напряжение управляющей сетки $U_{C1} < 0$, то $I_{C1} = 0$ и $I_K = I_{C2} + I_A$. Ток I_{C2} означает потери электронов, поэтому необходимо добиваться, чтобы $I_{C2} \ll I_A$. Введение экранирующей сетки позволяет существенно снизить величину проходной ёмкости C_{AC} .

В тетраде проявляется существенный недостаток, связанный с проявлением вторичной эмиссии из анода и экранирующей сетки.

Это явление называется динаatronным эффектом. При напряжениях U_{C2} и U_A , превышающих 15 В, с этих электродов возникает заметная вторичная электронная эмиссия.

Если $U_{C2} > U_A$, вторичные электроны с анода попадают на экранирующую сетку, а вторичные электроны с экранирующей сетки не смогут попасть на анод. Произойдёт увеличение тока сетки I_{C2} , и на такую же величину уменьшится ток анода. В результате статические характеристики тетрода будут иметь провал (рис. 6.5), что является существенным недостатком тетрода. В этой области наблюдается резкое изменение параметров лампы, а при работе на падающем участке вследствие отрицательного дифференциального сопротивления могут возникнуть паразитные колебания. Для ликвидации этого недостатка необходимо подавить динаatronный эффект. Это достигается использованием

лучевых тетродов, а также введением дополнительной (третьей) сетки между анодом и экранирующей сеткой, что приводит к созданию пентодов. Эту третью сетку называют защитной, или антидинаatronной.

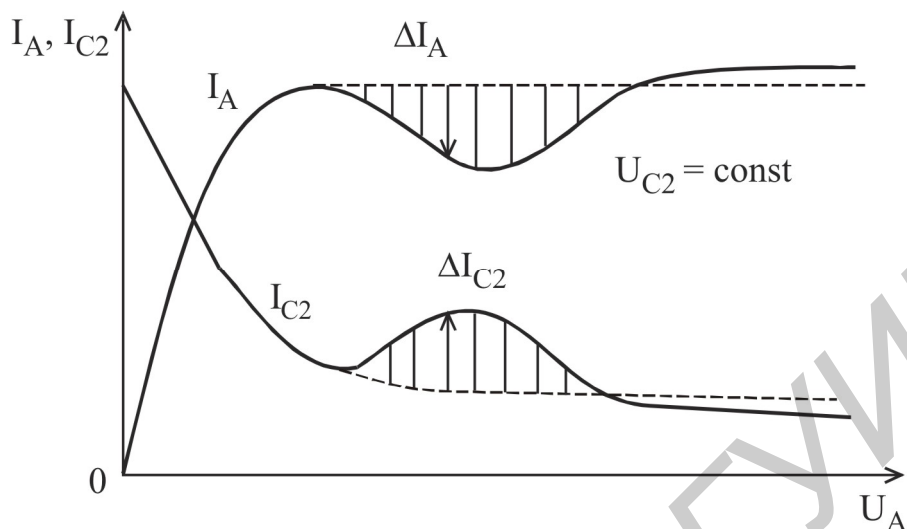


Рис. 6.5

В случае лучевых тетродов осуществляется концентрация электронного потока в отдельные лучи. В пентодах получение необходимого минимума потенциала обеспечивается подачей на третью сетку отрицательного или нулевого потенциала. При этом сетка может быть достаточно редкой, чтобы слабо влиять на картину электрического поля и на искривление траектории первичных электронов, проходящих через неё к аноду. Она полностью устраняет влияние вторичной эмиссии как с анода, так и с экранирующей сетки. В результате подавления динаatronного эффекта на вольт-амперных характеристиках ликвидируется провал.

6.4. Статические характеристики и параметры электронных ламп

В триодах, тетродах, пентодах электронным потоком можно эффективно управлять, изменяя потенциалы на электродах ламп.

При этом будут изменяться токи в цепях электродов. Это позволяет рассмотреть основные статические характеристики ламп.

В триодах при изменении напряжений анода и сетки будут изменяться анодный и сеточный токи. На рис. 6.6 приведены семейства анодно-сеточных и сеточных характеристик, а анодные и сеточно-анодные характеристики триода приведены на рис. 6.7.

При увеличении отрицательного напряжения на сетке триода увеличивается тормозящее поле сетки и анодный ток будет уменьшаться. При некотором запирающем напряжении анодный ток уменьшается до нуля. Величину этого напряжения можно найти, полагая ток $I_K = g(U_{C1} + DU_A)^{3/2}$ равным нулю.

$$\text{Поэтому } U_{C1\text{зап}} = -D U_A. \quad (6.15)$$

Увеличение анодного напряжения будет сопровождаться ростом анодного тока. При подаче положительного напряжения на сетку появляется сеточный ток, что соответствует режиму прямого перехвата.

Образование сеточного тока возможно в результате возврата электронов к сетке после прохождения ими сечения сетки, т. е. из пространства сетка – анод. Этот режим называют режимом возврата электронов.

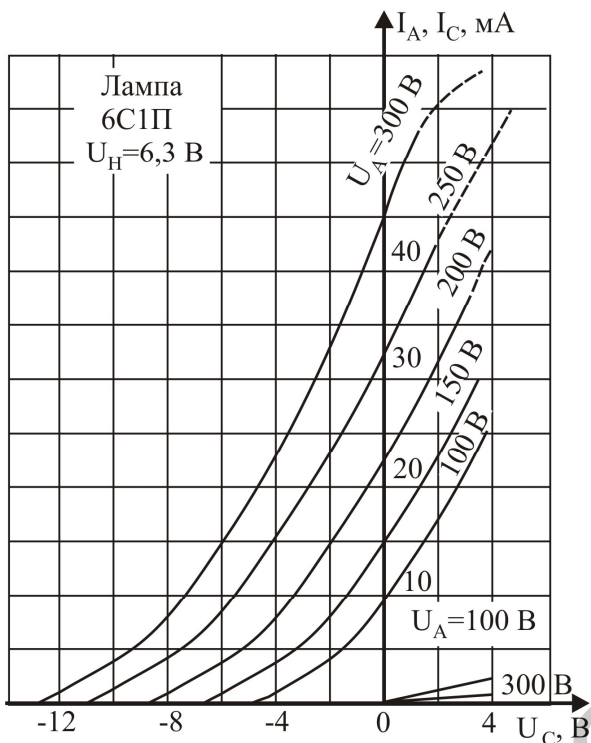


Рис. 6.6

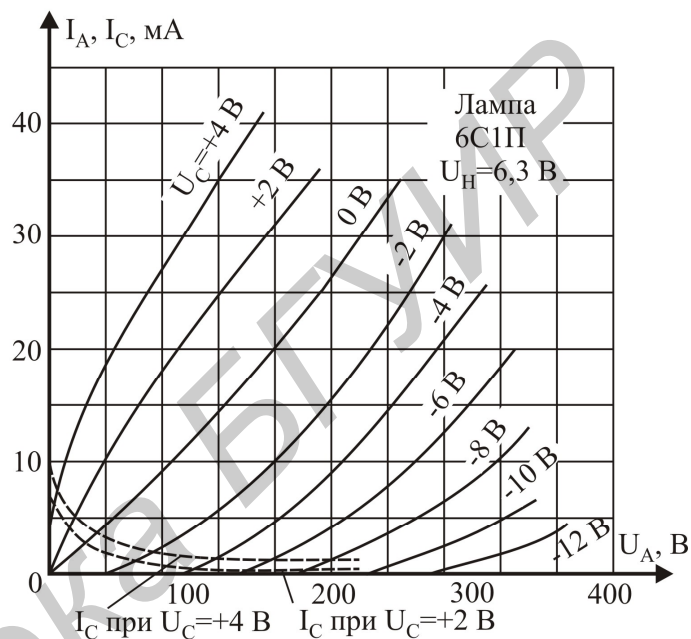


Рис. 6.7

Анодные характеристики триода с ростом отрицательного напряжения на сетке сдвигаются вправо по оси напряжения. Типичные семейства характеристик пентода представлены на рис. 6.8, 6.9.

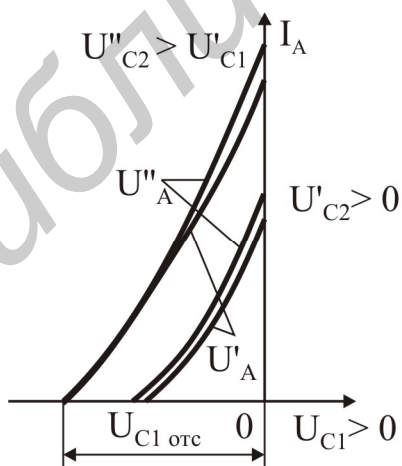


Рис. 6.8

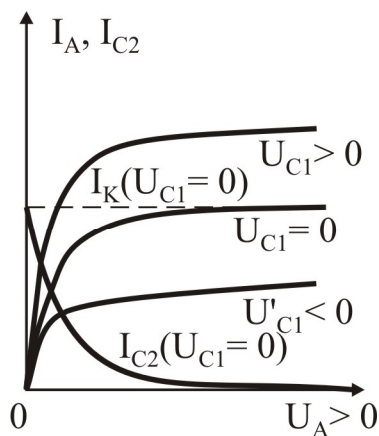


Рис. 6.9

Анодно-сеточные характеристики пентода снимаются при фиксированном напряжении на сетке U_{C2} и аноде U_A .

Влияние U_{C1} на рассмотренные характеристики объясняется сильным влиянием его на действующее напряжение и, следовательно, на катодный ток. Напряжение U_{C2} определяет смещение характеристик, т. е. напряжение запирающего анода $U_{C1 \text{ зап}} = -D_1 U_{C2}$. Влиянием анодного напряжения в пентоде можно пренебречь. Анодные характеристики представляют зависимость анодного тока от анодного напряжения при фиксированных значениях U_{C1} , U_{C2} , U_{C3} . Изменение анодного тока I_A при увеличении U_A определяется только распределением тока между анодом и экранирующей сеткой, имеющей положительный потенциал. При $U_A=0$ электроны не попадают на анод, а с увеличением анодного напряжения наблюдается плавный рост анодного тока, пока не исчезнет эффект возврата электронов, прошедших экранирующую сетку, назад к ней. Затем анодный ток будет отличаться от катодного тока только на величину тока I_{C2} , определяемую прямым попаданием электронов на экранирующую сетку при движении от первой сетки до анода. Этот режим называется режимом прямого перехвата.

6.5. Дифференциальные параметры электронных ламп

В электронных лампах используется система дифференциальных Y -параметров, как и в полевых транзисторах. При включении лампы с общим катодом связь между токами и напряжениями описывается следующей системой уравнений:

$$dI_{C1} = Y_{11}dU_{C1} + Y_{12}dU_A; \quad (6.16)$$

$$dI_A = Y_{21}dU_{C1} + Y_{22}dU_A, \quad (6.17)$$

где $Y_{11} = \frac{\partial I_{C1}}{\partial U_{C1}} = S_C$ – крутизна сеточной характеристики (входная проводимость) при $dU_A = 0$;

$$Y_{21} = \frac{\partial I_A}{\partial U_{C1}} = S \text{ – крутизна анодно-сеточной характеристики при } dU_A = 0;$$

$$Y_{22} = \frac{\partial I_A}{\partial U_A} = \frac{1}{R_i} \text{ – выходная проводимость, } R_i \text{ – внутреннее (дифференциальное) сопротивление лампы при } dU_{C1} = 0;$$

$$Y_{12} = \frac{\partial I_{C1}}{\partial U_A} = S_{CA} \text{ – крутизна сеточно-анодной характеристики при } dU_{C1} = 0.$$

С учётом введённых обозначений запишем:

$$dI_{C1} = S_C dU_{C1} + S_{CA} dU_A; \quad (6.18)$$

$$dI_A = S dU_{C1} + \left(\frac{1}{R_i} \right) dU_A. \quad (6.19)$$

Наиболее часто применяются параметры: крутизна, внутреннее сопротивление и статический коэффициент усиления. Крутизна S показывает, на

сколько миллиампер изменится анодный ток, если напряжение на сетке при постоянном напряжении на аноде изменилось на 1 В. Крутизна измеряется в миллиамперах на вольт.

Внутреннее сопротивление R_i триода переменному току составляет единицы – десятки килоом.

Коэффициент усиления

$$\mu = \left| \frac{\partial U_A}{\partial U_C} \right| \text{ при } I_A = \text{const} \quad (6.20)$$

показывает, во сколько раз сеточное напряжение (управляющей сетки) действует сильнее на анодный ток, чем анодное напряжение. Все три параметра связаны между собой внутренним уравнением: $\mu = SR_i$. Для триодов $\mu = 4 \dots 100$.

Проницаемость D показывает степень воздействия напряжений анода и сетки на катодный ток или на сколько вольт надо изменить напряжение сетки U_C , чтобы скомпенсировать изменение тока I_K , вызванное изменением на-

пряжения U_A на 1 В. При $U_C > 0$ это $I_K = I_A$, поэтому $\mu = \frac{1}{D}$; в триодах

$$D = \left| \frac{\partial U_C}{\partial U_A} \right| \text{ при } I_K = \text{const} . \quad (6.21)$$

Дифференциальные параметры электронных ламп можно определить по статическим характеристикам. При этом дифференциалы заменяются конечными приращениями, что можно сделать на линейных участках характеристик. Введение дополнительных сеток в тетрадах и пентодах не только уменьшило величину проходной ёмкости, но и существенно увеличило внутреннее сопротивление и соответственно коэффициент усиления. В пентодах внутреннее сопротивление R_i достигает нескольких мегом, а коэффициент усиления – нескольких тысяч. Величина крутизны примерно одинакова для всех электронных ламп и достигает 20 мА/В.

Эквивалентная схема ламп для малых изменений электрических величин такая же, как у линейного четырёхполюсника в системе Y -параметров. Чтобы учесть влияние частоты на работу ламп, эквивалентная схема должна быть дополнена реактивными элементами (междуэлектродными ёмкостями). Помимо проходной ёмкости необходимо учесть входную и выходную ёмкости. В многоэлектродных лампах проходная ёмкость C_{C1A} уменьшается до сотых или тысячных долей пикофарады. Входная ёмкость многоэлектродной лампы определяется суммой ёмкостей между первой сеткой и заземлённым по переменному току катодом C_{C1K} , экранирующей сеткой C_{C1C2} и антидинаatronной (защитной) сеткой C_{C1C3} , т. е.

$$C_{ВХ} = C_{C1K} + C_{C1C2} + C_{C1C3} . \quad (6.22)$$

Выходная ёмкость – ёмкость между выходным электродом (анодом) и всеми заземлёнными по переменному току электродами, за исключением управляющей сетки.

Эквивалентная схема без учёта ёмкостей показана на рис. 6.10.

6.6. Мощные электронные лампы

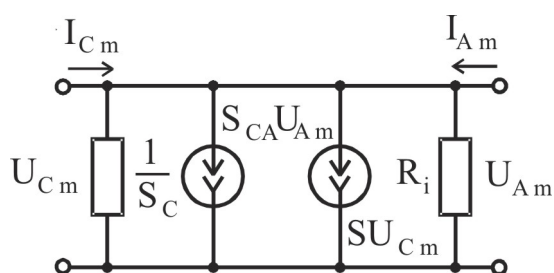


Рис. 6.10

В настоящее время применяются практически только мощные, так называемые генераторные и модуляторные лампы. Генераторные лампы предназначены для создания и усиления электрических колебаний низких, средних и сверхвысоких частот. Модуляторные лампы служат для низкочастотного управления (модуляции) амплитудой высокочастотного колебания в генераторах.

Мощные лампы должны удовлетворять ряду требований. В частности, необходимо, чтобы катоды обеспечивали большие эмиссионные токи, аноды – рассеиваемую мощность одного порядка с выходной мощностью генератора, имели высокие рабочие напряжения и большие анодные токи, малые междуэлектродные ёмкости.

Они делятся на генераторные лампы с непрерывным режимом работы, импульсные генераторные лампы и импульсные модуляторные лампы.

В зависимости от значения максимально допустимой рассеиваемой анодом мощности различают генераторные лампы малой мощности ($P_{A \text{ доп}} \leq 25 \text{ Вт}$), средней мощности ($25 \text{ Вт} < P_{A \text{ доп}} \leq 1 \text{ кВт}$) и большой мощности $P_{A \text{ доп}} > 1 \text{ кВт}$.

Конструкция и система обозначения генераторных ламп малой мощности такая же, как и у приёмно-усилительных. Генераторные лампы средней и большой мощности относят к специальным лампам. Основой буквенного обозначения генераторных ламп непрерывного действия являются их частотные свойства. По частотным свойствам такие лампы разделяются на лампы с предельной рабочей частотой $f_{\text{пр}} < 30 \text{ МГц}$ (обозначаются ГК), с $f_{\text{пр}} = 30 \dots 300 \text{ МГц}$ (ГУ) и $f_{\text{пр}} > 300 \text{ МГц}$ (ГС).

В мощных генераторных лампах используется принудительное охлаждение: водяное, воздушное, испарительное. В лампах средней мощности используются оксидные катоды с анодными напряжениями до 2 кВ. При более высоких напряжениях применяют карбидированные или вольфрамовые катоды. Сетки изготавливаются из молибдена или вольфрама, а аноды – из тантала, молибдена или графита, допускающие высокую рабочую температуру и имеющие большой коэффициент лучеиспускания.

В отличие от маломощных большинство мощных ламп имеют «правые» анодно-сеточные характеристики (рис. 6.11, а).

Работа при положительном напряжении сетки необходима для получения заданного значения анодного тока, которое достигает десятки ампер. Все точки характеристики, лежащие на границе между режимами возврата и перехвата, соединяются прямой линией (рис. 6.11, б), называемой линией критического

режима (ЛКР). Характеристики мощных тетродов имеют такой же вид, как у маломощных лучевых тетродов. У мощных тетродов плотность пространственного заряда между электродами велика, поэтому существует поле, предотвращающее вторичные электроны, т. е. подавляющее динаatronный эффект. В то же время, благодаря отсутствию третьей сетки, линия критического режима имеет большую крутизну, чем у пентодов. Этим объясняется тот факт, что пентоды не нашли широкого распространения среди ламп большой мощности. Тетрадам отдаётся предпочтение при использовании в различных типах передатчиков в широком диапазоне мощностей. Коэффициент усиления тетродного каскада больше, чем триодного.

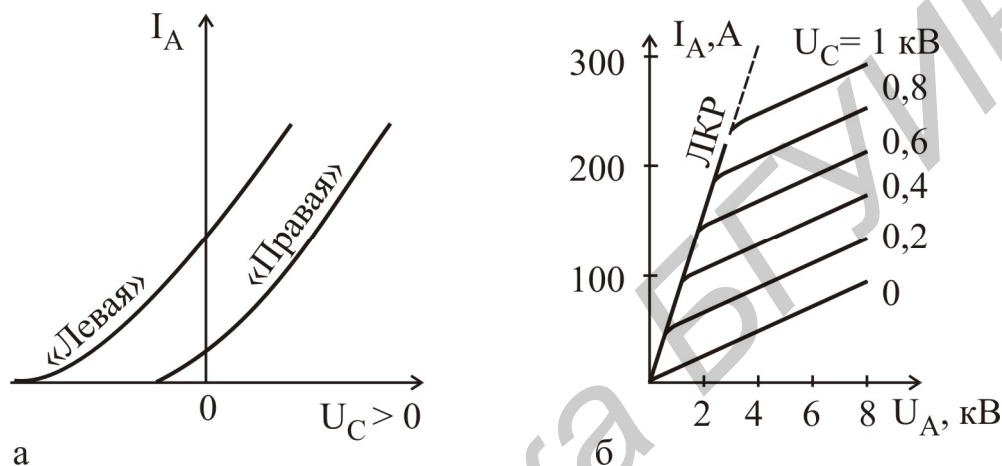


Рис. 6.11

Импульсные генераторные лампы предназначены для генерирования высокочастотных импульсов (обозначаются ГИ). Как правило, это триоды металлокерамической конструкции, которые соединяются с коаксиальными колебательными системами. Для получения большой импульсной мощности в них используют высокие анодные напряжения (5...30 кВ). Особенностью импульсного режима является то, что анод нагревается во время генерирования высокочастотного импульса и остывает во время паузы между импульсами. Средняя мощность, определяющая нагрев анода, во много раз меньше импульсной мощности лампы.

В качестве примера можно привести генераторный триод ГИ-12Б.

Модуляторные лампы предназначены для неискажённого усиления низкочастотных (модулируемых) колебаний или для коммутации энергии в импульсных модуляторах. В зависимости от режима работы модуляторные лампы делят на лампы непрерывного действия и импульсные. Они работают при отрицательных напряжениях сетки, т. е. имеют «левые» анодно-сеточные характеристики, когда сеточных токов нет. Сетка у них редкая, статический коэффициент усиления мал.

Примером импульсной модуляторной лампы может служить тетрод ГМИ-2, имеющий $U_{A\max} = 32$ кВ, импульсный анодный ток 110 А, $P_{A\text{ доп}} = 900$ Вт.

7. ПРИБОРЫ ДЛЯ ОТОБРАЖЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ

7.1. Классификация приборов для отображения информации

Для визуального восприятия человеком определенной информации применяются средства отображения информации. Одной из основных частей таких средств является индикатор – прибор для преобразования электрического сигнала в пространственное распределение яркости. Свойства и характеристики индикаторов определяют информационную емкость, быстродействие, надежность и другие параметры средств отображения информации.

Наряду с традиционными электронно-лучевыми приборами в последние годы появился целый ряд дискретных индикаторов.

Преимуществами дискретных индикаторов является возможность непосредственной связи с вычислительными комплексами, практически необходимая точность воспроизведения информационных моделей, в том числе при совмещении нескольких изображений, экономичность, высокая надежность, простота сопряжения с микроэлектронной аппаратурой. Многообразие элементной базы индикаторной техники ставит серьезные проблемы перед разработчиками средств отображения информации при выборе конкретного индикатора, поскольку приходится учитывать не только технические требования, но и инженерно-психологические факторы.

Многообразие физических принципов и областей применения индикаторов нашло отображение в классификации:

- по принципу светоотдачи индикаторы разделяются на активные и пассивные;
- по физическим эффектам светоотдачи и светомодуляции – на накаливаемые, газоразрядные, жидкокристаллические и др.;
- по способу воспроизведения – на знакомодулирующие, знакогенерирующие и знаковосинтезирующие.

В активных индикаторах для преобразования электрической энергии в световую применяются свечение накаливаемых тел в вакууме, низковольтная катодолюминесценция, излучение газового разряда, инжекционная электролюминесценция.

В пассивных индикаторах непосредственно под воздействием электрических информационных сигналов изменяются оптические показатели. Наибольшее распространение получили пассивные индикаторы с модуляцией по интенсивности.

Для модуляции светового потока используют ряд электрооптических эффектов в жидких кристаллах (жидкокристаллические), электрохромный эффект, при котором изменение цвета вещества вызывается электрическим полем, и электрофорез, заключающийся в перемещении заряженных пигментных частиц под воздействием электрического поля.

Успехи в развитии оптоэлектроники позволили получить многие устройства и системы для передачи, приема, обработки, хранения и отображения информации. Устройства для отображения информации должны работать в види-

мом диапазоне спектра и учитывать особенности восприятия информации человеком. К этой группе приборов целесообразно отнести и фотоэлектрические приборы, которые регистрируют оптическое излучение.

На рис. 7.1 приведена шкала электромагнитных волн.

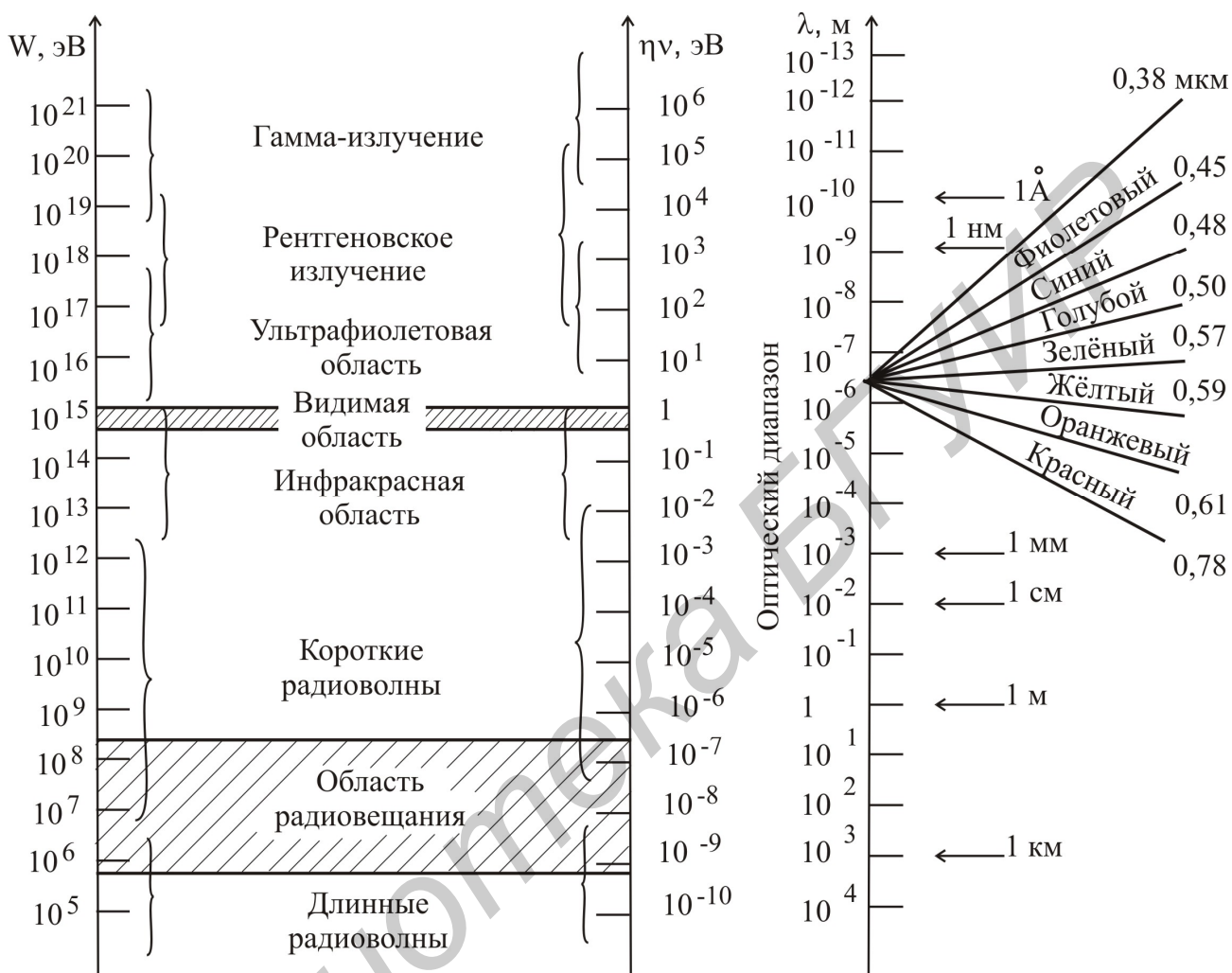


Рис. 7.1

Как видно из рисунка, оптическому диапазону соответствуют длины волн от 1 мм до 1 нм.

Современное состояние и перспективы развития приборов отображения информации будут освещены ниже при рассмотрении конкретных типов приборов.

Рассмотрим основные типы электронных приборов, используемых в качестве индикаторов.

Их можно классифицировать следующим образом:

- электронно-лучевые приборы;
- электронно-световые приборы;
- оптоэлектронные индикаторы.

7.2. Электронно-лучевые приборы

Электронно-лучевыми приборами называют такие электровакуумные приборы, в которых используется узкий направленный пучок электронов. Широкое распространение получили электронно-лучевые приборы, имеющие форму трубки, вытянутой по направлению луча.

Такие приборы называют электронно-лучевыми трубками.

Их используют при преобразовании электрического сигнала в видимое изображение, для хранения и считывания информации, а также для формирования и преобразования электрических сигналов.

По назначению электронно-лучевые приборы можно разделить на четыре основные группы:

- приборы, преобразующие электрический сигнал в видимое изображение (осциллографические трубки, трубки индикаторных устройств, кинескопы для приема телевизионных изображений, трубки дисплеев, выводящие информацию из ЭВМ);

- приборы, преобразующие оптическое изображение в электрический сигнал (передающие телевизионные трубки);

- приборы, преобразующие электрические сигналы в электрические (запоминающие трубки), позволяющие осуществлять запись, хранение и считывание электрических сигналов;

- приборы, преобразующие невидимое изображение в видимое (электронные микроскопы).

Общими элементами многочисленных электронно-лучевых приборов являются электронный прожектор, необходимый для создания сфокусированного луча; отклоняющаяся система; экран, принимающий электронный луч. По способу фокусировки и отклонения электронно-лучевые приборы делятся на электростатические, магнитные и комбинированные.

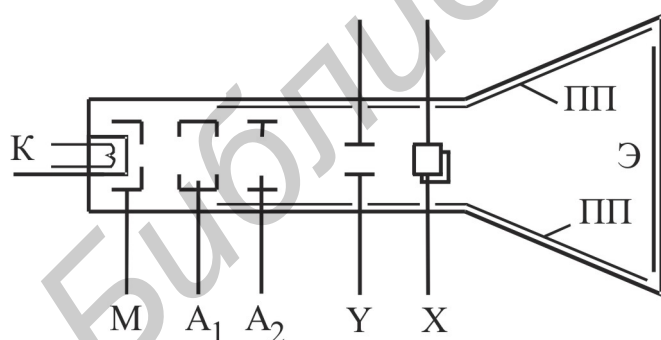


Рис. 7.2

Устройство электростатической трубки показано на рис. 7.2.

В трубке создается высокий вакуум и размещаются электронный прожектор, отклоняющая система и приемник электронов – экран (Э).

Электронный прожектор служит для создания сфокусированного электронного луча. Он состоит из оксидного катода (К), управляющего электрода – модулятора (М), имеющего форму цилиндра с отверстиями. Далее следуют первый и второй аноды (A_1 и A_2), имеющие диафрагмы, способствующие формированию луча. Модулятор служит для управления интенсивностью луча и действует подобно сетке в вакуумном триоде. За ними располагается отклоняющаяся система, представляющая собой две пары

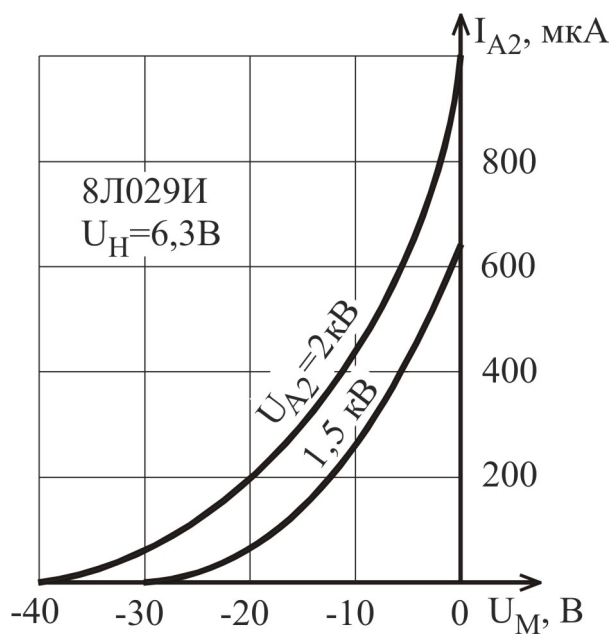


Рис. 7.3

Зависимость тока электронного луча (или яркости свечения экрана) от напряжения на модуляторе, называемая модуляционной характеристикой трубки, имеет следующий вид (рис. 7.3). Изменяя напряжение на модуляторе, можно управлять током пучка и регулировать яркость пятна.

Электронный прожектор представляет собой электронно-оптическую систему, состоящую из электростатических электронных линз (рис. 7.4).

Первая линза состоит из катода К, модулятора М и анода A_1 . Вторая линза состоит из анодов A_1 и A_2 и обеспечивает собирание электронов на экране.

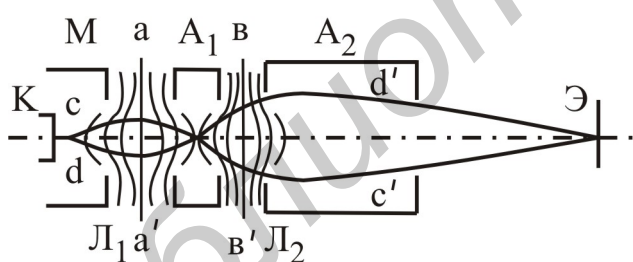


Рис. 7.4

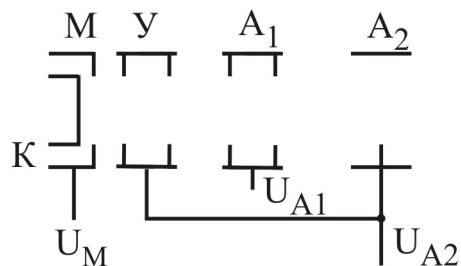


Рис. 7.5

Рассматриваемый четырехэлектродный (тетродный) прожектор имеет существенный недостаток – взаимное влияние регулирования яркости и фокусировки. Для уменьшения этой взаимной зависимости в более совершенных конструкциях (рис. 7.5) между модулятором и первым анодом помещают ускоряющий электрод У, который соединяется со вторым анодом. Этот электрод экранирует катод от первого анода, поэтому ток луча становится практически независимым от напряжения первого анода. Такой прожектор называется пентодным.

7.3. Электронный прожектор с магнитной фокусировкой

Устройство магнитной фокусирующей системы показано на рис. 7.6. Она состоит из катода (К), модулятора (М), анода (А), короткой магнитной катушки (МК), располагаемой на горловине трубки. Модулятор и анод образуют короткофокусную линзу, предварительно фокусирующую электроны, выходящие из модулятора. Дальнейшая фокусировка осуществляется магнитной линзой, образованной неоднородным магнитным полем короткой катушки с индукцией B , по виткам которой проходит ток.

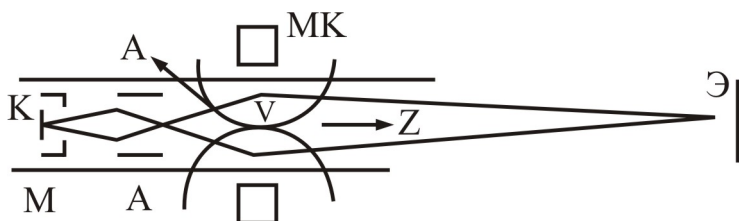


Рис. 7.6

В результате траектории электронов, пролетающих фокусирующее магнитное поле, отклоняются к оси, вследствие чего при выходе из катушки они идут сходящимся пучком и пересекаются в одной точке на оси трубки.

Магнитная фокусирующая система имеет больший диаметр линзы по сравнению с электростатической системой. Это обеспечивает лучшее качество фокусировки и позволяет получить более мощный луч.

7.4. Типы отклоняющих систем электронно-лучевых трубок

В электронно-лучевых трубках используются электростатическая и магнитная отклоняющие системы. С помощью отклоняющих систем осуществляется пространственное перемещение по экрану сфокусированного луча.

Независимо от типа и конструктивных особенностей отклоняющие системы должны обладать высокой чувствительностью, т. е. отклонение луча на заданную величину (угла или линейного смещения в плоскости экрана) должно происходить при возможно малой величине напряжения или тока. Кроме этого, она не должна существенно нарушать фокусировку электронного луча, а отклонение луча должно быть пропорционально величине отклоняющего напряжения или тока. К отклоняющим системам в конкретных типах трубок предъявляют и другие специфические требования, например, обеспечивать большие углы отклонения при сохранении линейности и фокусировки, а в случае высокочастотных трубок иметь малые величины емкости, индуктивности, пролетного времени.

7.4.1. Электростатическая отклоняющая система

Электростатическая отклоняющая система состоит из двух пар взаимно перпендикулярных пластин Y и X (рис. 7.7), на которые подаются отклоняющие напряжения U_y , U_x .

Наличие двух пар взаимно перпендикулярных пластин дает возможность перемещать электронный луч в любую точку экрана. Рассмотрим отклонение электронов электрическим полем, которое создается напряжением U_y , подаваемым на горизонтальные пластины.

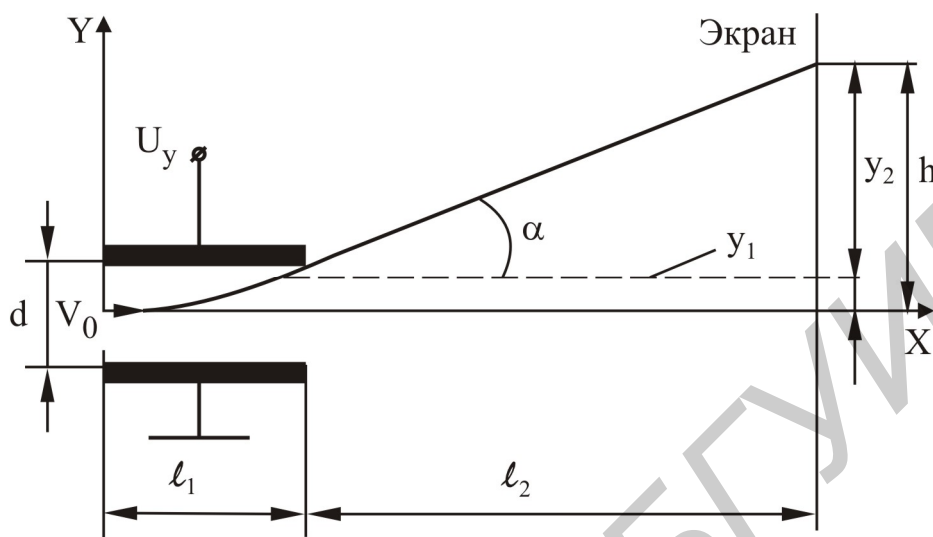


Рис. 7.7

Скорость, с которой электрон влетает в поле отклоняющих пластин, определяется напряжением второго анода U_{A2} и равна

$$V_0 = \sqrt{2 \frac{q}{m} U_{A2}}. \quad (7.1)$$

Обозначим:

l_1 – длина пластин;

l_2 – расстояние от края пластин до экрана;

d – расстояние между пластинами.

Ускорение, получаемое электроном от отклоняющего поля, равно

$$a = \frac{qE}{m} = \frac{qU_y}{md}. \quad (7.2)$$

Движение электронов запишем в виде

$$z = V_0 t, \quad (7.3)$$

$$y = \frac{at^2}{2}. \quad (7.4)$$

Подставляя время $t = \frac{z}{V_0}$ во второе уравнение, получим отклонение луча от оси трубки:

$$y_1 = \frac{a \cdot z^2}{2 \cdot V_0^2} = \frac{U_y \cdot z^2}{4 \cdot d \cdot U_{A2}} \Big|_{z=l_1} = \frac{U_y \cdot l_1^2}{4 \cdot d \cdot U_{A2}}. \quad (7.5)$$

На расстоянии l_2 от пластин электронный луч дополнительно отклонится от оси трубки на расстояние

$$y_2 = l_2 \cdot \operatorname{tg} \alpha = l_2 \left. \frac{dy}{dz} \right|_{z=l_1} = \frac{l_1 \cdot l_2 \cdot U_y}{2 \cdot d \cdot U_{A2}}.$$

Полное отклонение луча на экране h будет равно $h = y_1 + y_2$.

В результате суммирования получим

$$h = \frac{l_1 \cdot U_y}{2 \cdot d \cdot U_{A2}} \cdot \left(\frac{l_1}{2} + l_2 \right). \quad (7.6)$$

Полученное выражение позволяет определить чувствительность отклоняющей системы h' , показывающую, на сколько миллиметров отклоняется луч на экране при изменении отклоняющего напряжения на 1 В:

$$h' = \frac{h}{U_y} = \frac{l_1}{2 \cdot d \cdot U_{A2}} \cdot \left(\frac{l_1}{2} + l_2 \right). \quad (7.7)$$

Отсюда следует, что для повышения чувствительности трубки необходимо увеличивать длину пластин и расстояние от них до экрана, уменьшать расстояние между пластинами и применять меньшие напряжения на аноде трубки. Однако уменьшение расстояния между пластинами приводит к уменьшению предельного угла отклонения, а снижение напряжения U_{a2} ухудшает яркость. Поэтому для повышения чувствительности трубки отклоняющие пластины выполняются с отогнутыми краями (рис. 7.8, а, б, в).

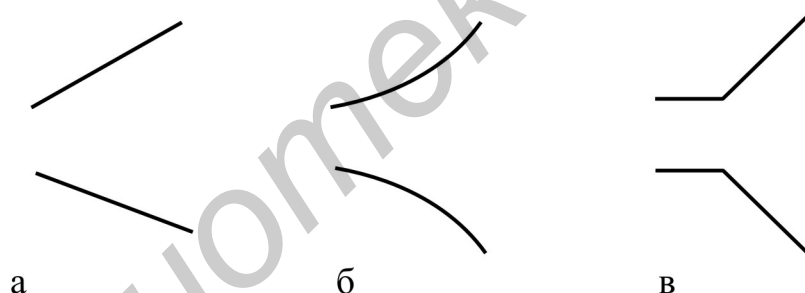


Рис. 7.8

Если пренебречь небольшим смещением y_1 (см. рис. 7.7), чувствительность трубки можно записать так:

$$h' = \frac{l_1 \cdot l_2}{2 \cdot d \cdot U_{A2}}. \quad (7.8)$$

Для современных трубок с электростатическим управлением чувствительность лежит в пределах 0,1...3 мм/В.

Достоинством электростатических отклоняющих систем является малая инерционность и, следовательно, возможность использования отклоняющих напряжений большой частоты, малые габариты и незначительное потребление энергии.

Как недостаток следует отметить сильную зависимость чувствительности от напряжения второго анода U_{A2} и малый ($2\alpha \leq 20^\circ$) предельный угол отклонения.

7.4.2. Магнитная отклоняющая система

Для отклонения электронного луча магнитным полем используются отклоняющие системы, состоящие из катушек, обтекаемых током, расположенных на горловине трубки. Линейность и минимальные нарушения фокусировки возможны лишь при условии, что во всей области отклонения луча магнитное поле в любой момент времени достаточно близко к однородному. Так как требуется отклонение луча в двух взаимно перпендикулярных направлениях, магнитная отклоняющая система имеет четыре катушки, создающие примерно однородные взаимно перпендикулярные магнитные поля. Изображение магнитной отклоняющей системы приведено на рис. 7.9, а.

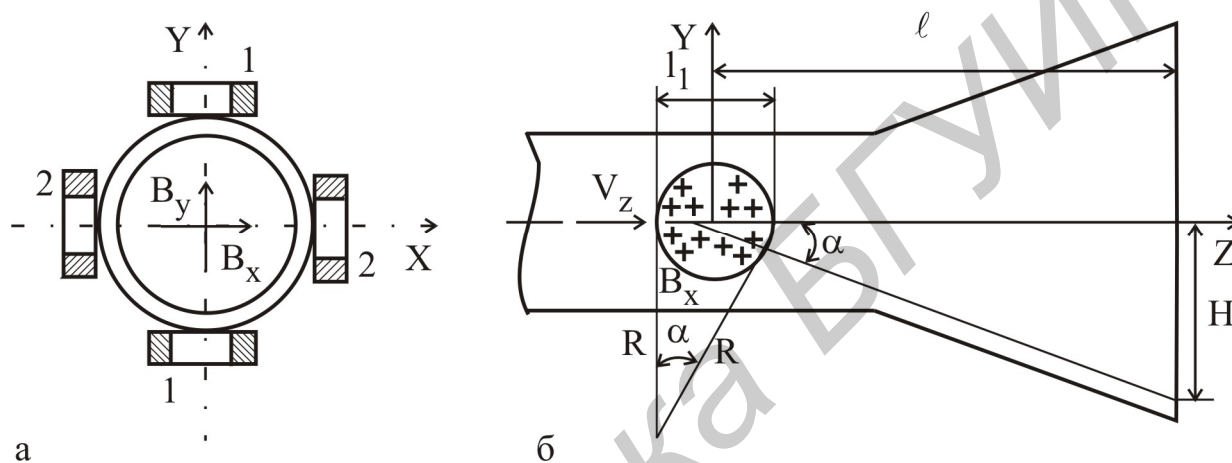


Рис. 7.9

При прохождении электрического тока через последовательно соединенные катушки между ними создается однородное магнитное поле, индукция B которого пропорциональна току I в катушках и числу витков n катушек:

$$B = k \cdot n \cdot I, \quad (7.9)$$

где k – коэффициент пропорциональности, зависящий от магнитной проницаемости среды, формы катушек и расстояний между ними.

Электронный луч на пути к экрану пересекает магнитное поле катушек и под действием этого поля отклоняется на угол, пропорциональный магнитодвижущей силе $n \cdot I$. Чувствительность трубки с магнитным отклонением определяется отношением отклонения пятна на экране в миллиметрах к магнитодвижущей силе в ампер-витках:

$$h' = \frac{h}{n \cdot I}. \quad (7.10)$$

Электрон пересекает магнитное поле катушки под прямым углом (рис. 7.9, б). Под действием возникающей силы Лоренца $F = q \cdot V_0 \cdot B$ электрон движется по криволинейной траектории, радиус которой (r) определяется из условий равенства ускорения, полученного за счет силы Лоренца и центростремительного ускорения:

$$\frac{q \cdot V_0 \cdot B}{m} = \frac{V_0^2}{r}. \quad (7.11)$$

$$\text{Отсюда } r = \frac{m \cdot V_0}{q \cdot B}. \quad (7.12)$$

Так как скорость электрона V_0 и индукция постоянны, радиус кривизны также является постоянной величиной, т. е. движение электрона осуществляется по окружности.

Выйдя из магнитного поля, электрон движется по касательной, отклоняясь от центра экрана на расстояние h .

Видно (см. рис.7.9, б), что $h = \ell \cdot \operatorname{tg} \alpha$. Для малых углов $h = \ell \cdot \alpha$, где $\alpha = \frac{\ell_1}{r}$.

Подставив значение постоянных величин, а также значение скорости V_0 и индукции B , можно записать

$$h = \frac{\gamma \cdot \ell \cdot n \cdot I}{\sqrt{U_A}}, \quad (7.13)$$

где $\gamma = \ell_1 k \sqrt{\frac{q}{2m}}$.

Из выражения (7.13) найдем чувствительность

$$h' = \frac{\gamma \ell}{\sqrt{U_A}}. \quad (7.14)$$

Чувствительность трубок с магнитным отклонением меньше зависит от ускоряющего напряжения (пропорциональна $U_A^{-\frac{1}{2}}$), чем чувствительность трубок с электростатическим отклонением (U_A^{-1}). Это объясняется тем, что при магнитном отклонении сила, отклоняющая электрон, пропорциональна скорости и возрастает с ростом ускоряющего напряжения.

Чувствительность трубок с магнитным отклонением составляет несколько миллиметров на ампер-виток.

Предельный угол отклонения ($2\alpha = 110^\circ$) у них выше, чем в трубках с электростатическим отклонением, что позволяет уменьшить длину трубки. Так как индуктивное сопротивление отклоняющих катушек значительно, частотный диапазон их ниже, чем в трубках с электростатической системой отклонения. Они работают на частотах до нескольких десятков килогерц (электростатические системы работают на частотах до нескольких мегагерц), потребляют большую мощность.

7.5. Экраны электронно-лучевых трубок

Экран является одним из основных элементов трубки. В большинстве случаев применяются люминесцентные экраны, преобразующие энергию электронного луча в энергию видимого изображения. Тонкий слой люминофора наносится на дно колбы. При изготовлении экрана широко используются сульфиды цинка ZnS , силикаты цинка Zn_2SiO_4 , вольфраматы кальция $CaWO_4$ и др. Эк-

раны трубок характеризуются следующими параметрами: потенциалом экрана, яркостью свечения, светоотдачей, разрешающей способностью, длительностью послесвечения.

Потенциал экрана. Во время работы трубки на экран из электронного прожектора непрерывно поступают электроны. В равновесном состоянии число падающих на экран электронов должно равняться числу электронов, отводимых от него за то же время, иначе на экране будет накапливаться отрицательный заряд, потенциал экрана снизится до потенциала катода, токопрохождение прекратится и исчезнет изображение на экране. Отвод вторичных электронов от экрана происходит главным образом за счет вторичной эмиссии, поскольку проводимость люминофора очень мала. Коэффициент вторичной эмиссии люминофора

$\sigma = \frac{n_2}{n_1}$ (отношение вторичных электронов к первичным) должен быть не менее

единицы, т. к. в этом случае число приходящих на экран и уходящих от экрана электронов может быть одинаковым.

На рис. 7.10, а, б показаны структура экрана и типичная зависимость коэффициента вторичной эмиссии от величины потенциала экрана соответственно.

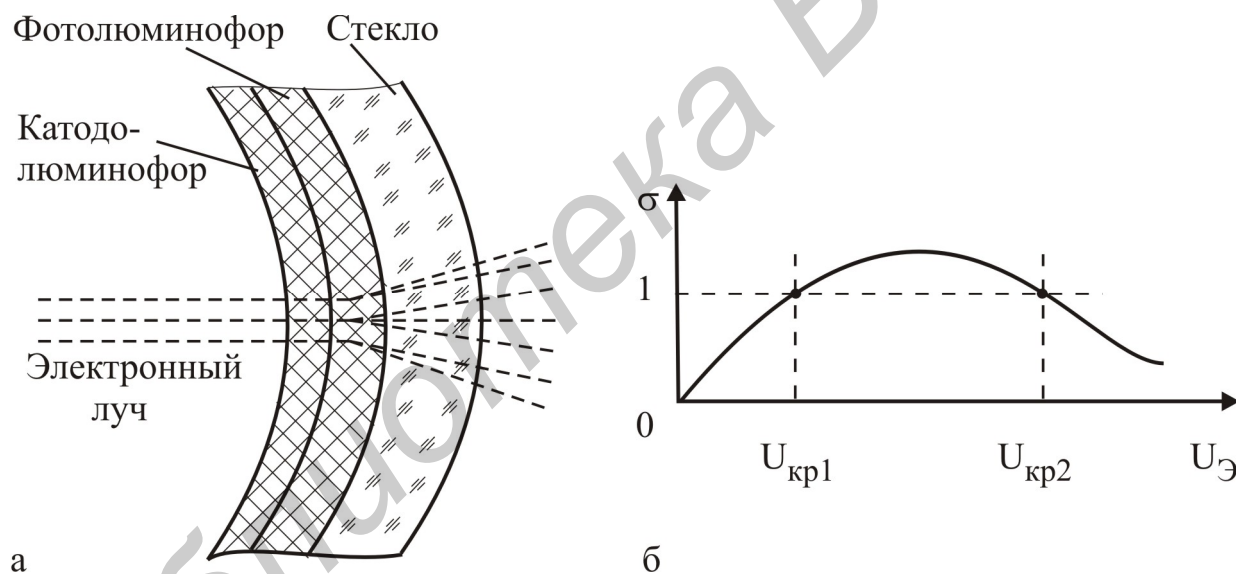


Рис. 7.10

Появление максимума при увеличении $U_{\text{э}}$ объясняется тем, что при более глубоком проникновении электронов в люминофор затрудняется выход из него вторичных электронов.

На кривой имеются две точки, где $\sigma = 1$. Эти точки и соответствуют первому ($U_{\text{кр1}}$) и второму ($U_{\text{кр2}}$) критическим потенциалам.

Первый критический потенциал $U_{\text{кр1}} = 300 \dots 500$ В, второй критический потенциал $U_{\text{кр2}} = 5 \dots 35$ кВ. Для обеспечения режима равновесия заряда, при котором число приходящих и уходящих электронов одинаково, потенциал экрана должен быть на несколько вольт ниже потенциала второго анода

$U_{\text{Э}} < U_{\text{А2}}$. Для облегчения отвода вторичных электронов с экрана внутреннюю поверхность колбы трубки от экрана до второго анода покрывают проводящим слоем аквадага – коллоидным раствором графита. Таким образом, сколь бы ни был высок потенциал второго анода, потенциал экрана в работающей трубке не может быть выше $U_{\text{кр2}}$, что ограничивает яркость экрана.

Яркость свечения зависит от свойств люминофора, а также от мощности, подводимой к экрану:

$$V = A \cdot j \cdot (U_{\text{Э}} - U_0)^m, \quad (7.15)$$

где A – постоянная, характеризующая люминофор;

j – плотность тока электронного луча;

$U_{\text{Э}}$ – потенциал экрана;

U_0 – минимальный потенциал экрана, при котором наблюдается люминесценция;

m – показатель степени (обычно $m = 1,5 \dots 2,5$).

Основным способом повышения яркости является применение высоких напряжений. При увеличении плотности тока выше $100 \frac{\text{мкА}}{\text{см}^2}$ линейность модуляционной характеристики нарушается, что может сказаться на фокусировке пятна.

Световая отдача η – это отношение силы света $I_{\text{св}}$, излучаемого люминофором в направлении, перпендикулярном к поверхности экрана, к мощности электронного луча $P_{\text{э}}$, падающего на экран:

$$\eta = \frac{I_{\text{св}}}{P_{\text{э}}}, \frac{\text{кД}}{\text{Вт}}. \quad (7.16)$$

Световая отдача определяет КПД люминофора и для различных экранов изменяется в пределах $0,1 \dots 15 \frac{\text{кД}}{\text{Вт}}$.

Разрешающая способность – свойство трубки воспроизводить детали изображения. Она оценивается числом отдельно различимых светящихся точек, приходящихся на 1 см^2 площади экрана, а также числом отдельно различимых строк (линий), приходящихся на 1 см поверхности экрана. Чем меньше ток луча и больше ускоряющее напряжение, тем выше разрешающая способность экрана.

Длительность послесвечения. Способность светиться некоторое время после выключения электронного луча называется послесвечением. Она характеризуется определенным временем послесвечения от момента выключения луча до момента, когда яркость упадет до 1 % или до уровня яркости фона.

Все экраны разделяются на экраны с очень коротким ($t_{\text{п}} < 10^{-5}$ с), коротким ($10^{-5} \dots 10^{-2}$ с), средним ($10^{-2} \dots 10^{-1}$ с), длительным ($10^{-1} \dots 16$ с) и очень длительным (более 16 с) послесвечением.

Экраны с коротким и очень коротким послесвечением применяют в осциллографических трубках, а со средним послесвечением – в телевизении. В радиолокационных индикаторах используют трубки с длительным послесвечением. Для этого используют двухслойные экраны (см. рис.7.10). На дно колбы наносят фотолуминофор, который имеет длительное послесвечение, а на него наносят слой катодолуминофора. Свечение катодолуминофора используется для возбуждения фотолуминофора. После выключения луча свечение катодолуминофора быстро затухает, но на длительное время сохраняется свечение фотолуминофора.

7.6. Типы электронно-лучевых трубок

7.6.1. Осциллографические трубки

Они находят применение в электронных осциллографах, предназначенных для исследования и обнаружения быстро протекающих явлений. Поскольку основным элементом осциллографа является электронно-лучевая трубка, узлы осциллографа конструируются применительно к ней.

Одним из существенных требований, предъявляемых к осциллографическим трубкам, является высокая разрешающая способность. Осциллографическая трубка должна обеспечивать большую скорость записи и иметь возможно более высокую чувствительность.

Осциллографические трубки имеют электростатическую систему фокусировки и электростатическую систему отклонения. Для наблюдения исследуемого сигнала в зависимости от времени на одну пару отклоняющих пластин (вертикально отклоняющих) подают напряжение сигнала, а на другую пару (горизонтально отклоняющих) – изменяющееся во времени (пилообразное) напряжение, называемое напряжением развертки (рис. 7.11, а, б).

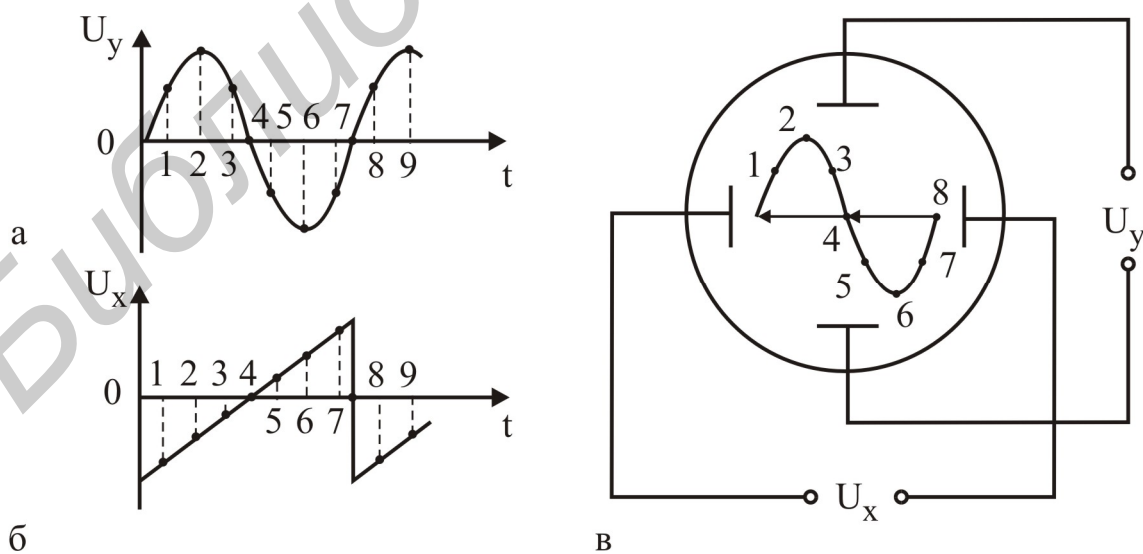


Рис. 7.11

Под действием этих напряжений на экране вычерчивается временная зависимость исследуемого процесса (рис. 7.11, в). Для получения высокой ярко-

сти и разрешающей способности при относительно небольших ускоряющих напряжениях $U_{A2} = 1,5 \dots 3$ кВ прожектор должен формировать луч с током $100 \dots 500$ мкА.

Так как яркость свечения определяется временем пребывания луча в каждой точке изображения, то для наблюдения быстро протекающих процессов выпускаются трубки с послеускорением (рис. 7.12).

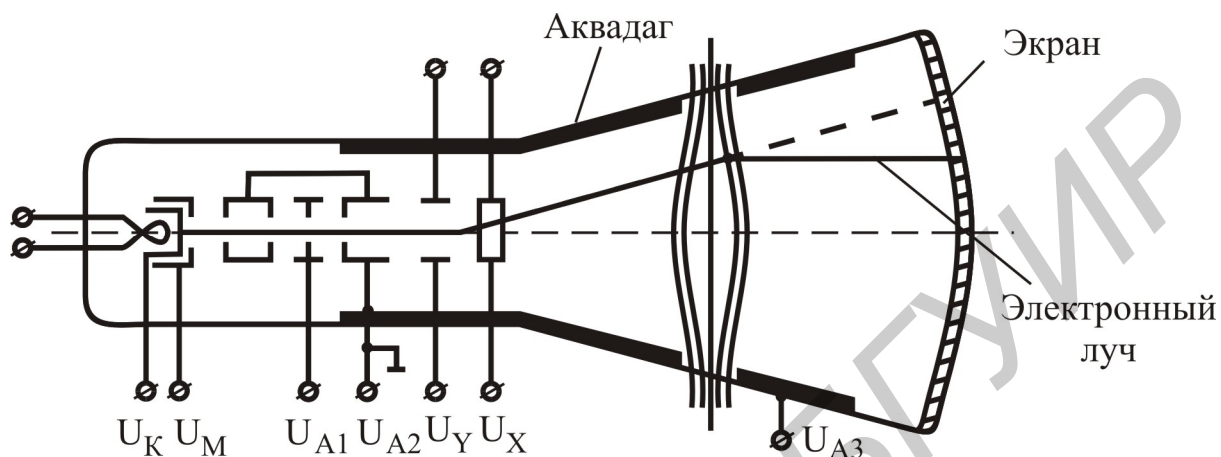


Рис.7.12

Чтобы сохранить высокую чувствительность в современных высокоскоростных осциллографических трубках, электронам придается большая скорость после прохождения ими отклоняющей системы. В слое проводящего покрытия сделан разрыв, и на образовавшийся кольцевой проводящий слой, называемый третьим анодом, подается положительное напряжение $U_{A3} > U_{A2}$.

При значительном увеличении частоты отклоняющего напряжения наблюдается падение чувствительности трубки. Оно обусловлено влиянием времени пролета электронов через отклоняющие пластины, а также влиянием индуктивности выводов и емкости пластин.

Чувствительность трубки в зависимости от частоты можно рассчитать по формуле

$$\frac{h'_\omega}{h_0} = \frac{\sin \frac{\omega \cdot \tau}{2}}{\frac{\omega \cdot \tau}{2}}, \quad (7.17)$$

где h_0' – чувствительность трубки при $\omega = 0$.

График этой зависимости представлен на рис. 7.13.

Полагая допустимым уменьшение чувствительности на 10 %, можно рассчитать предельную частоту осциллографической трубки $f_{пр}$:

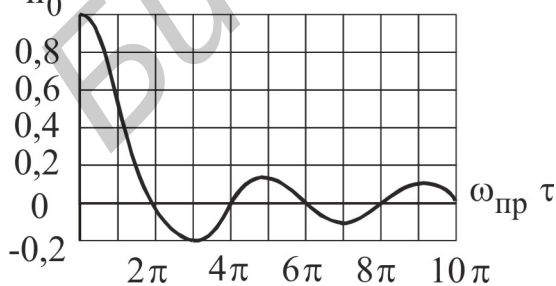


Рис. 7.13

$$f_{\text{пр}} = \frac{15 \cdot \sqrt{U_{A2}}}{l_1}, \text{ МГц.} \quad (7.18)$$

Для увеличения рабочей частоты трубки выводы пластин делают короче, размеры пластин также уменьшают. Для осциллографирования СВЧ-процессов применяются отклоняющие системы с бегущей волной (рис. 7.14, а, б).

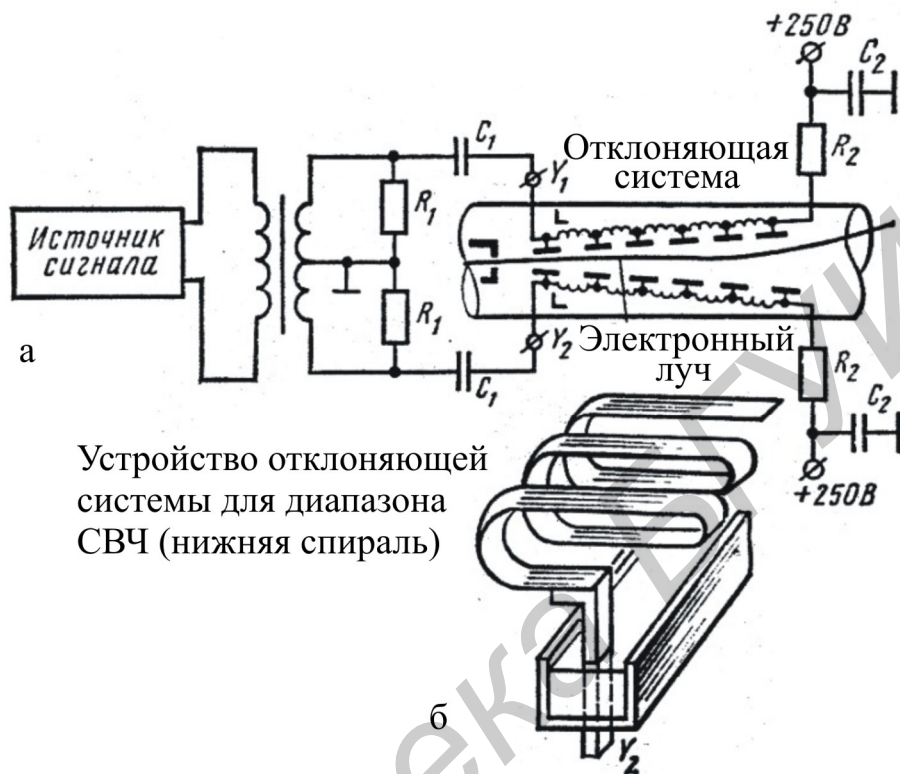


Рис. 7.14

Разновидностью обычных осциллографических трубок являются запоминающие трубки. Они отличаются тем, что осциллограмма исследуемого процесса записывается лучом не только в виде светящегося изображения на экране, но и в виде потенциального рельефа на поверхности помещенного перед экраном диэлектрика, способного длительное время сохранять созданный рельеф. Это позволяет многократно воспроизводить осциллограмму или увеличивать время ее свечения. Способность «запоминать» осциллограмму существенно расширяет возможности применения данных трубок для исследования однократных и медленно протекающих процессов.

На рис. 7.15 показано устройство запоминающей осциллографической трубки.

Эта трубка имеет такой же записывающий электронный прожектор и отклоняющую систему, как и осциллографическая.

За люминесцентным экраном, нанесенным на прозрачное токопроводящее покрытие, находится запоминающая секция, состоящая из мишени и коллектора. Мишень – это мелкоструктурная сетка, покрытая со стороны прожектора тонким слоем высококачественного диэлектрика. В непосредственной близости от мишени расположена коллекторная сетка, электрически соединенная с металлической подложкой или имеющая отдельный вывод. Далее находятся запоминающая секция и воспроизводящий катод.

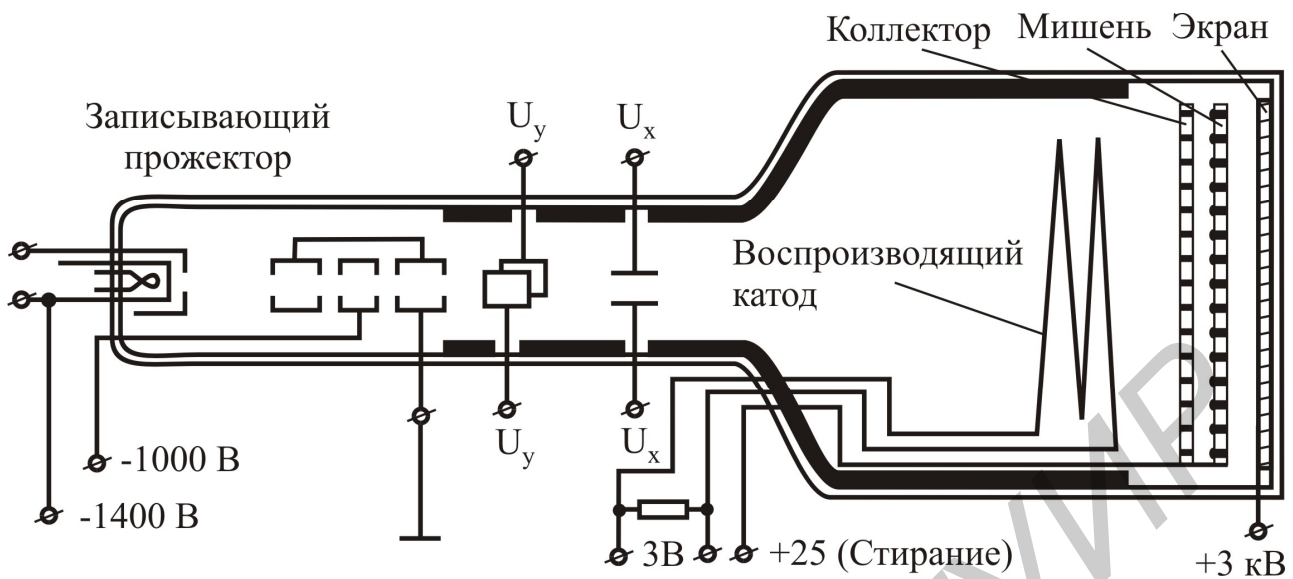


Рис. 7.15

Перед записью сигнала поверхности мишени сообщается одинаковый для всех точек отрицательный (по отношению к воспроизводящему катоду) потенциал.

С этой целью на мишень подается небольшое порядка 25 В положительное напряжение U_M и поверхность ее облучается равномерным потоком медленных электронов с воспроизводящего катода. Если $U_M < U_{кр}$, коэффициент вторичной эмиссии $\sigma < 1$ и отрицательные заряды скапливаются на поверхности диэлектрика до тех пор, пока разность потенциалов между ней и катодом не снизится до нуля и поступление новых электронов не прекратится. После этого снимают положительное напряжение, поданное на мишень, и потенциал ее поверхности становится отрицательным по отношению к воспроизводящему катоду.

Запись осуществляется лучом записывающего прожектора. При этом скорость первичных электронов будет велика, $U_{кр1} < U_M < U_{кр2}$, коэффициент вторичной эмиссии $\sigma > 1$ и падающие на мишень электроны выбивают из диэлектрика вторичные электроны, уходящие на коллектор.

Место падения приобретает положительный потенциал ΔU_M . При перемещении луча по мишени на ней образуется воспроизводящий траекторию луча потенциальный рельеф $\Delta U_M(x, y)$, сохраняющийся несколько суток.

Чтобы воспроизвести записанную осциллограмму на люминесцентном экране, мишень облучают пучком медленных электронов с воспроизводящего катода.

Сетчатая поверхность мишени в местах, имеющих положительный потенциал, т. е. вдоль записанной траектории луча, пропускает электроны к экрану, где они воспроизводят записанную осциллограмму в виде светящейся кривой.

Чтобы стереть записанное изображение, на мишень снова подается положительный импульс напряжения, и поверхность диэлектрика получает одинаковый по величине отрицательный потенциал, после чего мишень подготовлена к записи.

Промышленностью выпускаются запоминающие трубки, обладающие скоростью записи до 1200 км/с.

В настоящее время широко применяются потенциалоскопы со знаковой индикацией.

7.6.2. Индикаторные трубки

В радиолокационных устройствах нашли широкое применение индикаторные электронно-лучевые трубки. Особенно ценным свойством электронно-лучевых трубок является возможность воспроизводить на экране не только величину, но и форму приходящих сигналов, что позволяет судить о размерах и типе обнаруженного объекта.

Выбор типа трубки для индикатора определяется видом и объемом информации, отображаемой на экране.

Для определения только дальности до объекта в одномерном индикаторе используются осциллографические трубки. Они имеют линейную развертку, а напряжение отраженного от объекта сигнала подается на вертикальные отклоняющиеся пластины.

В двухмерных индикаторах кругового обзора (ИКО) определяют дальность и азимут цели. В них применяется радиально-круговая развертка.

Частота вращения линии развертки невелика и соответствует частоте вращения антенны РЛС. Индикаторные трубки работают в режиме яркостной отметки сигнала. Напряжение сигнала управляет не отклонением, а появлением луча. В исходном положении на модулятор трубки подается отрицательное напряжение, превышающее напряжение запирающего. При поступлении сигнала, отраженного от объекта на модулятор, формируется электронный луч и возникающее на экране светящееся пятно отмечает появление сигнала. Удаление пятна от центра экрана определяет дальность, а описываемая пятном дуга определяет азимут. Поэтому для получения хорошего изображения следует применять экраны с длительным послесвечением.

Таким образом, основным требованием, предъявляемым к радиолокационным трубкам, является хорошая фокусировка, большая разрешающая способность по всему экрану при значительной яркости и высокой контрастности.

Для выполнения этих требований в индикаторных трубках применяются магнитная фокусировка луча и магнитное отклонение при высоких ускоряющих напряжениях (6...25 кВ).

В РЛС используют также электронно-лучевые трубки с записью темной трассой – скиатроны, экран которых выполнен на основе хлористого калия, темнеющего при бомбардировании электронами. След электронного луча может сохраняться в течение длительного времени (несколько дней).

7.6.3. Приемные телевизионные трубки – кинескопы

Кинескопом называется электронно-лучевая трубка, предназначенная для воспроизведения телевизионного изображения.

Кинескоп должен удовлетворять определенным требованиям, соблюдение которых необходимо для получения высококачественного изображения.

В частности, изображение на экране должно быть достаточно ярким, достаточно контрастным, т. е. отношение яркости наиболее освещенных мест к яркости наименее освещенных должно быть не менее, чем несколько десятков. Кинескоп должен иметь высокую разрешающую способность.

В кинескопе используется растровая развертка, при которой луч перемещается по экрану подобно лучу зрения при чтении. Телевизионное изображение строится таким образом, что каждый кадр разбивается на определенное число строк. Разрешающую способность кинескопа удобно оценить числом строк, отчетливо различимых на экране.

В СССР, а сейчас в СНГ, телевизионный стандарт принят 625 строк. Стандарт 625 строк выбран вполне обоснованно. Человеческий глаз, являющийся приемником информации, воспроизводимой на экране телевизора, может разрешить (при нормальном зрении), т. е. увидеть два элемента отдельно, если их угловая величина (угол, под которым виден элемент) не менее $1,5'$. При «удобном» угле зрения 15° оптимальное число строк n обеспечивает восприятие глазом всего объема полезной информации и составляет

$$n = \frac{\alpha_{\text{из}}}{\alpha_{\text{эл}}} = \frac{15^\circ \cdot 60'}{1,5'} = 600, \quad (7.19)$$

где $\alpha_{\text{из}}$ – угол, под которым видно все изображение;

$\alpha_{\text{эл}}$ – угловая величина отдельно различимого элемента.

Разрешающая способность, в первую очередь, определяется качеством фокусировки, т. е. диаметром пятна на экране. Анализ показывает, что предельное число строк телевизионного раstra, выше которого не имеет смысла двигаться, связано с ограниченностью человеческого зрения и составляет около 1200. Однако объективная четкость при экспериментальных исследованиях с участием человека-оператора не совпадает с расчетной, поскольку она не растет пропорционально числу строк. При числе строк свыше 600 субъективная четкость визуальных программ возрастает незначительно, всего на 5 % при увеличении числа строк от 600 до 1000, т. е. стандарт в 625 строк (с учетом пассивных строк) дает вполне хорошее изображение.

Современные кинескопы являются комбинированными трубками. В них применяется электростатическая система фокусировки (пентодный прожектор) и магнитная система отклонения. Применение электростатической фокусировки в кинескопах предъявляет более жесткие требования к стабильности источников питания. Яркость свечения экрана кинескопа должна быть $200 \dots 270 \text{ кд/м}^2$ при токе луча в сотни микроампер, что достигается использованием ускоряющих напряжений более 10 кВ.

В некоторых типах кинескопов экран с внутренней стороны покрывают тонкой пленкой алюминия, прозрачной для быстрых электронов. Это повышает яркость изображения за счет отражения гладкой алюминиевой пленкой. Возрастает и предельный потенциал экрана, т. к. высокая проводимость алюминия обеспечивает отвод электронов с экрана на проводящий слой, покрывающий стенки колбы. Магнитная отклоняющая система кинескопов обеспечивает предельный угол отклонения 110° .

В основе получения цветного изображения лежит возможность воспроизведения любого цвета смешением в определенном соотношении трех цветов: синего, зеленого и красного.

Практическое распространение получили кинескопы с теневыми масками и мозаичными трехкомпонентными экранами.

Эти кинескопы имеют три прожектора, оси которых расположены или в вершинах равностороннего треугольника (дельтавидное расположение), либо на одной линии в плоскости (планарное расположение) (рис. 7.16).

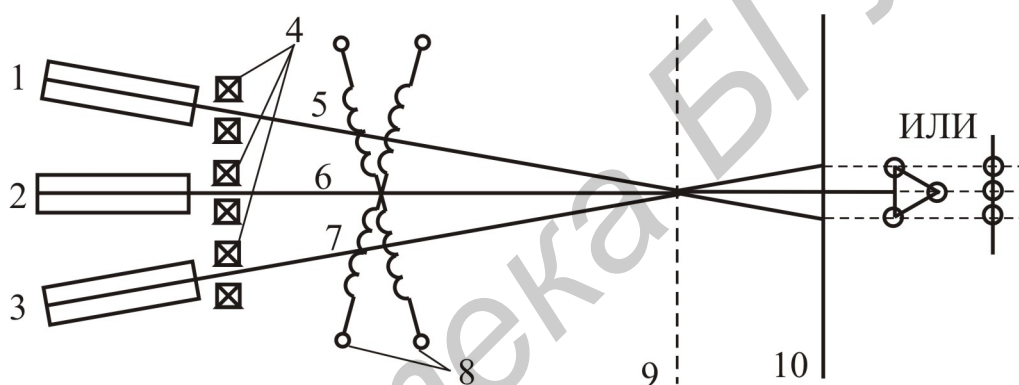


Рис. 7.16

В первом варианте используется мозаичный экран, у которого зерна трех цветов люминофора, светящихся красным, зеленым и синим цветом, образуют смежные триады. Во втором варианте применяется линейчатый экран, у которого зерна люминофора в виде узких полос красного, зеленого и синего цветов свечения располагаются последовательно и перпендикулярно строкам телевизионного изображения.

В дельтавидной системе прожекторы 1, 2, 3 с электростатической фокусировкой создают три независимых управляемых луча 5, 6, 7. За счет наклона прожекторов или сводящей системы 4 все три луча пересекаются в точках, расположенных в одной плоскости, в которой размещается теневая маска 9. За маской примерно на расстоянии 12 мм устанавливается мозаичный либо линейчатый экран 10. Луч каждого прожектора будет возбуждать свечение только одного цвета при любом угле отклонения.

Отклонение всех трех лучей по строкам осуществляется одновременно одной и той же магнитной отклоняющей системой 8. Для сведения лучей в одну точку при больших углах отклонения в пределах маски используют динамическую сводящую систему, состоящую из трех магнитов 4, располагаемых сна-

ружи и смещающих лучи в радиальном направлении. В кинескопах с планарным расположением прожекторов оси прожекторов лежат в горизонтальной плоскости. Цветоделительная маска такого кинескопа имеет отверстия, вытянутые в виде прямоугольников (щелевидная маска), а экран состоит из узких полос люминофора красного, синего и зеленого свечения.

При планарном расположении прожекторов в результате применения определенным образом сформированных пространственных распределений горизонтально и вертикально отклоняющих полей удастся получить хорошее самосведение лучей. Такие кинескопы с планарным расположением прожекторов и самосведением более удобны и надежны в эксплуатации.

Прозрачность щелевой маски на 20...30 % больше прозрачности масок с круглыми отверстиями, что значительно повышает яркость изображения. Вертикальное расположение люминофорных полосок исключает попадание электронных лучей на люминофоры другого цвета по вертикали, что облегчает регулировку чистоты цвета.

Электронно-лучевые приборы с тремя отдельными прожекторами сложны в изготовлении и настройке, поэтому были предложены способы получения трех лучей с помощью одного прожектора. В ЭЛТ «Тринитрон» электронные лучи, испускаемые из трех катодов, отклоняются таким образом, что пересекаются в центре электронной линзы. Боковые лучи, расходящиеся от точки пересечения, отклоняются парой электронных призм (отклоняющих устройств) так, что три луча сходятся окончательно без дальнейшей фокусировки на люминофорном экране простым изменением их направления. Центр большой апертурной электронной линзы предназначен для фокусировки трех лучей, а пара отклоняющих устройств – для сведения лучей.

Эмитирующие поверхности трех катодов располагаются на одной плоскости. Два боковых электронных луча, испускаемых в одной плоскости параллельно с центральным лучом, отклоняются к диаметральному лучу с помощью слабой электронной линзы. В «Тринитронах» применяется щелевая маска. По сравнению с масочным кинескопом в «Тринитроне» можно получить цветные изображения, которые приблизительно в 1,5 раза ярче.

К электровакуумным индикаторам относятся также вакуумные накаливаемые и вакуумные люминесцентные индикаторы.

В вакуумных накаливаемых индикаторах (ВНИ) происходит нагрев тела электрическим током до температуры $(2...3) \cdot 10^3$ К, что вызывает яркое свечение. Нагреваемое тело различной формы выполняется из вольфрама, гафния либо на полупроводниковой основе (SiC). Яркость свечения достигает $5000...6000$ кд/м². Номинальные напряжения таких индикаторов составляют 2...5 В, потребляемый ток 12...15 мА/сегм, угол обзора более 90°.

Сегментные накаливаемые индикаторы имеют от четырех до десяти сегментов, что позволяет отображать цифры от 0 до 9 и некоторые буквы.

В вакуумных люминесцентных индикаторах (ВЛИ) используется низковольтная катодолюминесценция, вызываемая электронным потоком. Она воз-

никает в люминофорах на проводящей основе ($ZnO:Z$; $ZnS:CL$; $SnO_2:E_4$), смешанных люминофорах ($ZnS : Ag + In_2O_3$) и др. Достижимая яркость составляет 1600 кд/м^2 . ВЛИ выполняются в виде цилиндрических и плоских баллонов. Выпускаются также матричные, сегментные, аналоговые и другие вакуумные люминесцентные индикаторы. Потребляемая мощность у 10-разрядного ВЛИ – 1,33 Вт, у 40-разрядного – 2,66 Вт, яркость свечения – до 700 кд/м^2 .

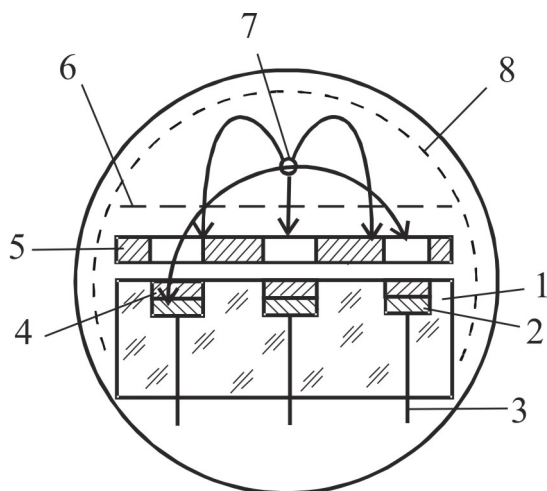


Рис. 7.17

Основой ВЛИ (рис. 7.17) является стеклянная или керамическая плата 1, в сегментных углублениях которой выполнены проводящие слои 2 с выводами от каждого сегмента. Поверх проводящих слоев наносится люминофор 3, плата с покрытиями играет роль анода. Над платой устанавливается металлический экранирующий электрод с отверстиями 5, расположенными против соответствующих сегментов. На некотором расстоянии от экранирующего электрода монтируется сетка 6, а затем оксидный катод 7, стеклянная колба покрыта проводящим покрытием 8.

Прекратить свечение люминофора можно отрицательным напряжением на сетке.

В электролюминесцентных индикаторах используется предпробойная электролюминесценция, которая возникает на границах зерен микрочастиц порошковых и пленочных электролюминофоров при остаточной напряженности электрического поля. Механизм свечения пленочных и порошковых электролюминесцентных слоев обусловлен рекомбинацией носителей, инжектированных кристаллом люминофора и электродами. Яркость индикаторов, работающих на переменном токе, зависит от частоты питающего напряжения. Основное преимущество индикаторов переменного тока по сравнению с индикаторами постоянного тока – существенно большая светоотдача.

7.7. Газоразрядные индикаторные приборы

Газоразрядные индикаторы (ГРИ) работают в режиме тлеющего разряда с холодным катодом. Такой разряд устанавливается при давлении газа в несколько сотен паскалей и напряжении 100...200 В. Область свечения тлеющего разряда повторяет контуры катода, окружая его светящейся оболочкой. Это свойство разряда используется в сегментном газоразрядном индикаторе: катод представляет определенным образом заданную геометрическую деталь (цифры от 0 до 9, знаки «+», «-», буквы и другие символы). Катоды располагаются так, что их свечение отчетливо видно, число катодов равно числу отображаемых символов и имеет один общий анод. В настоящее время широкое применение находят сегментные, шкальные и цифроаналоговые ГРИ плоской конструкции. Дальнейшее

совершенствование газоразрядных индикаторов привело к созданию матричных газоразрядных индикаторов, называемых газоразрядными плазменными индикаторными панелями (ГИП), в которых используется свечение плазмы.

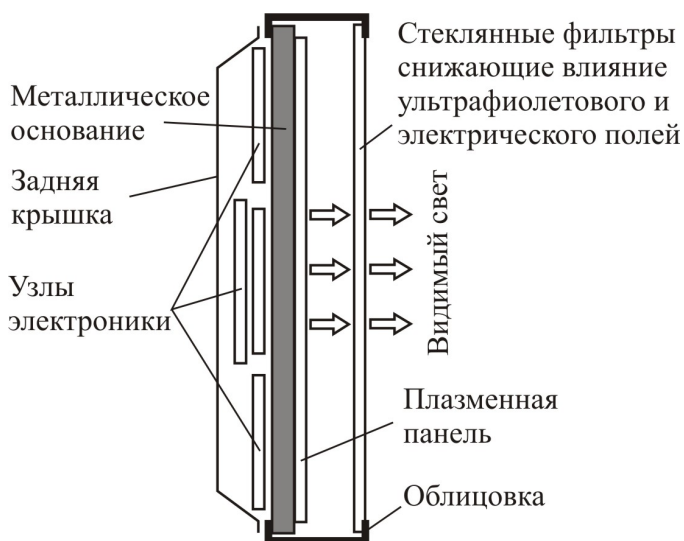


Рис. 7.18

Каждый подпиксел представляет собой миниатюрную камеру, на стенках которой нанесено флюоресцирующее вещество (люминофор) одного из основных цветов (красного – R, зелёного – G и синего – B). Вид пиксела плазменной панели представлен на рис. 7.19.

Подпикселы расположены в точках пересечения системы управляющих микроэлектродов, образующих прямоугольную сетку, как показано на рис. 7.20. На внутренней поверхности передней прозрачной пластины напротив каждого подпиксела располагают по два тонкоплёночных электрода: электрод сканирования и электрод подсветки.

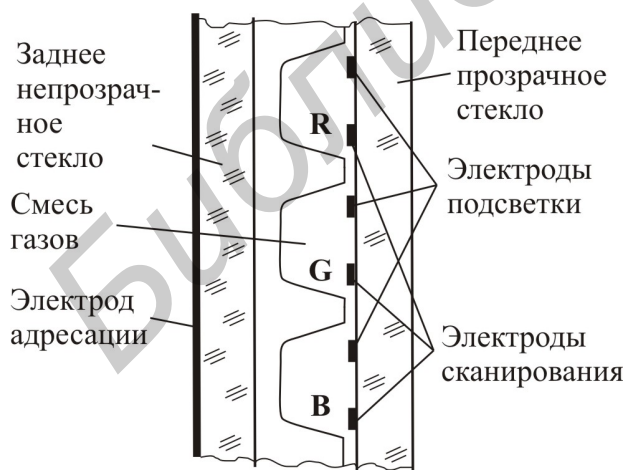


Рис. 7.19

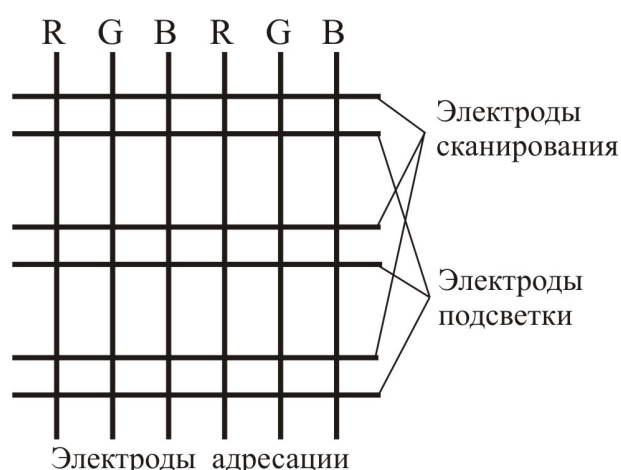


Рис. 7.20

На внешней поверхности задней стеклянной пластины поперёк всех электродов наносят тонкоплёночный проводник – электрод адресации. Такое распо-

положение электродов по отношению к подпикселям позволяет при определённых амплитудах напряжений между электродами обеспечить возникновение ёмкостного электрического разряда и свечение люминофорных покрытий в любом из отсеков пикселей. В плазменной панели люминофор возбуждают ультрафиолетовым свечением электрического разряда (рис. 7.21). Вспышка плазмы в подпикселе возникает либо при подаче импульсного напряжения между ортогонально расположенными электродами адресации и подсветки, либо между параллельными электродами подсветки и сканирования.

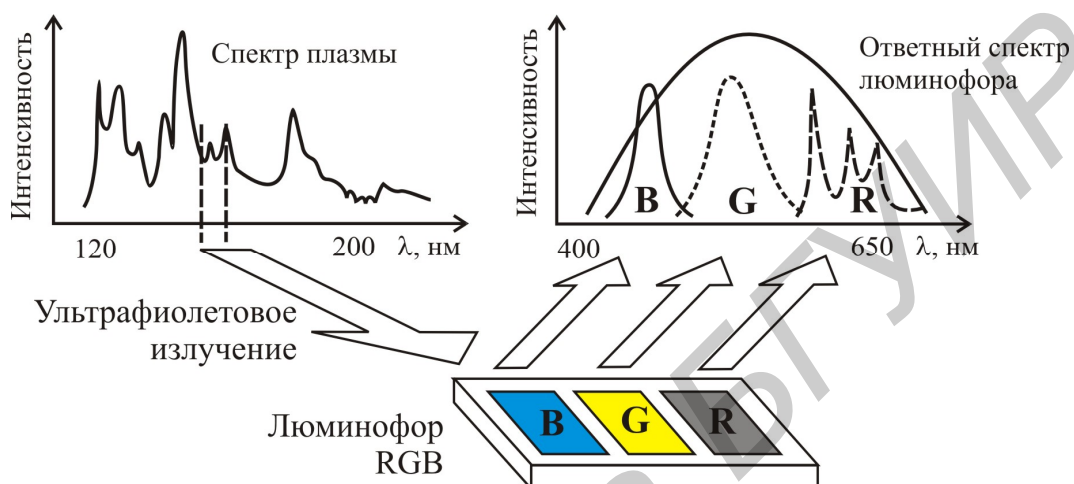


Рис. 7.21

Яркость свечения пиксела регулируется продолжительностью времени его свечения и достигает величины $300 \dots 700 \text{ кд/м}^2$ и более, контрастность – 500:1.

Разрешающая способность экрана определяется числом пикселей на погонный сантиметр или дюйм. Выражение «разрешающая способность 800×600 » означает, что данная панель может выводить на весь экран изображение, имеющее 600 горизонтальных строк по 800 точек (пикселей) в каждой строке. Стандартными являются такие параметры 800×600 , 1024×768 , 1152×864 и выше, которые определяются размером пиксела ($0,24 \dots 0,28 \text{ мм}$). Среди наиболее приемлемых люминофоров применяются окись цинка, активированная цинком $\text{ZnO} : \text{Zn}$, обеспечивающая сине-зелёное свечение, а также соединения цинка, кадмия активированные серебром, $(\text{Zn}, \text{Cd})\text{S} : \text{Ag} + \text{In}_2\text{O}_3$, дающие красное свечение.

Газовая среда содержит 60 % аргона (Ar), 30 % неона (Ne), 2...3 % ксенона (Xe) при давлении газовой смеси 640 ГПа.

Герметизация пространства между стенками осуществляется специальными компаундами, имеющими высокую плотность и адгезионную способность к стеклу.

В плазменных панелях отсутствуют электромагнитные излучения, нет проблем со сведением луча, как в электронно-лучевых трубках, и обеспечении качества фокусировки. Угол обзора более 160° .

7.8. Жидкокристаллические индикаторы

Жидкокристаллические индикаторы (ЖКИ) относятся к пассивным индикаторам. Такие индикаторы основаны на использовании жидких кристаллов, представляющих собой органические жидкости с упорядоченным расположением молекул. В жидких кристаллах наряду с анизотропией физических свойств и упорядоченным расположением молекул наблюдается текучесть, поверхностное натяжение и вязкость, т. е. то, что свойственно жидкостям. Среднее удельное сопротивление жидких кристаллов зависит от примеси и составляет $10^6 \dots 10^{10}$ Ом·см.

Диэлектрическая проницаемость и показатель преломления зависят от ориентации молекул и являются анизотропными величинами. Жидкие кристаллы модулируют интенсивность оптического излучения за счет изменения его амплитуды, фазы, длины волны, плоскости поляризации, направления распространения. Жидкие кристаллы прозрачны для световых лучей, но под действием электрических, магнитных или акустических полей структура их нарушается, изменяются коэффициенты отражения, поглощения и рассеяния, преломления. В результате этого жидкость становится непрозрачной. На этих свойствах и работают жидкокристаллические индикаторы. Они имеют различные конструкции и могут работать либо в проходящем свете, либо в свете любого источника, отражающегося в индикаторе. Примером индикаторов, работающих на отражение, являются микрокалькуляторы, наручные часы. На рис. 7.22, а приведено устройство жидкокристаллического индикатора, работающего в проходящем свете. Между двумя стеклянными пластинами с нанесенными на внутреннюю поверхность прозрачными электродами 1, 2, 3 из двуокиси цинка наносится тонкий (10...20 мкм) слой жидкого кристалла. Под индикатором размещаются источник света и матовый экран.

Для получения изображения на фигурные электроды-сегменты индикатора подается напряжение 15...50 В относительно нижнего прозрачного сплошного электрода, при этом прозрачность жидкости уменьшается и в проходящем свете формируется определенный знак. Ток фигурного электрода лежит в пределах 5...100 мА, что составляет менее 1 мкА на знак, формируемый из нескольких сегментов.

В индикаторе, работающем в отраженном свете (рис. 7.22, б), нижний электрод должен быть зеркальным, хорошо отражающим свет. В качестве источника падающего света может служить естественное освещение. Верхние прозрачные электроды сегментного типа имеют отдельные выводы от каждого сегмента. Число разрядов в индикаторе может быть восемь и более.

Время установления режима сравнительно велико (125 мс), время возврата в исходное положение доходит до 250 мс, т. е. быстродействие невелико.

Основным оптическим параметром ЖКИ является контрастность. ЖКИ обычно питают переменным напряжением, чтобы избежать необратимых электрохимических процессов, сокращающих срок службы индикаторов.

Время реакции и время релаксации пропорциональны вязкости жидкости, квадрату толщины ЖК и обратно пропорциональны квадрату разности напряжений между приложенным и пороговым напряжением. Минимальное напря-

жение, соответствующее появлению свечения ЖКИ, является пороговым напряжением. Поскольку скорость переключения определяется толщиной ЖК, то его толщину делают малой.

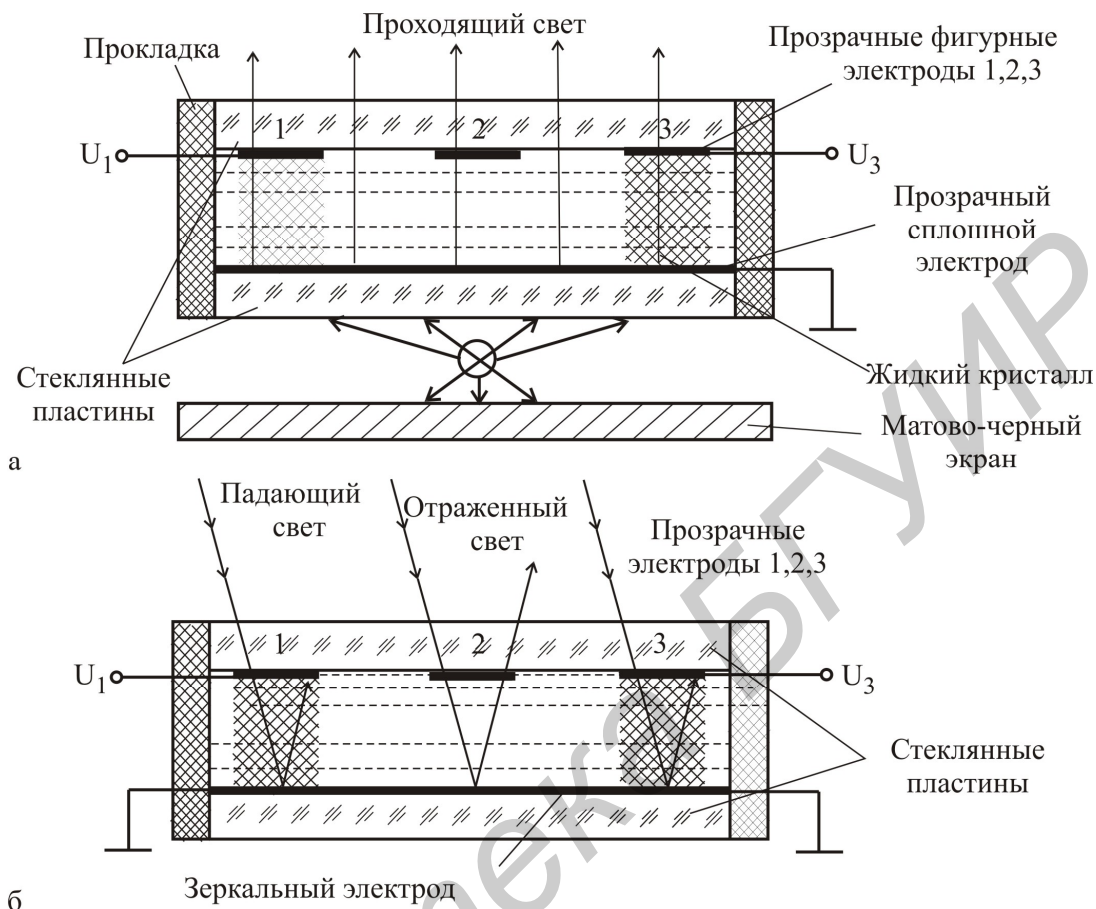


Рис. 7.22

Современной широко распространенной альтернативой электронно-лучевым мониторам являются матрицы на жидких кристаллах (LCD-мониторы – Liquid Cristal Display). Если первые LCD-мониторы были монохромными, то впоследствии появились цветные. Каждый элемент матрицы такого монитора представляет собой один пиксел изображения. Для того чтобы упорядочить все молекулы ЖК-наполнителей (тем самым придав нужные свойства), необходимо создать поляризационный эффект (рис. 7.23).

С этой целью на подложке экрана нанесены микроскопические направляющие каналы, вертикальные на одной и горизонтальные на другой. Молекулы ЖК реагируют при попадании луча света примерно так же, как при наличии или отсутствии электромагнитных полей. Поэтому вся матрица пикселей подвергается подсветке от внешнего источника – прямым или отраженным светом.

В результате этого все молекулы экрана синхронно поворачиваются на определенный угол относительно направления луча света, вследствие чего получается равномерно окрашенный экран. На внешнюю часть ЖК-матрицы обычно надеваются два специальных фильтра. Эти поляризационные фильтры пропускают через себя без потерь поток света с соответствующей осью поляризации и задерживают остальные.

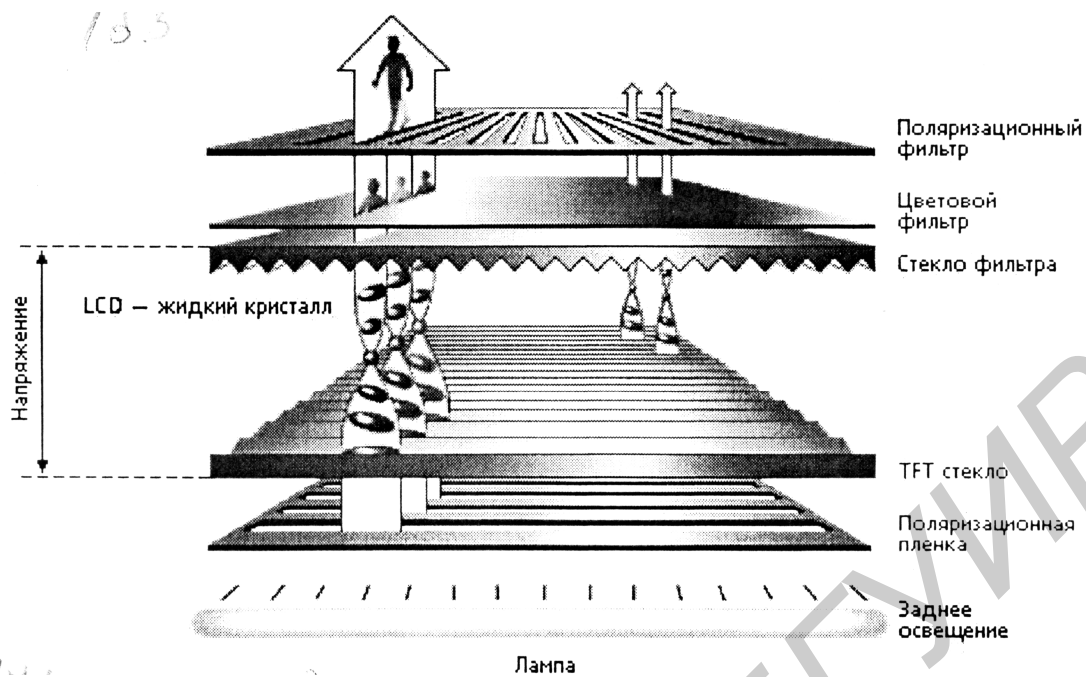


Рис. 7.23

Чтобы понять, как ЖК-монитор контролирует яркость, необходимо рассмотреть поляризацию света. Проходя через поляризационный фильтр, свет поляризуется. Яркость при этом падает примерно в два раза. Если поставить еще один такой же фильтр, то свет будет полностью или поглощаться (если угол поляризации второго фильтра перпендикулярен углу первого), или беспрепятственно проходить (если совпадают). Плавное изменение угла второго фильтра позволяет плавно регулировать интенсивность света.

В ЖК-индикаторах имеется большое количество электродов, каждый из которых отвечает за единичный пиксел изображения.

В современных матрицах широко применяются TFT (Thin Film Transistor – тонкопленочные транзисторы). Транзисторы играют роль подсветки для ячеек жидких кристаллов. У цветных дисплеев на основе TFT-технологии пиксел формируется из трех ячеек синего, зеленого или красного цвета. Это означает, что у дисплея, имеющего разрешение 1280×1024 , существует ровно 3840×1024 транзистора и субпикселных элемента. Размер точки (пиксела) для дисплея TFT (1024×768) примерно равен 0,3 мм. Угол обзора 170° , яркость 250 кд/м^2 .

На рис. 7.24 представлено устройство ЖК-монитора.

TFT-мониторы состоят из следующих слоев: поляризационного фильтра, стеклянного слоя, электрода, слоя управления, жидких кристаллов, еще одного слоя управления, электрода, слоя стекла и поляризационного фильтра.

Достоинством ЖК-мониторов является четкое и точно передаваемое изображение. Толщина составляет порядка двух сантиметров. Отсутствие мерцания, как в обычных ЭЛТ-мониторах, связано с тем, что на ЖК-панели пикселы горят постоянно, не создавая присущего обычным мониторам эффекта мерцания, что сказывается на работоспособности оператора.

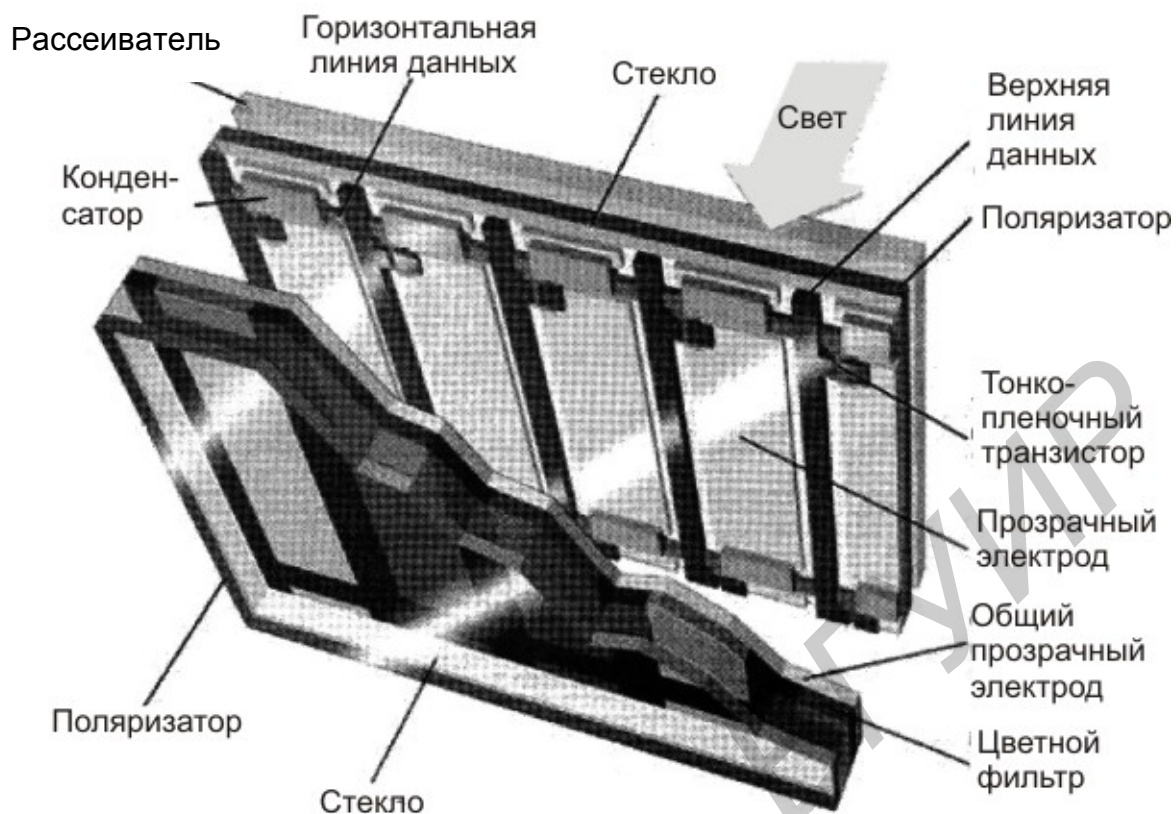


Рис. 7.24

Пониженное потребление энергии и теплоотдача, плоский экран и отсутствие следа от движущихся объектов, высокое разрешение – таковы преимущества ЖК-мониторов перед ЭЛТ-мониторами. Производители плоскостных дисплеев намерены активно конкурировать с производителями электронно-лучевых трубок. В стадии развития и подготовки к массовому производству находятся такие технологические новшества, как цветообразующие жидкокристаллические индикаторы, платиновые дисплеи, низкотемпературные полисиликоновые индикаторы.

7.9. Полупроводниковые индикаторы

Наряду с рассмотренными приборами отображения информации полупроводниковые индикаторы прочно заняли свою нишу: это радиоэлектронные устройства, измерительные приборы, технологические и бытовые установки, эксплуатируемые в жилых и производственных помещениях.

При этом назначение индикаторов заключается в отображении главным образом имеющейся цифровой информации, поэтому наибольшее распространение получили семисегментные цифровые индикаторы.

Полупроводниковый прибор отображения информации – это полупроводниковый излучатель энергии видимой области спектра, предназначенный для отображения.

В зависимости от структуры, конструкции, назначения полупроводниковые приборы отображения информации могут быть разделены на светоизлучающие диоды, инфракрасные ИК-диоды, полупроводниковые знаковые индикаторы, шкалы и экраны.

Одним из наиболее распространенных источников света является светодиод – полупроводниковый прибор с одним или несколькими электрическими переходами, преобразующий электрическую энергию в энергию некогерентного светового излучения.

Принцип действия излучающих полупроводниковых приборов основан на явлении электролюминесценции, т. е. излучении света телами под действием электрического поля.

Структура полупроводникового прибора отображения информации представляет собой выпрямляющий электрический переход или гетеропереход. Излучение такого прибора (светодиода) вызвано самопроизвольной рекомбинацией носителей заряда при прохождении прямого тока через выпрямляющий электрический переход. Чтобы кванты энергии – фотоны, освободившиеся при рекомбинации, соответствовали квантам видимого света, ширина запрещенной зоны исходного полупроводника должна быть относительно большой (1,5...3 эВ). К наиболее освоенным полупроводникам для изготовления светодиодов относятся арсенид галлия GaAs, фосфид галлия GaP, нитрид галлия GaN и др.

Конструкция плоского светодиода показана на рис. 7.25.

К р-n-переходу подается прямое напряжение, в результате чего происходит диффузионное перемещение носителей через него. Прохождение тока через р-n-переход сопровождается рекомбинацией инжектированных неосновных носителей. Если бы рекомбинация электронов и дырок, вводимых в выпрямляющий переход, происходила только с излучением фотонов, то внутренний квантовый выход – отношение излученных фотонов к числу рекомбинировавших пар носителей заряда за один и тот же промежуток времени – был бы равен 100 %. Однако значительная часть актов рекомбинации заканчивается выделением энергии в виде квантов тепловых колебаний – фононов. Такие переходы называются безызлучательными.

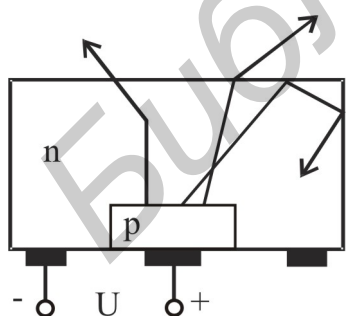


Рис. 7.25

Внешний квантовый выход определяется отношением числа фотонов, испускаемых диодом во внешнее пространство, к числу инжектируемых носителей через р-n-переход. Внешняя квантовая эффективность (квантовый выход) светодиодов значительно ниже внутренней. Это связано с тем, что большая часть квантов света испытывает полное внутреннее отражение на границе раздела полупроводника и воздуха с возможным поглощением части фотонов. Внешний квантовый выход удается повысить до 30...35 % при

использовании полусферических структур, параболоида и др. (рис. 7.26).

База n-типа выполнена в виде полусферы, область р – эмиттер. В результате угол выхода излучения существенно расширяется и резко снижаются поте-

ри на полное внутреннее отражение, поскольку световые лучи отходят к границе раздела полупроводник – воздух практически перпендикулярно.

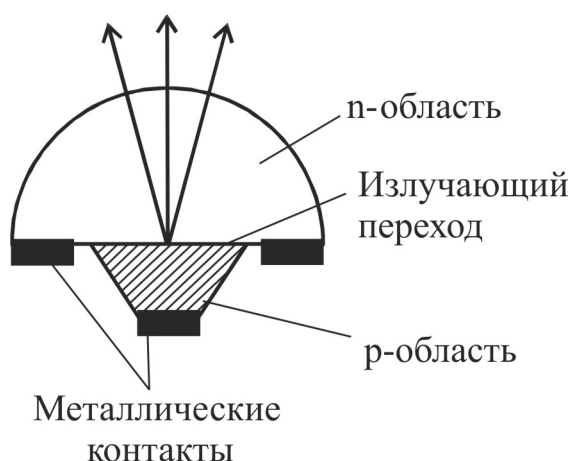


Рис. 7.26

Светоизлучающие диоды служат основой для более сложных приборов, к которым относится цифробуквенный индикатор, выполненный в виде интегральной схемы из нескольких светодиодов. Они располагаются так, чтобы при соответствующих комбинациях светящихся элементов получалось изображение буквы или цифры. Матричные индикаторы содержат большое число элементов, из которых синтезируют любые знаки. В случае управляемых светодиодов размер светящейся области диода зависит от уровня поданного напря-

жения. Такие диоды используются в качестве индикаторов настройки приборов, для записи аналоговой информации на фотопленку как шкалы различных измерительных приборов. Принцип действия ИК-диодов такой же, как и светодиодов, различаются они только шириной запрещенной зоны.

На рис. 7.27 приведена конструкция одноразрядного знакового индикатора, в котором используется семь светодиодов и десятичная точка.

Основные параметры светодиодов – яркость и мощность излучения, прямое рабочее постоянное напряжение, наибольшее обратное напряжение, длина волны излучаемого света. Светодиоды потребляют малую мощность, имеют низкое рабочее напряжение и совместимы с интегральными схемами.

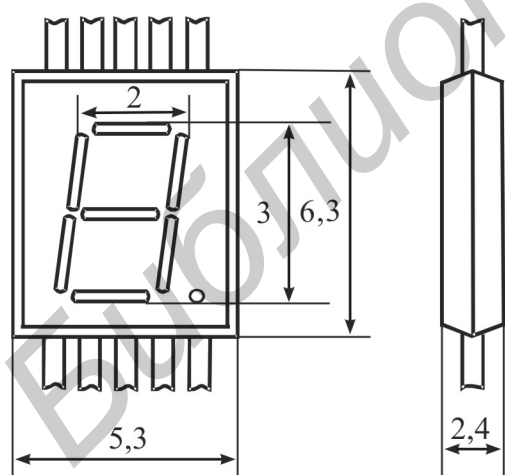


Рис. 7.27

Промышленностью выпускается ряд типов светодиодов: карбидокремниевые 2Л101А – желтое свечение, яркость 10 кд/м^2 при прямом токе 10 мА и напряжении 5 В; фосфид-галлиевые 3Л102Б – красное свечение, яркость 40 кд/м^2 при прямом токе 40 мА; АЛ102Б – зеленое свечение, яркость 50 кд/м^2 при токе 40 мА, а также многие разновидности индикаторов. Это двухразрядные КИПЦ09, КИПЦ13, КИПЦ16 и многоразрядные КИПЦ17, КИПЦ18 приборы красного и зеленого цветов свечения; двухцветные красно-зеленые индикаторы КИПЦ15 и др.

Существуют три типа светодиодов: в металлостеклянном (АЛ102), пластмассовом (АЛ307) корпусе и бескорпусные (АЛ301). Их конструкции и диаграммы направленности представлены на рис. 7.28, а, б, в соответственно.

На светодиодах ведется разработка точечно-растровых индикаторов, а также цветных точечно-растровых экранов.

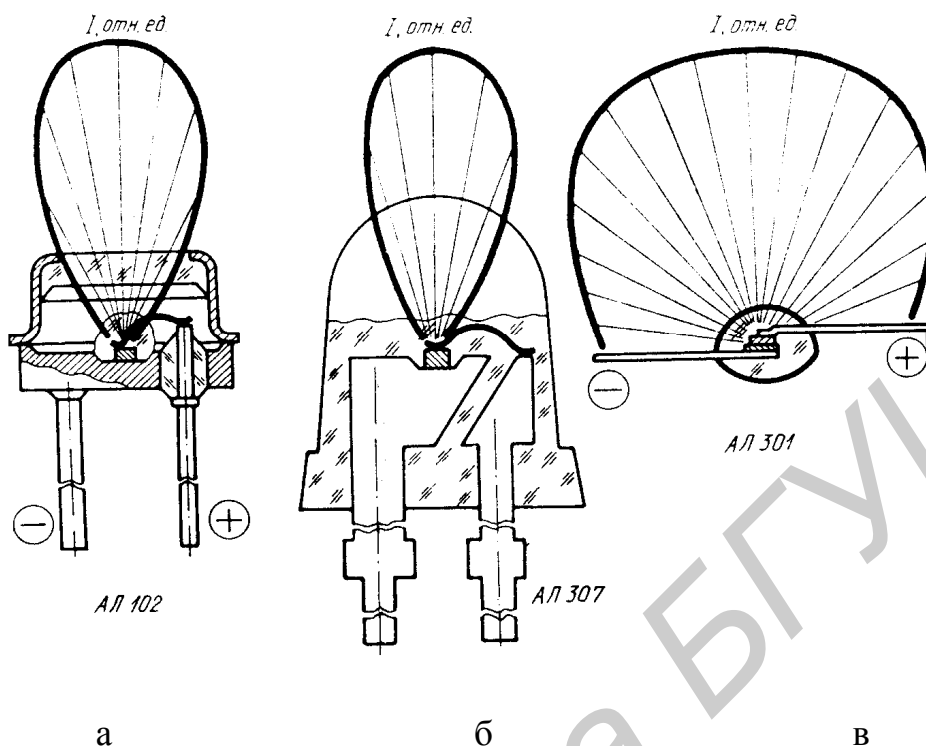


Рис. 7.28

В табл. 7.1 приведены материалы для светоизлучающих диодов и их характеристики.

Таблица 7.1

Материал	Структура энергетических зон	Цвет свечения	Длина волны λ_{max} , мкм	Световая отдача, Лм/Вт	
				типичная	максимальная
GaP : ZnO	Непрямая	Красный	0,699	0,4	3,0
GaP : N	Непрямая	Желтый	0,570	0,3	4,0
GaP : N	Непрямая	Зеленый	0,590	0,2	0,5
GaAs _{0,35} P _{0,65}	Непрямая	Оранжевый	0,632	0,4	0,9
GaAs _{0,15} P _{0,85} : N	Непрямая	Желтый	0,589	0,2	0,9
GaAs _{0,6} P _{0,4}	Прямая	Красный	0,649	0,15	0,4
Ga _{0,7} Al _{0,3} As	Прямая	Красный	0,675	–	0,4
In _{0,42} Ga _{0,58} P	Прямая	Оранжевый	0,617	–	0,3
SiC	Непрямая	Желтый	0,590	–	–
GaN	Прямая	Зеленый	0,575	–	–
Ga _x Al _{1-x} As	Прямая	ИК	0,82...0,9	–	–
GaInAsP	Прямая	Видимый, ИК	0,55...3,4	–	–

7.10. Фотоэлектрические приборы

В фотоэлектрических приборах осуществляется преобразование световой энергии в электрическую. Они являются фотоприемниками излучений. Работа большинства полупроводниковых приемников излучения основана на явлении внутреннего фотоэффекта: изменении электропроводности при освещении. При этом происходит возбуждение электронов вещества, т. е. их переход на более высокий энергетический уровень, что приводит к изменению концентрации свободных носителей заряда и электрических свойств вещества.

Рассмотрим основные типы фотоэлектрических приборов.

7.10.1. Фоторезисторы

Фоторезистор – это полупроводниковый резистор, сопротивление которого изменяется под действием излучения.

Основной частью фоторезистора (рис. 7.29) является фоточувствительный слой, который может быть выполнен в виде поликристаллической плёнки полупроводника 2, нанесённого на диэлектрическую подложку 1. На поверхность фоточувствительного слоя наносят металлические электроды 3. При включении в цепь внешнего резистора (рис. 7.30) ток, протекающий в цепи, будет являться функцией светового потока Φ и напряжения U .

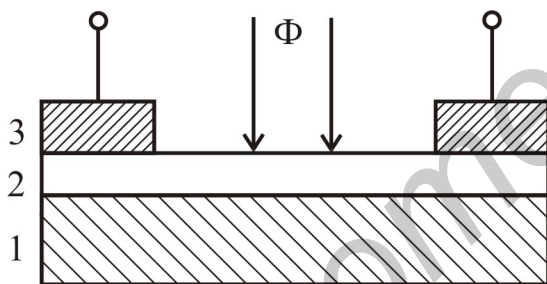


Рис. 7.29

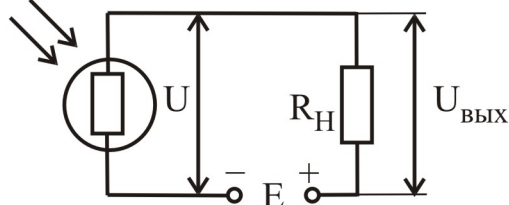


Рис. 7.30

Пластмассовый или металлоглазанный герметичный корпус с окнами из материала, прозрачного в определенной области, обеспечивают защиту от воздействия окружающей среды. Если фоторезистор не освещён, то его темновое сопротивление велико ($10^4 \dots 10^7$ Ом). Фоторезистор может включаться в цепь источника ЭДС любой полярности. При освещении световым потоком (Φ) в фоторезисторе происходит генерация пар носителей, приводящая к уменьшению сопротивления.

Классическими фоточувствительными материалами в видимой области спектра являются монокристаллические CdS и CdSe, максимум чувствительности которых расположен соответственно в области 0,5 и 0,7 мкм. Основными характеристиками фоторезистора являются: вольт-амперная $I = f(U)$ при $\Phi = \text{const}$ (рис. 7.31, а), световая $I = f(\Phi)$ при $U = \text{const}$ (рис. 7.31, б) и спектральная $I_\Phi = f(\lambda)$ (рис. 7.31, в).

Для каждого фоторезистора существует свой максимум спектральной характеристики $S_{\lambda \max}$. Это связано с различной шириной запрещённой зоны используемых материалов. Фоторезистор можно характеризовать удельной интегральной чувствительностью K :

$$K = \frac{I_{\Phi}}{\Phi \cdot U}, \quad (7.20)$$

где I_{Φ} – фототок;

Φ – световой поток при номинальном значении напряжения.

Недостаток фоторезисторов – зависимость сопротивления от температуры и большая инерционность, связанная с большим временем жизни электронов и дырок после прекращения облучения. Быстродействие таких фоторезисторов невелико и составляет несколько миллисекунд.

Удельная интегральная чувствительность K различных фоторезисторов составляет от единиц до сотен $\text{мА}/(\text{В} \cdot \text{Лм})$. Для изготовления фоторезисторов применяют моно- и поликристаллические пленки или спрессованные таблетки из полупроводниковых материалов, перечисленных в табл. 7.2. Использование монокристаллических плёнок дает наилучшие результаты.

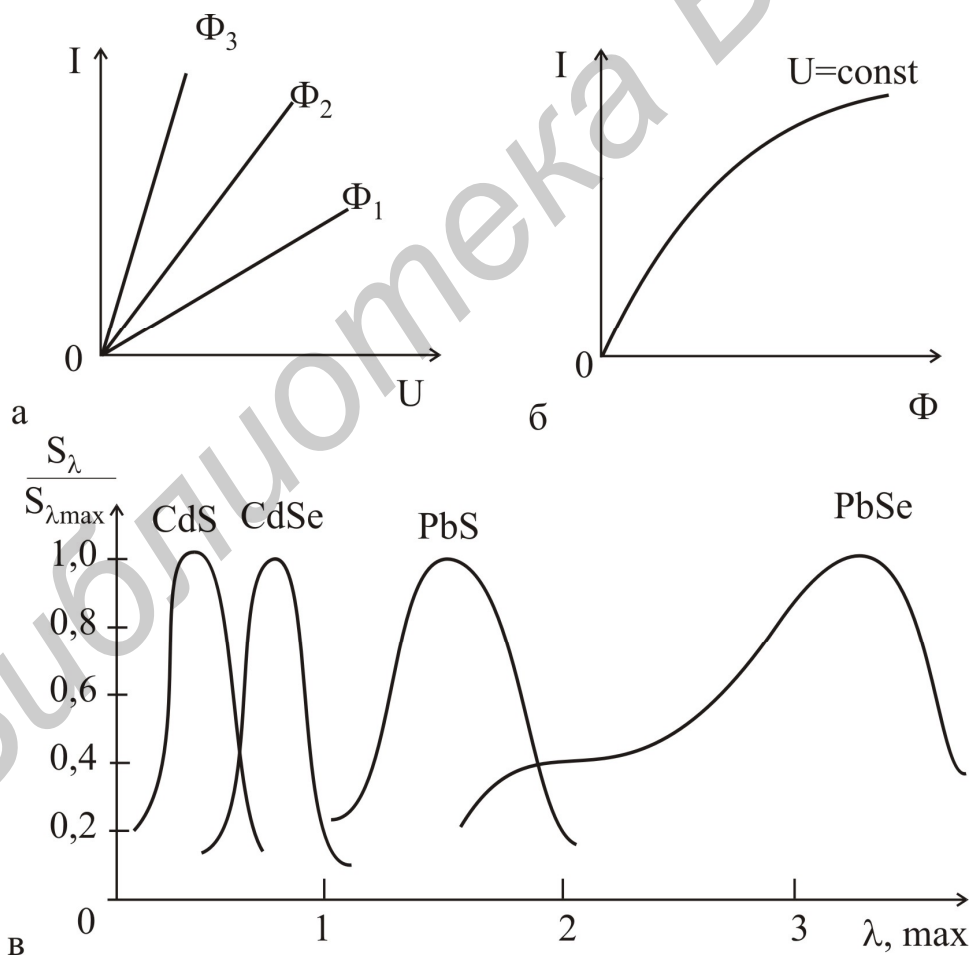


Рис. 7.31

Таблица 7.2

Материал	Рабочая температура, К	λ_{\min} , мкм	λ_{\max} , мкм	R_T , МОм	τ , мс	$\frac{R_T}{R_{CB}}$	Примечание
CdS	295	0,6	0,8	15...200	10...30	70...4000	СФ2-4, СФ2-8, СФ2-12
CdSe	295	0,72	1,0	20...100	3...10	500	СФ-3-5, СФ3-8
PbS	295	2,1	2,7	0,2...1	0,4	500	ФСА-1
PbS	77	2,7	3,5	0,1...10	3	—	—
PbSe	295	3,5	4,7	До 1	$2 \cdot 10^{-2}$	50	СФ4-1
	77	4,8	5,5	5	$4 \cdot 10^{-2}$	—	—
PbTe	77	4,5	6,0	30	$3 \cdot 10^{-2}$	—	—
Ge : Au	60	5,0	9,5	0,1	10^{-4}	—	—
InSb	77	5,3	5,6	0,01	$6 \cdot 10^{-3}$	—	—
	295	6,8	7,0	0,02	$2 \cdot 10^{-3}$	—	—
HgCdTe	77	10,6	15,0	0,25	10^{-5}	—	—
Ge : Zn	4,2	36,0	40,0	0,25	$2 \cdot 10^{-5}$	—	—

7.10.2. Фотодиоды

Фотодиодом (ФД) называют полупроводниковый диод, имеющий прозрачное защитное окно, обратный ток которого зависит от освещённости. Изготавливаются фотодиоды на основе электронно-дырочных переходов, контактов металл-полупроводник и гетеропереходов. Структура фотодиода представлена на рис. 7.32, а.

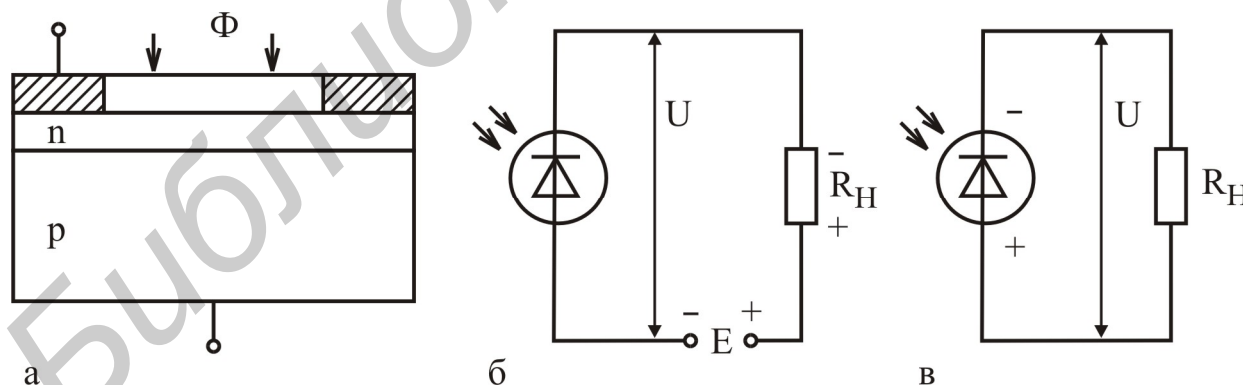


Рис. 7.32

Фотодиод может работать с внешним источником электрической энергии (фотодиодный режим, рис. 7.32, а) и без внешнего источника (фотогенераторный режим, рис. 7.32, в). При поглощении квантов света в р-п-переходе или прилегающих к нему областях образуются новые носители заряда. Неосновные носители, возникшие в прилегающих к р-п-переходу областях на расстоянии, меньшем диффузионной длины, диффундируют к р-п-переходу и проходят че-

рез него под действием электрического поля. Обратный ток возрастает при освещении на величину, равную фототоку. В рабочем режиме обратных напряжений при освещении фотодиода обратные токи практически не зависят от приложенных напряжений.

Полный обратный ток $I_{обр} = I_T + I_\Phi$, где I_T – темновой ток (при $\Phi = 0$), I_Φ – фототок. Фототок можно представить выражением $I_\Phi = K\Phi$. Темновой ток фотодиода ($\Phi = 0$) представляется уравнением как в обычном р-п-переходе

$I_T = I_0 \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right)$ при $U < 0$. Семейство вольт-амперных характеристик при

$\Phi \neq 0$ можно записать

$$I_{обр} = I_0 \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) + K\Phi, \quad (7.21)$$

где $K = \frac{I_\Phi}{\Phi}$ – интегральная чувствительность фотодиода.

Семейство вольт-амперных характеристик при различных световых потоках изображено на рис. 7.33.

Квадрант 1 является нерабочей областью для фотодиода, поскольку $I_{пр} \gg I_\Phi$. Квадрант 3 – это область работы фотодиода в режиме, когда последовательно с ним включается источник обратного напряжения $E_{обр}$. Фототок увеличивается с ростом светового потока. Вид этой зависимости определяет световую (энергетическую) характеристику фотодиода $I_\Phi = f(\Phi)$. В большом диапазоне изменений светового потока она линейна. Квадрант 4 соответствует вентильному режиму работы ФД, который характеризуется отсутствием внешнего источника напряжения. В этом случае ФД служит генератором фотоЭДС.

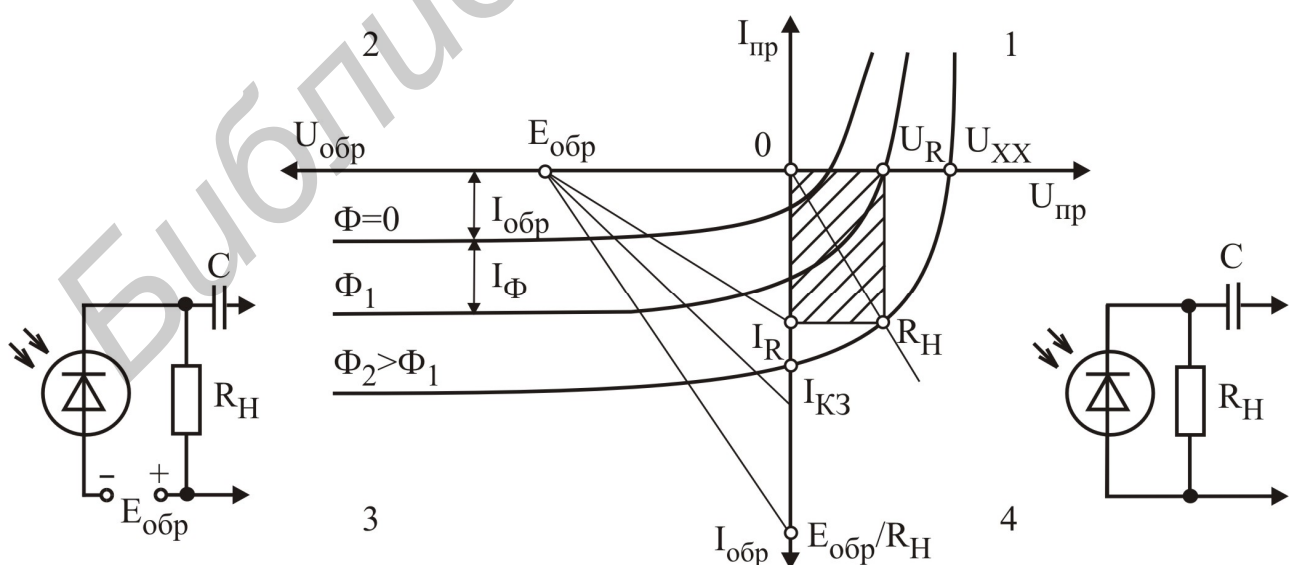


Рис. 7.33

Для разомкнутой цепи ($R_H \rightarrow \infty$) фотоЭДС можно определить из ВАХ ФД при $I = 0$:

$$U_{XX} = \frac{kT}{q} \left(\ln \frac{I_\Phi}{I_0} + 1 \right). \quad (7.22)$$

С увеличением освещённости напряжение холостого хода возрастает до предельного значения, которое соответствует примерно ширине запрещённой зоны материала ФД.

В режиме короткого замыкания ($R_H \rightarrow 0$), $I_{KЗ} = I_\Phi$, а напряжение на ФД равно нулю. Ток $I_{KЗ}$ возрастает линейно с интенсивностью света. В промежуточном случае, когда фотодиод нагружен на R_H , ток и напряжение можно найти из выражения

$$U_R = \frac{kT}{q} \left(\ln \frac{I_R + I_\Phi}{I_0} + 1 \right), \quad (7.23)$$

где $I_R = \frac{U_R}{R_H}$.

Наибольшую энергетическую мощность ФД обеспечивает при таком режиме, когда $I_R U_R$ будет максимально.

Спектральная характеристика фотодиода аналогична соответствующим характеристикам фоторезисторов. Селеновые фотодиоды имеют спектральную характеристику, близкую по форме к спектральной зависимости чувствительности человеческого глаза.

Вентильный режим характерен для солнечных батарей, фотодиодов, используемых в качестве преобразователя солнечной энергии в электрическую. Основные требования к таким элементам – минимальная стоимость при возможно большем КПД преобразования.

Для этих целей используют кремний и арсенид галлия. КПД преобразования – отношение максимальной мощности, которую можно получить от фотодиода, к полной мощности светового потока, падающего на рабочую поверхность фотодиода. Полученные реальные значения КПД 11...18 %.

Фотодиоды относятся к наиболее распространённому виду фотоприёмников, т. к. обладают высокими чувствительностью, быстродействием и КПД. Они имеют ряд преимуществ перед фоторезисторами: их темновое сопротивление значительно больше, чем фоторезистора, т. к. определяется обратным током р-п-перехода и практически не зависит от приложенного напряжения; соответственно отношение

$\frac{R_T}{R_{св}}$ у фотодиодов выше, порог чувствительности ФД может быть меньшим 10^{-14} Вт·Гц^{-1/2} в результате использования существенно больших R_H .

Повышение чувствительности и быстродействия достигается в ФД на основе структуры типа р-і-п (р-і-п-фотодиоды). Повышенное быстродействие р-і-п-фотодиодов обусловлено малыми величинами барьерной ёмкости перехо-

да и сопротивления объёмов p^+ - и n^+ -областей и дрейфовым переносом фотоносителей в сильном электрическом поле.

Высокая чувствительность p - i - n -фотодиодов обусловлена резким снижением потерь фотоносителей за счёт рекомбинации.

Качественные параметры удается получить в лавинных фотодиодах (ЛФД), поверхностно-барьерных диодах Шотки, а также ФД на основе гетеропереходов.

7.10.3. Фототранзисторы

Как и обычные транзисторы, фототранзисторы изготавливают в виде p - n - p - и n - p - n -структур. Наибольшее распространение получила схема включения с ОЭ. Напряжение питания подаётся так же, как и в обычном биполярном транзисторе, работающем в активном режиме. Световой поток облучает область базы.

Схема включения фототранзистора и его вольт-амперные характеристики показаны на рис. 7.34, а, б.

Под воздействием света в базе генерируются электроны и дырки. У коллекторного перехода, имеющего обратное смещение, происходит разделение электронно-дырочных пар, достигших границы перехода. Дырки перебрасываются полем перехода в коллектор, увеличивая его собственный ток, а электроны остаются в базе, понижая её потенциал. На эмиттерном переходе возникает дополнительное прямое напряжение, усиливающее инжекцию дырок из эмиттера в базу. Дырки, достигая коллекторного перехода, вызывают увеличение тока коллектора.

Ток фототранзистора состоит из обратного тока коллекторного перехода $I_{КБ0}$ и фототока $I_{\Phi} = K\Phi$:

$$I_{\Phi T} = I_{КБ0} + K\Phi. \quad (7.24)$$

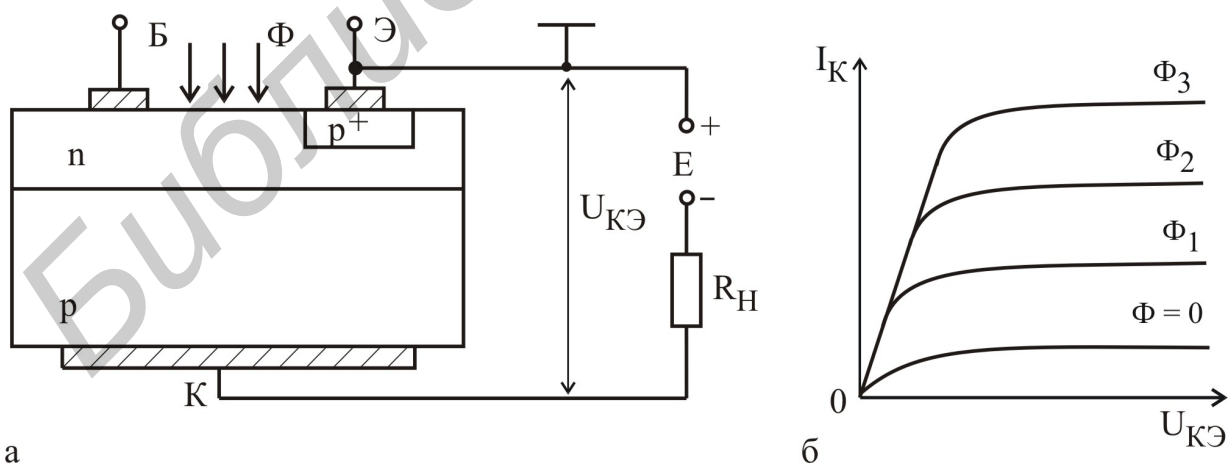


Рис. 7.34

Если $I_B = 0$, то так же, как и в обычном транзисторе,

$$I_K = (\beta + 1)I_{КБ0} + (\beta + 1)K\Phi. \quad (7.25)$$

Отсюда следует, что интегральная чувствительность фототранзистора в $(\beta + 1)$ раз выше чувствительности фотодиода $K_{\Phi T} = (\beta + 1)K_{\Phi Д}$ и достигает 0,5 А/Лм.

Наличие дополнительного р-п-перехода ухудшает быстродействие и пороговую чувствительность фототранзистора. Выходные характеристики фототранзисторов имеют такой же вид, как и у обычного транзистора, но параметром является световой поток. На основе МДП-структур выпускаются полевые фототранзисторы. Наибольшее распространение получили кремниевые МДП-ФТ, чувствительные в области 0,22...2,5 мкм. Внутреннее усиление МДП-ФТ достигает 400 при $\Delta f = 10^5$ Гц. Граничная частота полевых фототранзисторов достигает $10^7 \dots 10^8$ Гц, что ниже, чем у фотодиодов.

7.10.4. Фототиристоры

Фототиристор представляет собой структуру управляемого тиристора, но переключение его в открытое состояние производится световым потоком.

В фототиристорах база тиристора облучается светом, что приводит к увеличению коэффициентов передачи эмиттерных переходов. Переключение фототиристора из закрытого состояния в открытое происходит при увеличении суммарного коэффициента передачи по току тиристорной структуры до единицы $\alpha_1 + \alpha_2 \rightarrow 1$.

Увеличение коэффициентов передачи может происходить в результате увеличения тока через тиристорную структуру при поглощении квантов света в базовых областях при их освещении. Чем больше световой поток, действующий на тиристор, тем при меньшем напряжении включается фототиристор. Фототиристор остаётся во включенном состоянии после окончания импульса светового потока. Для его выключения необходимо уменьшить напряжение или ток до значений, меньших удерживающих.

Структурная схема фототиристора и его вольт-амперная характеристика приведены на рис. 7.35, а, б соответственно.

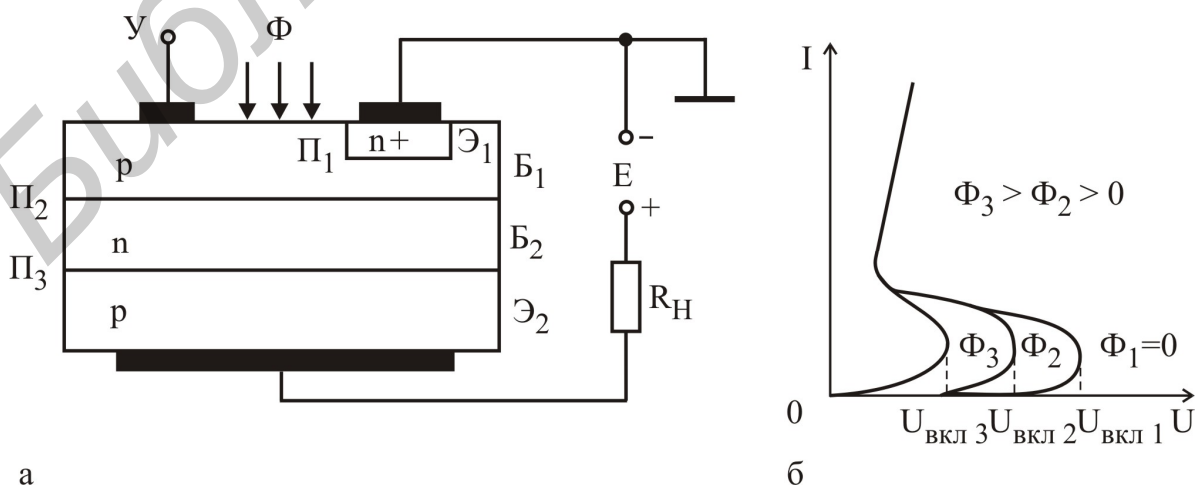


Рис. 7.35

7.11. Оптоэлектронные приборы

В оптоэлектронном полупроводниковом приборе происходит излучение или преобразование электромагнитной энергии.

На основе излучательных приборов и фотоприемников разработан целый ряд оптоэлектронных полупроводниковых приборов (рис. 7.36).

Достоинства таких приборов базируются на общем оптоэлектронном использовании электрически нейтральных фотонов для переноса информации.

Отметим лишь некоторые из них:

- возможность обеспечения идеальной электрической развязки между входом и выходом;

- возможность реализации бесконтактного управления электронными объектами и обусловленные этим разнообразие и гибкость конструкторской мысли при создании управляющих цепей;

- однонаправленность распространения информации по оптическому каналу, отсутствие обратной реакции приемника на излучатель;

- широкая частотная полоса пропускания оптрона, отсутствие ограничения низких частот, возможность передачи по оптронной цепи как импульсного сигнала, так и постоянной составляющей;

- возможность создания функциональных микроэлектронных устройств с фотоприемниками, характеристики которых при освещении изменяются по заданному закону;

- невосприимчивость оптических каналов связи к воздействию электромагнитных полей, что в случае «длинных» оптронов обуславливает их защищенность от помех и утечки информации, а также взаимных наводок;

- физическая и конструктивно-технологическая совместимость с другими полупроводниковыми и микроэлектронными приборами.

Оптроном называют такой оптоэлектронный прибор, в котором имеются светоизлучатель и фотоприемник с тем либо иным видом электрической связи между ними, конструктивно связанные друг с другом.

В качестве излучателя могут быть использованы светоизлучающий диод, инфракрасный излучающий диод, электролюминесцентный порошковый или пленочный излучатель, а также полупроводниковый лазер.

В качестве фотоприемного элемента, как видно из рис. 7.36, могут быть использованы фоторезистор, фотодиод, биполярный фототранзистор, однопереходный транзистор или фототиристор. В зависимости от вида фотоприемного элемента различают резисторные, диодные, транзисторные и тиристорные оптопары. Излучающий и фотоприемный элемент оптопары помещают в общий корпус.

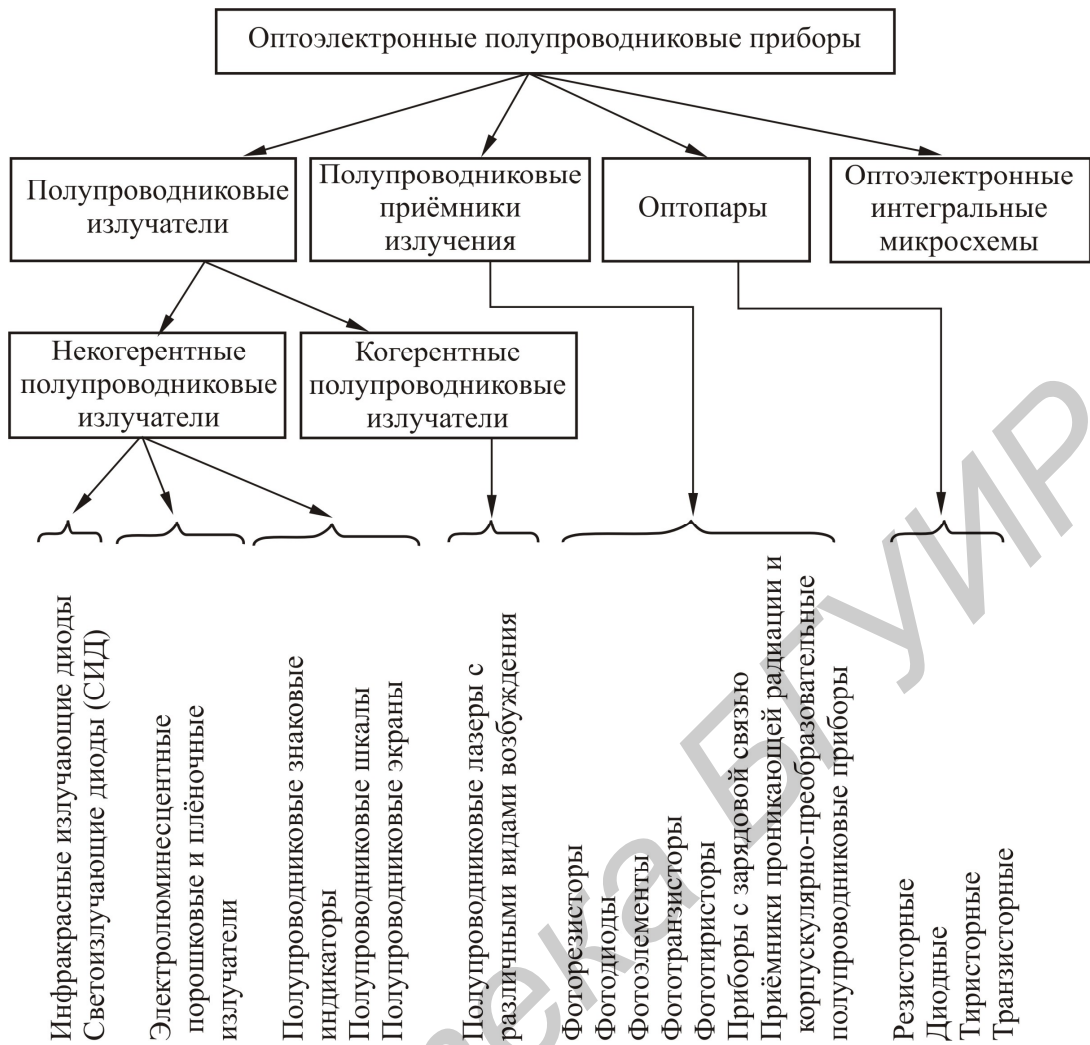


Рис. 7.36

На рис. 7.37 приведены примеры схемного обозначения различных оптопар: а – резисторная; б – диодная; в – транзисторная; г – транзисторная с однопереходным транзистором; д – тиристорная.

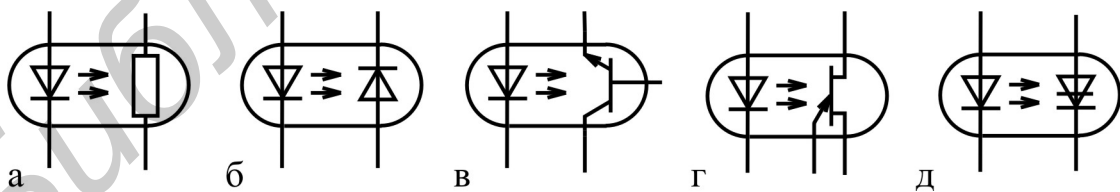


Рис. 7.37

Принцип действия оптронов любого вида основан на преобразовании в излучателе электрического сигнала в световой. В фотоприемнике световой сигнал вызывает электрический отклик. Изменение входного тока – тока через полупроводниковый излучатель – сопровождается изменением мощности его излучения и изменением потока фотонов, падающих на фотоприемный элемент оптопары. При изменении облучения фотоприемного элемента происходит из-

менение сопротивления фоторезистора, либо изменение обратного тока фотодиода, либо появление фотоЭДС при работе фотодиода в режиме фотоэлемента, либо усиление фототока в фототранзисторе, либо переключение из закрытого состояния фототиристора в открытое. Для существования хорошей оптической связи между элементами оптопары кроме их соответствующего расположения необходимо по возможности более близкое совпадение спектральных характеристик этих элементов.

По степени сложности структурной схемы среди изделий оптронной техники выделяют две группы приборов. Оптопара («Элементарный оптрон») представляет собой оптоэлектронный полупроводниковый прибор, состоящий из излучающего и фотоприемного элементов, между которыми имеется оптическая связь, обеспечивающая электрическую изоляцию между выходом и входом.

Оптоэлектронная интегральная микросхема представляет собой микросхему, состоящую из одной или нескольких оптопар и электрически соединенных с ними одного или нескольких согласующих или усилительных устройств.

Таким образом, в электронной цепи такой прибор выполняет функцию элемента связи, в котором в то же время осуществлена электрическая (гальваническая) развязка входа и выхода.

Как элемент связи оптрон характеризуется коэффициентом передачи K , определяемым отношением выходного и входного сигналов и максимальной скоростью передачи коэффициента информации. Вместо коэффициента информации измеряют длительность нарастания и спада передаваемых импульсов $t_{нар(сп)}$ или граничную частоту. Возможности оптрона как элемента гальванической развязки характеризуются максимальным напряжением и сопротивлением $U_{разв}$, $R_{разв}$ и проходной емкостью $C_{разв}$.

Обобщенная структурная схема оптрона приведена на рис. 7.38.

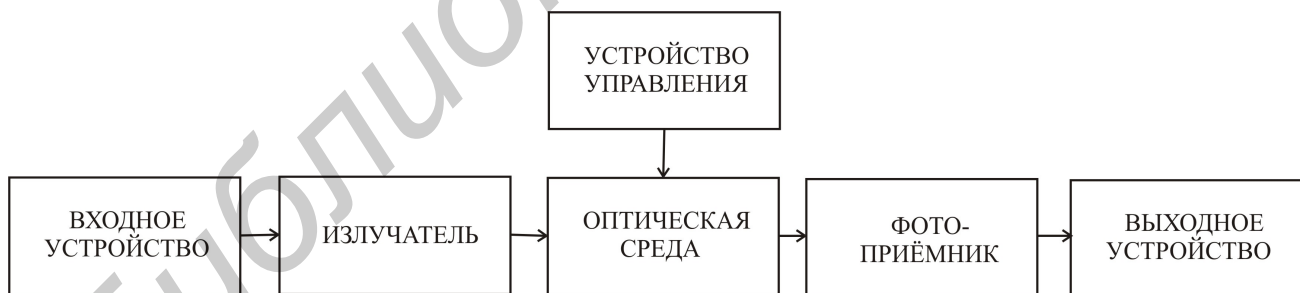


Рис. 7.38

Входное устройство служит для оптимизации рабочего режима излучателя (например смещения светодиода на линейный участок вольт-амперной характеристики) и преобразования (усиления) внешнего сигнала. Входной блок должен обладать высоким КПД преобразования, высоким быстродействием, широким динамическим диапазоном допустимых входных токов (для линейных систем), малым значением «порогового» входного тока, при котором обеспечивается надежная передача информации по цепи.

Назначение оптической среды – передача оптического сигнала от излучателя к фотоприемнику, а также обеспечение механической целостности конструкции.

Принципиальная возможность управления оптическими свойствами среды, например с помощью использования электрооптических или магнитооптических эффектов, отражается введением в схему устройства управления. В этом случае получается оптрон с управляемым оптическим каналом, функционально отличающийся от «обычного» оптрона: изменение выходного сигнала может осуществляться как по входу, так и по цепи управления.

В фотоприемнике происходит восстановление информационного сигнала из оптического в электрический, при этом стремятся иметь высокую чувствительность и высокое быстродействие.

Выходное устройство призвано преобразовывать сигнал фотоприемника в стандартную форму, удобную для воздействия на последующие за оптроном каскады. Обязательной функцией выходного каскада является усиление сигнала, т. к. потери после двойного преобразования очень значительны. Часто функции усилителя выполняет и сам фотоприемник (например фототранзистор).

Общая структурная схема реализуется в каждом конкретном случае лишь частью блоков. В соответствии с этим выделяют три основные группы приборов оптронной техники: оптопары (элементарные оптроны); оптоэлектронные (оптронные) микросхемы (оптопары с добавлением выходного, а иногда и входного устройства); специальные виды оптронов – приборы, функционально и конструктивно существенно отличающиеся от элементарных оптронов и оптоэлектронных ИС.

В качестве элементов гальванической развязки оптроны применяются для связи блоков аппаратуры, между которыми имеется значительная разность потенциалов; для защиты входных цепей измерительных устройств от помех и наводок.

Другая важная область применения оптронов – оптическое, бесконтактное управление сильноточными и высоковольтными цепями; запуск мощных тиристоров, управление электромеханическими релейными устройствами.

Специфическую группу управляющих оптронов составляют резисторные оптроны, предназначенные для слаботочных схем коммутации в сложных устройствах визуального отображения информации, выполненных на электролюминесцентных (порошковых) индикаторах, мнемосхемах, экранах.

Создание «длинных» оптронов (приборов с протяженным гибким волоконно-оптическим световодом) открыло совершенно новое направление в применении изделий оптронной техники – связь на коротких расстояниях.

Различные оптроны (диодные, резисторные, транзисторные) находят применение и в чисто радиотехнических схемах модуляции, автоматической регулировки усиления и др.

Воздействие по оптическому каналу используется здесь для вывода схемы в оптимальный рабочий режим, для бесконтактной перестройки режима.

Возможность изменения свойств оптического канала при различных внешних воздействиях на него позволяет создать целую серию оптронных дат-

чиков: датчики влажности и загазованности, датчики наличия в объеме той или иной жидкости, датчики чистоты обработки поверхности предмета, скорости его перемещения.

Достаточно специфическим является использование оптронов в энергетических целях, т. е. работа диодного оптрона в фотовентильном режиме. В таком режиме фотодиод генерирует электрическую мощность в нагрузку и оптрон до определенной степени подобен маломощному вторичному источнику питания, полностью развязанному от первичной цепи.

Создание оптронов с фоторезисторами, свойства которых при освещении меняются по заданному сложному закону, позволяет моделировать математические функции и является шагом на пути создания функциональной оптоэлектроники.

Универсальность оптронов как элементов гальванической развязки бесконтактного управления, разнообразие и универсальность многих других функций являются причиной того, что сферами применения этих приборов стали вычислительная техника, автоматика, связанная и радиотехническая аппаратура, автоматизированные системы управления, измерительная техника, системы контроля и регулирования, медицинская электроника, устройства визуального отображения информации.

7.12. Элементная база оптронов

Элементную базу оптронов составляют фотоприемники и излучатели, а также оптическая среда между ними.

Функционально оптрон характеризуется в первую очередь видом фотоприемника.

В оптронах используются фотоприемники различных структур, чувствительные в видимой и ближней инфракрасной области, т. к. именно в этом диапазоне спектра имеются интенсивные источники излучения и возможна работа фотоприемников без охлаждения.

Наиболее универсальными являются фотоприемники с р-п-переходами. В большинстве случаев они изготавливаются на основе кремния и область их максимальной спектральной чувствительности находится вблизи $\lambda = 0,7 \dots 0,9$ мкм.

Требования, предъявляемые к излучателям: спектральное согласование с выбранным фотоприемником; высокая эффективность преобразования энергии электрического тока в энергию излучения; преимущественная направленность излучения; высокое быстродействие, простота и удобство возбуждения и модуляции излучения.

Основным наиболее универсальным видом излучения, используемым в оптронах, является полупроводниковый инжекционный светодиод.

Общими требованиями, предъявляемыми к иммерсионной оптической среде оптрона, являются: высокое значение показателя преломления; высокое значение удельного сопротивления, высокая критическая напряженность поля, достаточная теплостойкость, хорошая адгезия с кристаллами кремния и арсенида галлия, эластичность; механическая прочность.

Основным видом иммерсионной среды, используемой в оптронах, являются полимерные оптические клеи.

Кроме клеев используются вазелиноподобные, каучукоподобные оптические среды.

7.13. Параметры и характеристики оптопар и оптоэлектронных интегральных микросхем

Выделяются три основные группы изделий оптронной техники: оптопары, оптоэлектронные интегральные микросхемы и специальные типы оптронов.

Для наиболее распространенных оптопар используются следующие обозначения: Д – диодная, Т – транзисторная, Р – резисторная, У – тиристорная, 2Т – с составным фототранзистором, ДТ – диодно-транзисторная, 2Д (2Т) – диодная (транзисторная) дифференциальная.

Система параметров изделий оптронной техники базируется на системе параметров оптопар, которая формируется из четырех групп параметров и режимов.

Первая группа характеризует входную цепь оптопары (входные параметры), вторая – ее выходную цепь, третья – объединяет параметры, характеризующие степень воздействия излучателя на фотоприемник и связанные с этим особенности прохождения сигнала через оптопару как элемент связи (параметры передаточной характеристики), четвертая группа объединяет параметры гальванической развязки, значения которых показывают, насколько приближается оптопара к идеальному элементу развязки. Определяющими «оптронными» являются параметры передаточной характеристики и параметры гальванической развязки.

Важнейшим параметром диодной и транзисторной оптопар является коэффициент передачи тока.

Отсчетными уровнями при измерении параметров $t_{нар(сп)}$, $t_{зд}$, $t_{вкл(выкл)}$ обычно являются уровни 0,1 и 0,9, а полное время логической задержки сигнала определяется по уровню 0,5 амплитуды импульса.

Параметрами гальванической развязки оптопар являются: максимально допустимое пиковое напряжение между входом и выходом $U_{разв\ п\ max}$; максимально допустимое напряжение между входом и выходом $U_{разв\ max}$; сопротивление гальванической развязки $R_{разв}$; проходная емкость $C_{разв}$; максимально допустимая скорость изменения напряжения между входом и выходом

$\left(\frac{dU_{разв}}{dt} \right)_{max}$. Важнейшим является параметр $U_{разв\ max}$. Именно он определяет

электрическую прочность оптопары и ее возможность как элемента гальванической развязки.

7.13.1. Диодные оптопары

Диодные оптопары в большей степени, чем другие приборы, характеризуют уровень оптронной техники. По величине K_i можно судить о достигнутых КПД преобразования энергии в оптроне; значения временных параметров позволяют определить предельные скорости распространения информации. Подключение к диодной оптопаре тех или иных усилительных элементов весьма полезно и удобно, но тем не менее не может дать выигрыша ни по энергетике, ни по предельным частотам.

7.13.2. Транзисторные и тиристорные оптопары

Транзисторные оптопары рядом своих свойств выгодно отличаются от других видов оптронов. Это заключается прежде всего в схмотехнической гибкости, проявляющейся в том, что коллекторным током можно управлять как по цепи светодиода (оптически), так и по базовой цепи (электрически), а также в том, что выходная цепь может работать и в линейном, и в ключевом режимах. Механизм внутреннего усиления обеспечивает получение больших значений коэффициента передачи тока K_i , так что последующие усилительные каскады не всегда необходимы. Инерционность оптопары при этом не очень велика и для многих случаев вполне допустима. Выходные токи фототранзистора значительно выше, чем светодиода, что делает фототранзисторы пригодными для коммутации широкого круга электрических цепей.

Тиристорные оптопары наиболее перспективны для коммутации сильно-точных высоковольтных цепей: по сочетанию мощности, коммутируемой в нагрузке и быстродействию, они явно предпочтительнее T^2 -оптопар. Оптопары типа АОУ103 предназначены для использования в качестве бесконтактных ключевых элементов в различных радиоэлектронных схемах; в цепях управления, усилителях мощности, формирователях импульсов.

7.13.3. Резисторные оптопары

Резисторные оптопары принципиально отличаются от всех других видов оптопар физическими и конструктивно-технологическими особенностями, а также составом и значениями параметров.

В основе принципа действия фоторезистора, как уже упоминалось, лежит эффект фотопроводимости, т. е. изменения ее при освещении.

7.13.4. Дифференциальные оптопары для передачи аналогового сигнала

Передача аналоговой информации с помощью оптопары представляет собой важную задачу. В этом случае необходимо обеспечить линейность передаточной характеристики вход – выход. Лишь при наличии таких оптопар становится возможным непосредственное распространение аналоговой информации по гальваническим развязкам цепи без преобразования ее к цифровой форме.

Выполнение этой задачи, как показывает анализ различных оптопар, возможно только с помощью диодных оптопар, обладающих характерными частотными и импульсными характеристиками.

Сложность проблемы заключается, прежде всего, в узком диапазоне линейности передаточной характеристики и степени этой линейности у диодных оптопар.

7.14. Оптоэлектронные микросхемы и другие приборы оптронного типа

Оптоэлектронные микросхемы представляют собой один из наиболее широко применяемых, развивающихся, перспективных классов изделий оптронной техники. Это обусловлено полной электрической и конструктивной совместимостью оптоэлектронных микросхем, а также их более широким по сравнению с элементарными оптронами функциональными возможностями. Наибольшее распространение получили переключательные оптоэлектронные микросхемы.

Специальные виды оптронов резко отличаются от традиционных оптопар и оптоэлектронных микросхем. К ним относятся, прежде всего, оптроны с открытым оптическим каналом. В конструкции этих приборов между излучателем и фотоэлементом имеется воздушный зазор, так что, помещая в него те или иные механические преграды, можно управлять световым потоком и, следовательно, выходным сигналом оптрона. Таким образом, оптроны с открытым оптическим каналом выступают в качестве оптоэлектронных датчиков, фиксирующих наличие (или отсутствие) предметов, состояние их поверхности, скорость перемещения или поворота и др.

7.15. Сферы применения оптронов и оптронных схем

Оптроны и оптронные микросхемы эффективно применяются для передачи информации между устройствами, не имеющими замкнутых электрических связей. Традиционно сильными остаются позиции оптоэлектронных приборов в технике получения и отображения информации. Самостоятельное значение в этом направлении имеют оптронные датчики, предназначенные для контроля процессов и объектов, весьма различных по природе и назначениям. Заметно прогрессирует функциональная оптронная микросхемотехника, ориентированная на выполнение различных операций, связанных с преобразованием, накоплением и управлением информацией. Эффективной и полезной оказывается замена громоздких электромеханических изделий (трансформаторов, потенциометров, реле) оптоэлектронными приборами и устройствами. Достаточно специфическим является использование оптронных элементов в энергетических целях.

7.15.1. Передача информации

На рис. 7.39 приведена схема межблочной гальванической развязки.

При передаче информации оптопары используют в качестве элементов связи и, как правило, не несут самостоятельной функциональной нагрузки. Их

применение позволяет осуществить весьма эффективную гальваническую развязку устройств управления и нагрузки, действующих в различных электрических условиях и режимах. С введением оптронов резко повышается помехоустойчивость каналов связи; практически устраняются «паразитные» взаимодействия по цепям «земли» и питания. Представляет интерес надежное и рациональное согласование цифровых интегральных устройств с разнородной элементной базой (ТТЛ, ЭСЛ, И²Л, КМОП и т. п.).

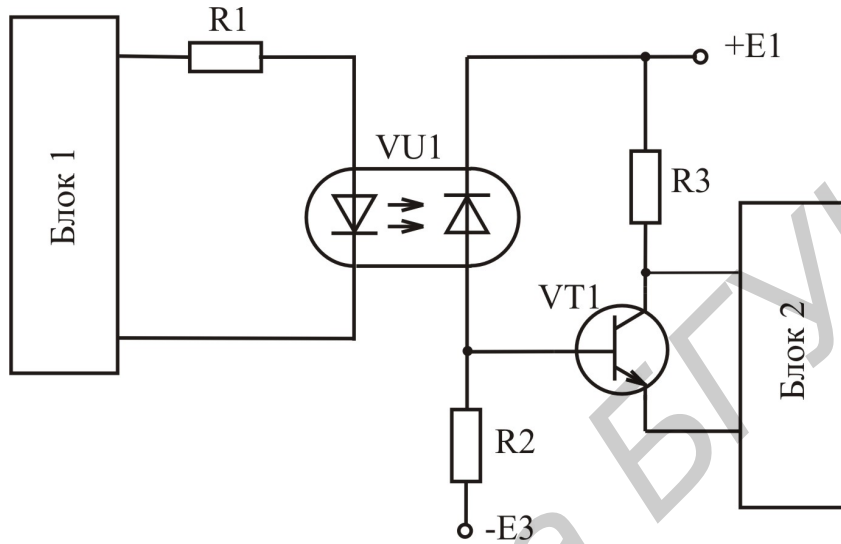


Рис. 7.39

Схема согласования элемента транзисторно-транзисторной логики (ТТЛ) с интегральным устройством на МДП-транзисторах построена на транзисторном оптроне (рис. 7.40). В данной схеме светодиод оптрона возбуждается током, достаточным для насыщения транзистора и уверенного управления устройством на МДП-транзисторах.

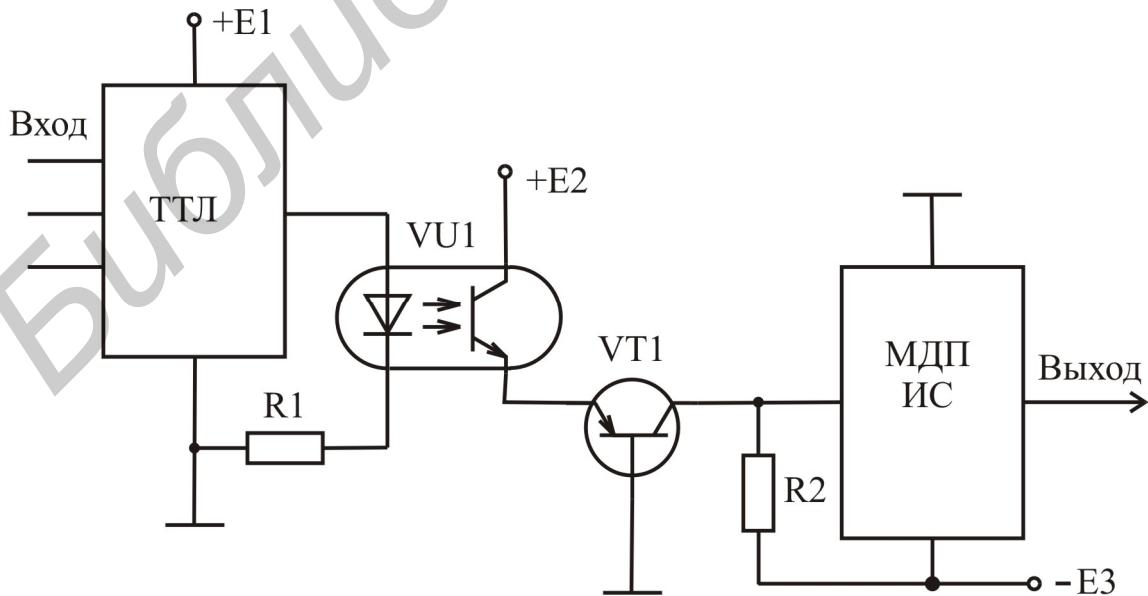


Рис. 7.40

Оптические связи активно используются в телефонных устройствах и системах. С помощью оптронов технически несложными средствами удается подключить к телефонным линиям микроэлектронные устройства, предназначенные для вызова, индикации, контроля и других целей. Введение оптических связей в электронную измерительную аппаратуру кроме полезной гальванической развязки исследуемого объекта и измерительного прибора позволяет резко уменьшить влияние помех, действующих по цепям заземления и питания.

Значительный интерес представляют возможность и опыт использования оптоэлектронных приборов и устройств в биомедицинской аппаратуре. Оптроны позволяют надежно изолировать больного от действия высоких напряжений, имеющих, например, в электрокардиографических приборах.

Бесконтактное управление мощными, высоковольтными цепями по оптическим каналам весьма удобно и безопасно в сложных технических режимах, характерных для любых устройств и комплексов промышленной электроники. В этой области преобладающая роль принадлежит тиристорным оптронам (рис. 7.41), где представлена схема коммутации нагрузки переменного тока.

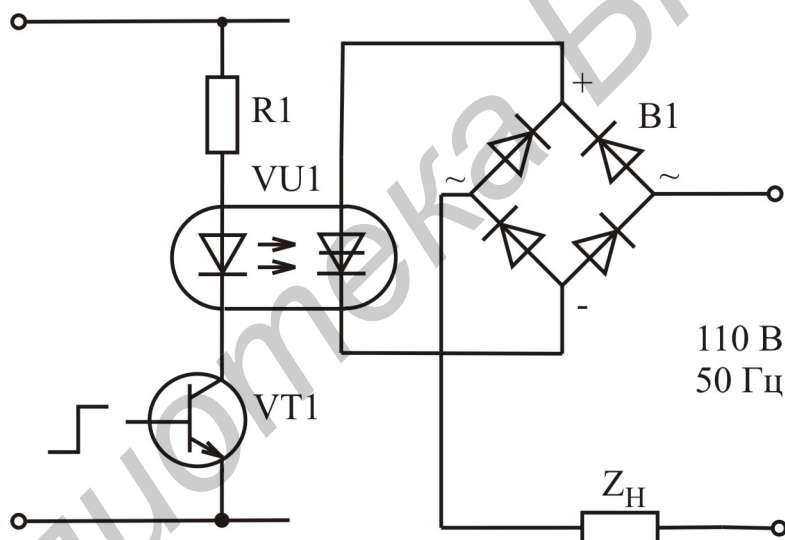


Рис. 7.41

7.15.2. Получение и отображение информации

Оптроны, оптоэлектронные микросхемы занимают прочные позиции в бесконтактной технике оперативного получения и точного отображения информации о характеристиках и свойствах весьма различных процессов и объектов. В этом плане уникальными являются оптроны с открытым оптическим каналом. Среди них оптоэлектронные прерыватели, реагирующие на пересечение оптического канала непрозрачными объектами, и отражательные оптроны, у которых воздействие светоизлучателей на фотоприемник всецело связано с отражением излучаемого потока от внешних объектов.

Схема оптоэлектронного датчика приведена на рис. 7.42.

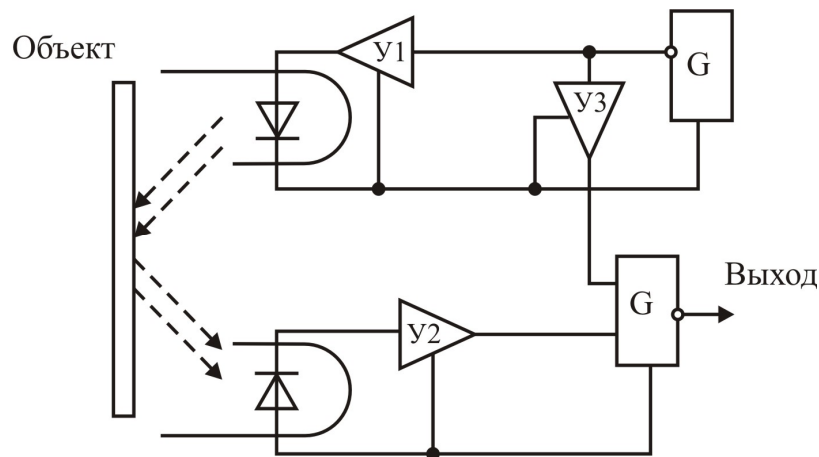


Рис. 7.42

Оптроны подобного типа эффективно используются для регистрации предметов и объектов. При такой регистрации, характерной для устройств автоматического контроля и счета объектов, а также для обнаружения и индикации различного рода дефектов и отказов, важно четко определить местонахождение объекта или отразить факт его существования.

7.15.3. Контроль электрических процессов

Мощность излучения, генерируемая светодиодом, и уровень фототока, возникающего в линейных цепях с фотоприемниками, прямо пропорциональны току электрической проводимости излучения. Таким образом, по оптическим (бесконтактным, дистанционным) каналам можно получить вполне определенную информацию о процессах в электрических цепях, гальванически связанных с излучателем. Особенно эффективным оказывается использование светоизлучателей оптронов в качестве датчиков электрических изменений в высоковольтных цепях. Четкая информация о подобных изменениях важна для оперативной защиты источников и потребителей энергии от электрических перегрузок.

Успешно применяются оптроны в высоковольтных стабилизаторах напряжения (рис. 7.43), где они создают оптические каналы отрицательных обратных связей.

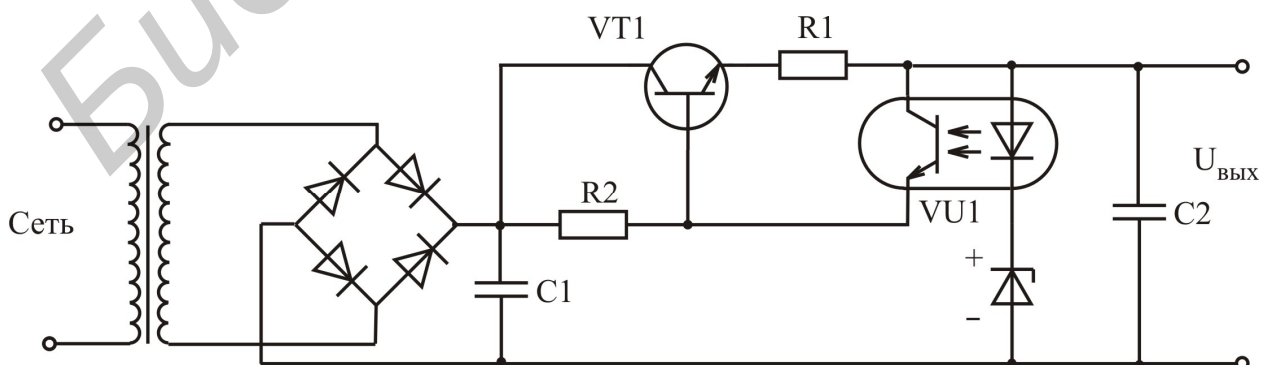


Рис. 7.43

Приведенный стабилизатор относится к устройству последовательного типа, причем регулирующим элементом является биполярный транзистор, а приемный стабилитрон действует как источник опорного (эталонного) напряжения. Сравнивающим элементом является светодиод. Если выходное напряжение в схеме возрастает, то увеличивается и ток проводимости светодиода. Фототранзистор оптрона воздействует на транзистор, подавляя возможную нестабильность выходного напряжения.

7.15.4. Замена электромеханических изделий

В комплексе технических решений, ориентированных на повышение эффективности и качества устройств автоматики, радиотехники, электросвязи, промышленной и бытовой электроники, целесообразной и полезной мерой является замена электромеханических изделий (трансформаторов, реле, потенциометров, реостатов, кнопочных и клавишных переключателей) более компактными, долговечными, быстродействующими аналогами. В этом направлении ведущая роль принадлежит оптоэлектронным приборам и устройствам. Управление компактными и быстродействующими оптоэлектронными трансформаторами, переключателями реле уверенно осуществляется с помощью интегральных микросхем цифровой техники без специальных средств электрического согласования.

На рис. 7.44 приведена схема оптоэлектронного трансформатора.

В энергетическом режиме оптрона используются в качестве вторичных источников ЭДС и тока. Хотя КПД оптронных преобразователей невелик, однако возможность введения дополнительного источника напряжения или тока в любую цепь устройства без гальванической связи с первичным источником питания позволяет разработчику решать нестандартные технические задачи.

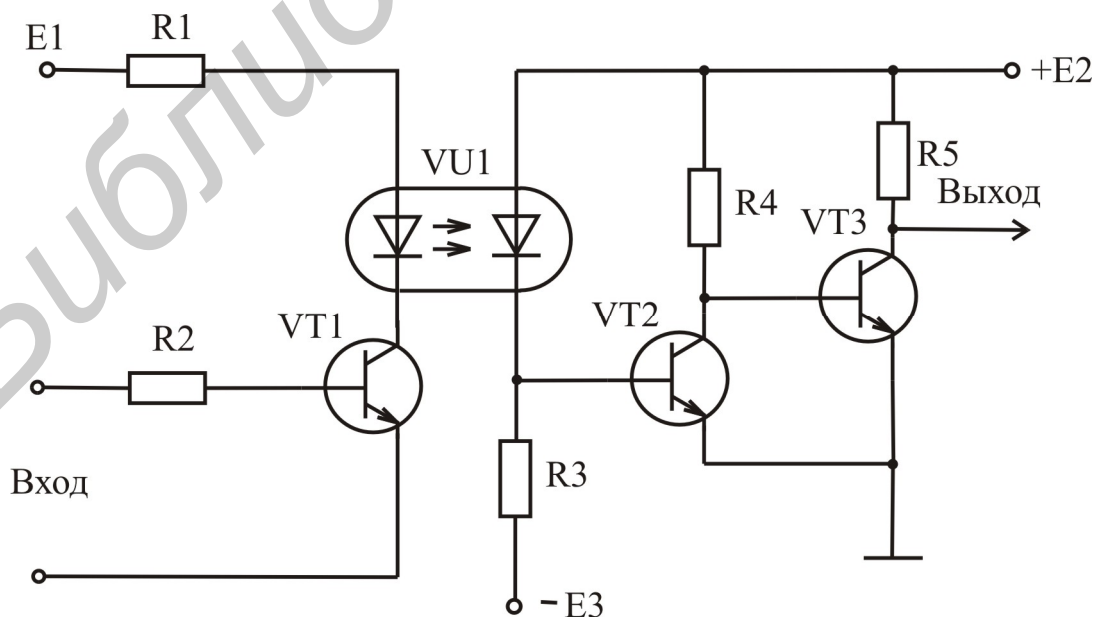


Рис. 7.44

8. ШУМЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

Токи и напряжения в цепях электронных приборов подвержены случайным изменениям, называемым шумами. Шумы присущи всем электронным приборам. Причины возникновения шумов различны: спонтанные флуктуации скоростей генерации и рекомбинации носителей заряда; захват носителей ловушками; случайные распределения носителей по электродам прибора; флуктуации скоростей диффузии; плотности носителей и др. Шумы приборов ограничивают нижний предел сигналов, которые можно обнаружить, измерить, усилить, т. е. шумами определяется пороговая чувствительность прибора. Частотный спектр шума всегда превышает диапазон рабочих частот прибора.

Несмотря на их малость, именно они определяют в большинстве случаев возможность применения приборов в ряде телекоммуникационных и радиотехнических устройств. В усилителях и преобразователях частоты, используемых во входных каскадах радиоприемников, уровень шумов определяет чувствительность последних, а в усилителях мощности и автогенераторах, применяемых в передающих устройствах, шумы, приводя к флуктуации фазы (частоты) и амплитуды колебаний, вызывают ошибки в передаче информации, что ограничивает потенциал системы в целом.

Поэтому к уровню шумов электронных приборов предъявляются определенные требования.

Рассмотрим основные источники и виды шумов в полупроводниковых приборах.

8.1. Тепловые шумы

Хаотическое тепловое движение микрочастиц в кристаллической решетке полупроводника является основной причиной шумов в полупроводниковых приборах. Тепловые шумы возникают не только во внешних цепях, но и в резистивных областях самих приборов. Это происходит в базе биполярного транзистора, в канале полевого транзистора.

Хаотическое тепловое движение подвижных носителей заряда создает на этих сопротивлениях шумовое напряжение $U_{шт}$. Так как в биполярных транзисторах объемное сопротивление базы r_b' значительно больше сопротивления эмиттера и коллектора, то в соответствии с формулой Найквиста среднее квадратическое значение напряжения определяется выражением

$$\overline{U_{шт}^2} = 4k \cdot T \cdot r_b' \cdot \Delta f, \quad (8.1)$$

где k – постоянная Больцмана;

T – абсолютная температура;

Δf – полоса частот, в которой определяется шумовое напряжение.

В полевых транзисторах сопротивление канала является наибольшим, поэтому

$$\overline{U_{шт}^2} = 4k \cdot T \cdot R_k \cdot \Delta f, \quad (8.2)$$

где R_k – сопротивление канала.

8.2. Дробовые шумы

При прохождении носителей через потенциальные барьеры эмиттерного и коллекторного переходов, а также обратно смещенного р-п-перехода затвор-канал в полевых транзисторах возникают дробовые шумы. Эти шумы описываются формулой Шотки:

$$I_{\text{ш др}}^2 = 2q \cdot I_0 \cdot \Delta f, \quad (8.3)$$

где I_0 – постоянный ток.

В полевом транзисторе

$$I_{\text{ш др}}^2 = 2q \cdot I_3 \cdot \Delta f. \quad (8.4)$$

Как следует из приведенных выражений, интенсивность тепловых и дробовых шумов не зависит от частоты и имеет равномерный характер.

8.3. Шумы токораспределения

В биполярных транзисторах в процессе распределения эмиттерного тока $I_Э$ между коллектором и базой возникают шумы токораспределения.

Шумовой ток, возникающий при токораспределении, протекает в цепях коллектора и базы и определяется выражением

$$I_{\text{ш тр}}^2 = 2q \cdot \alpha \cdot I_Э (1 - \alpha) \Delta f. \quad (8.5)$$

8.4. Избыточные шумы

На низких частотах в полупроводниковых приборах проявляются значительные шумы, обусловленные флуктуациями поверхностной проводимости кристалла. Они называются избыточными или шумами мерцания.

Интенсивность избыточных шумов можно описать соотношением

$$I_{\text{ш изб}}^2 = A f^{-m} \Delta f, \quad (8.6)$$

где A – коэффициент, зависящий от типа материала, $m = 0,9 \dots 1,5$.

Избыточные шумы с ростом частоты быстро уменьшаются.

8.5. Коэффициент шума

В качестве шумового параметра транзисторов выбирается коэффициент шума $K_{\text{ш}}$, представляющий отношение мощности шумов на выходе транзистора $P_{\text{ш вых}}$ к той ее части, которая создается за счет усиления собственных шумов генератора сигнала $P_{\text{ш г}}$:

$$K_{\text{ш}} = \frac{P_{\text{ш вых}}}{K_{\text{р}} P_{\text{ш г}}} \quad \text{или} \quad K_{\text{ш}} = 10 \lg \frac{P_{\text{ш вых}}}{K_{\text{р}} P_{\text{ш г}}}, \quad \text{дБ}, \quad (8.7)$$

где $K_{\text{р}}$ – коэффициент усиления транзистора по мощности.

Уровень шумов практически не зависит от схемы включения. Коэффициент шума зависит от внутреннего сопротивления входного источника и частоты. В технических условиях низкочастотный коэффициент шума обычно определяется на частоте 1 кГц при сопротивлении входного источника $R_{вх} = 500 \dots 1000$ Ом. Типичное значение низкочастотного коэффициента шума биполярных транзисторов лежит в пределах 10...20 дБ, а для «малошумящих» $K_{ш} = 6 \dots 10$ дБ. При увеличении внутреннего сопротивления входного источника повышается шумовое напряжение и коэффициент шума увеличивается. По этой причине биполярные транзисторы нецелесообразно использовать во входных цепях высокочувствительных измерительных устройств и в высококачественных усилителях звукозаписи, имеющих высокоомный источник усиливаемых колебаний.

Шумы полевых транзисторов, работающих с основными носителями, имеют меньший уровень, чем шумы биполярных транзисторов. В малошумящих полевых транзисторах удастся получить коэффициент шума до 0,5 дБ. Основной причиной уменьшения шума является отсутствие в них рекомбинации носителей. В целом полевые транзисторы имеют преимущества перед биполярными транзисторами по шумовым свойствам. Благодаря малой величине шумового тока, полевые транзисторы особенно пригодны для усиления сигналов источников с высоким внутренним сопротивлением.

9. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ПРИБОРАХ СВЧ

9.1. Диапазон сверхвысоких частот и его особенности

Согласно рекомендациям Международного консультативного комитета по радио весь спектр электромагнитных колебаний делится на ряд диапазонов, каждый из которых находится в пределах $(0,3...3) \cdot 10^N$ ГГц, где N – порядковый номер диапазона. К сверхвысоким частотам принято относить частоты 9, 10, 11, 12 – диапазонов.

Эти диапазоны имеют следующие названия и частотные границы:

$N = 9$ ультравысокие частоты (УВЧ, UHF) $0,3...3$ ГГц;

$N = 10$ сверхвысокие частоты (СВЧ, SHF) $3...30$ ГГц;

$N = 11$ крайне высокие частоты (КВЧ, EHF) $30...300$ ГГц;

$N = 12$ гипервысокие частоты (ГВЧ, HNF) $300...3000$ ГГц.

Граничным частотам приведенных диапазонов соответствуют определенные значения длин волн, которые можно определить по формуле

$$\lambda = c/f = 30/f, \quad (9.1)$$

где λ – длина волны, см;

c – скорость распространения света;

f – частота, ГГц.

Если определять колебания не частотами, а длинами волн, то диапазону УВЧ соответствуют дециметровые волны (ДМВ), $\lambda = 10...1$ дм; СВЧ – сантиметровые волны (СМВ), $\lambda = 10...1$ см; КВЧ – миллиметровые волны (ММВ), $\lambda = 10...1$ мм, а ГВЧ – децимиллиметровые волны (ДММВ), $\lambda = 1...0,1$ мм.

Ввиду большой общности свойств этих диапазонов, а также общности принципов построения приборов и устройств этих диапазонов их принято считать единым диапазоном сверхвысоких частот (СВЧ). Электромагнитные колебания СВЧ-диапазона обладают рядом важных физических особенностей. Рассмотрим некоторые из них.

В диапазоне СВЧ существует возможность создания узконаправленного излучения при сравнительно небольших геометрических размерах антенн. Это позволяет осуществлять направленную передачу сигналов, достоинством которой являются снижение взаимных помех, увеличение дальности действия радиосистем, скрытность передачи, высокая точность радиолокационного определения координат объектов и др.

Огромная ширина диапазона СВЧ позволяет разместить в нем большое число каналов связи, использовать широкополосные помехоустойчивые виды модуляции. Это дает возможность осуществлять высококачественную передачу телефонных и телевизионных сигналов, передавать с большой скоростью цифровую информацию компьютерных сетей.

В диапазоне СВЧ мал уровень промышленных и атмосферных помех, условия распространения радиоволн СВЧ-диапазона не зависят от смены времени

суток и сезонов года. В связи с этим минимальный уровень принимаемых сигналов в диапазоне СВЧ практически определяется собственными шумами приемных устройств.

Электромагнитные колебания части СВЧ-диапазона (приблизительно 30...3 см) проходят с малым затуханием сквозь толщу атмосферы Земли. Это позволяет использовать СВЧ-диапазон для связи с космическими объектами, передачи информации через спутники связи, в радиоастрономии.

Увеличение частоты колебаний ведет к пропорциональному увеличению кванта энергии, и в диапазоне СВЧ квант энергии соизмерим с энергиями возбуждения и ионизации атомов и молекул различных веществ. Это свойство волн СВЧ-диапазона привело к развитию новых отраслей науки – радиоспектроскопии и квантовой радиофизики.

СВЧ-колебания хорошо поглощаются многими диэлектрическими материалами, парами воды. На этом свойстве СВЧ-энергии основаны СВЧ-нагрев и сушка материалов, использование СВЧ-энергии в пищевой промышленности, быту, с целью ускоренного приготовления пищи, пастеризации, стерилизации и обезвоживания пищевых продуктов.

Волны СВЧ-диапазона применяются в медицине для прогрева тканей организма (диатермия), в фармакологической технологии. СВЧ-колебания могут оказывать специфическое воздействие на процессы в живых клетках, что также используется в медицине и для биологических исследований.

Некоторые физические особенности колебаний диапазона СВЧ, обеспечивающие их широкое применение в различных областях науки и техники, создают определенные трудности при создании СВЧ-устройств и приборов.

В диапазоне СВЧ длина волны становится соизмеримой с размерами элементов цепей, что приводит к обычно не контролируемым излучениям элементов схем, создающих нежелательные связи между элементами и увеличивающих потери энергии за счет излучения. Увеличение частоты колебаний приводит к росту потерь в диэлектрических материалах, используемых в конструкции СВЧ-устройств. Рост потерь в диапазоне СВЧ связан также с характером протекания токов по проводникам. Если на постоянном токе и на низких частотах плотность тока по поперечному сечению проводника постоянна, то при значительном увеличении частоты ток в основном будет протекать в тонком поверхностном слое проводника. Это явление называется скин-эффектом. При этом плотность тока экспериментально уменьшается от своего максимального значения на поверхности вглубь проводника. Толщину поверхности слоя (скин-слоя) полагают равной такой толщине, на которой плотность тока уменьшается в e раз ($e = 2,72$ – основание натурального логарифма).

Толщина скин-слоя определяется выражением

$$\delta = 66\sqrt{G_M/G}/\sqrt{f} \text{ [мкм]}, \quad (9.2)$$

где $G_M = 3,8 \times 10^7$ См/м – удельная проводимость меди;

G – удельная проводимость рассматриваемого материала;

f – частота в МГц.

Наличие скин-эффекта приводит к росту сопротивления проводников с увеличением частоты тока, протекающего через проводник.

Для уменьшения потерь энергии в диапазоне СВЧ используют специальные изоляционные материалы с малыми потерями, а также уменьшают активное сопротивление проводников с помощью увеличения их поверхности, улучшения чистоты обработки поверхности проводников, применения покрытий материалами с низкой удельной проводимостью (серебро, золото).

Для устранения потерь на излучение конструкции элементов схем СВЧ-диапазона и электронных приборов должны быть изменены так, чтобы электромагнитные поля их полностью находились внутри замкнутых металлических объемов.

Особенностью диапазона СВЧ является характер передачи энергии электромагнитных колебаний. В диапазоне СВЧ используют линии передачи энергии, которые либо ограничивают пространство, где распространяется энергия (волноводы, коаксиальные линии, полосковые линии), либо задают направление распространения энергии (двухпроводные линии передачи).

В связи с обширным применением колебаний СВЧ необходим большой арсенал приборов СВЧ, отличающихся разнообразием выполняемых функций, различием требований к техническим характеристикам.

Перекрытие всего диапазона СВЧ достигается использованием большого количества видов приборов СВЧ, отличающихся между собой по используемым физическим принципам, устройству.

9.2. Классификация приборов СВЧ

Приборы СВЧ предназначены для усиления, генерирования и преобразования частоты электромагнитных колебаний СВЧ-диапазона. С принципиальной точки зрения процессы генерирования и усиления заключаются в преобразовании энергии источника питания в энергию электромагнитных колебаний. В зависимости от способа преобразования энергии различают электронные приборы СВЧ и квантовые приборы. В электронных приборах СВЧ происходит преобразование электрической энергии источников постоянного или импульсного напряжения в энергию СВЧ-колебаний при помощи потока свободных электронов, выполняющих роль посредника при передаче энергии, полученной от источника питания, электромагнитным колебаниям СВЧ. Передача энергии осуществляется в процессе движения электронов против сил торможения, создаваемых переменным электрическим СВЧ-полем, связанным с колебательной системой.

В квантовых приборах в энергию электромагнитных колебаний СВЧ преобразуется внутренняя энергия атомов (ионов, молекул). Электроны, участвующие в процессе преобразования энергии, остаются связанными со своими атомами. Передача энергии от источника питания происходит в результате изменения квантовых состояний того или иного ансамбля частиц, входящих в состав вещества.

В настоящее время разработано и используется большое количество приборов СВЧ, отличающихся как принципом действия, так и областью применения.

Все современные приборы СВЧ можно разделить на две большие группы по виду среды, в которой происходят процессы, приводящие к генерации и усилению СВЧ-колебаний. К первой группе принадлежат приборы, внутри которых для нормальной работы необходим высокий вакуум. Приборы этой группы называются электровакуумными приборами СВЧ (ЭВП СВЧ). Ко второй группе отнесем приборы, в которых процессы происходят не в вакууме, а в веществе. Во вторую группу входят полупроводниковые приборы СВЧ, рабочей средой которых является объем легированного полупроводника, и квантовые приборы СВЧ, рабочим веществом в которых может быть диэлектрик или газ.

По характеру энергообмена ЭВП СВЧ могут быть разделены на приборы типов О и М.

Приборы СВЧ О-типа (от франц. l'onde – волна) – это приборы, в которых происходит преобразование кинетической энергии электронов в энергию СВЧ-поля в результате торможения электронов этим полем. Магнитное поле в таких приборах или не используется совсем, или применяется только для целей фокусировки электронного потока и не имеет принципиального значения для процесса преобразования энергии электронов в энергию электромагнитных колебаний СВЧ. Характерной особенностью этих приборов является использование продольных статических электрических и магнитных полей. Движение электронов в таких приборах происходит по прямолинейным траекториям.

В приборах М-типа (магнетронного типа), которые еще также называются приборами со скрещенными полями, движение электронов происходит во взаимно перпендикулярных (скрещенных) статических электрическом и магнитном полях.

Траектории электронов в приборах М-типа имеют криволинейный вид. В процессе своего движения электроны, сохраняя кинетическую энергию, непрерывно смещаются в область с более высоким потенциалом, тем самым передавая часть своей потенциальной энергии СВЧ-полю.

По длительности взаимодействия электронов с полем СВЧ ЭВП СВЧ подразделяются на приборы с кратковременным (прерывистым) взаимодействием и приборы с длительным (непрерывным) взаимодействием. Приборы с кратковременным взаимодействием одновременно являются приборами О-типа. Приборы с длительным взаимодействием могут быть как О-типа, так и М-типа.

По виду управления электронным потоком ЭВП СВЧ подразделяются на приборы с электростатическим и динамическим управлением.

В классе полупроводниковых приборов СВЧ принято выделять группу СВЧ-транзисторов и группу диодов с отрицательным сопротивлением.

Квантовые приборы удобно разделить на две группы в соответствии с диапазоном рабочих частот. Квантовые приборы СВЧ-диапазона называют «мазерами» (сокращение английской фразы Microwave amplification by stimu-

lated emission of radiation, переводимой, как усиление микроволн (СВЧ-колебаний) с помощью вынужденного излучения). Квантовые приборы в оптическом диапазоне получили название оптических квантовых генераторов (ОКГ) или «лазеров». Термин лазер образован заменой буквы «м» в слове мазер на «л» – начальную букву английского слова light (свет).

На рис. 9.1 приведена общая классификация приборов СВЧ, предназначенных для генерирования и усиления колебаний СВЧ-диапазона.

9.3. Параметры приборов СВЧ

Электрические и эксплуатационные свойства приборов СВЧ достаточно подробно оцениваются совокупностью параметров, которые позволяют сравнивать приборы различных типов и конструкций одинакового назначения, производить выбор приборов для применения в аппаратуре, контролировать приборы в процессе производства.

Система параметров СВЧ состоит из большого количества основных и дополнительных электрических параметров, а также параметров режима эксплуатации.

Рассмотрим основные параметры генераторных приборов СВЧ.

Выходная мощность. Под выходной мощностью прибора понимается минимальное значение мощности (непрерывной или импульсной) $P_{\text{ВЫХ}}$, выделяемой на согласованной нагрузке в рабочем диапазоне частот. По величине выходной мощности генераторы СВЧ подразделяются на генераторы малой мощности $P_{\text{ВЫХ}} < 1$ Вт, генераторы средней мощности $P_{\text{ВЫХ}} = 1 \dots 100$ Вт, генераторы большой мощности $P_{\text{ВЫХ}} > 100$ Вт. В общем случае выходная мощность генераторов СВЧ уменьшается с увеличением частоты генерируемых колебаний. Это связано с физическими процессами работы генераторов.

Коэффициент полезного действия (КПД):

$$\eta = P_{\text{ВЫХ}} / P, \quad (9.3)$$

определяется, как отношение выходной мощности прибора к мощности, потребляемой от источников питания P . Часто используется понятие электронного КПД:

$$\eta_e = P_{\text{ВЫХ}} / P_0, \quad (9.4)$$

определяемого отношением выходной мощности к мощности электронного потока:

$$P_0 = I_0 U_0,$$

где I_0 – ток луча прибора;

U_0 – ускоряющее напряжение.

Величина КПД имеет огромное значение для приборов большой выходной мощности, определяя эффективность применения прибора, а также возможность его осуществления. Для приборов малой мощности КПД как параметр обычно не используется. Его величина оказывается существенной не столько с точки зрения экономии энергии источников питания, сколько с точки зрения теплового режима прибора. КПД приборов СВЧ в зависимости от типа прибора может принимать значения от долей процента до десятков процентов.

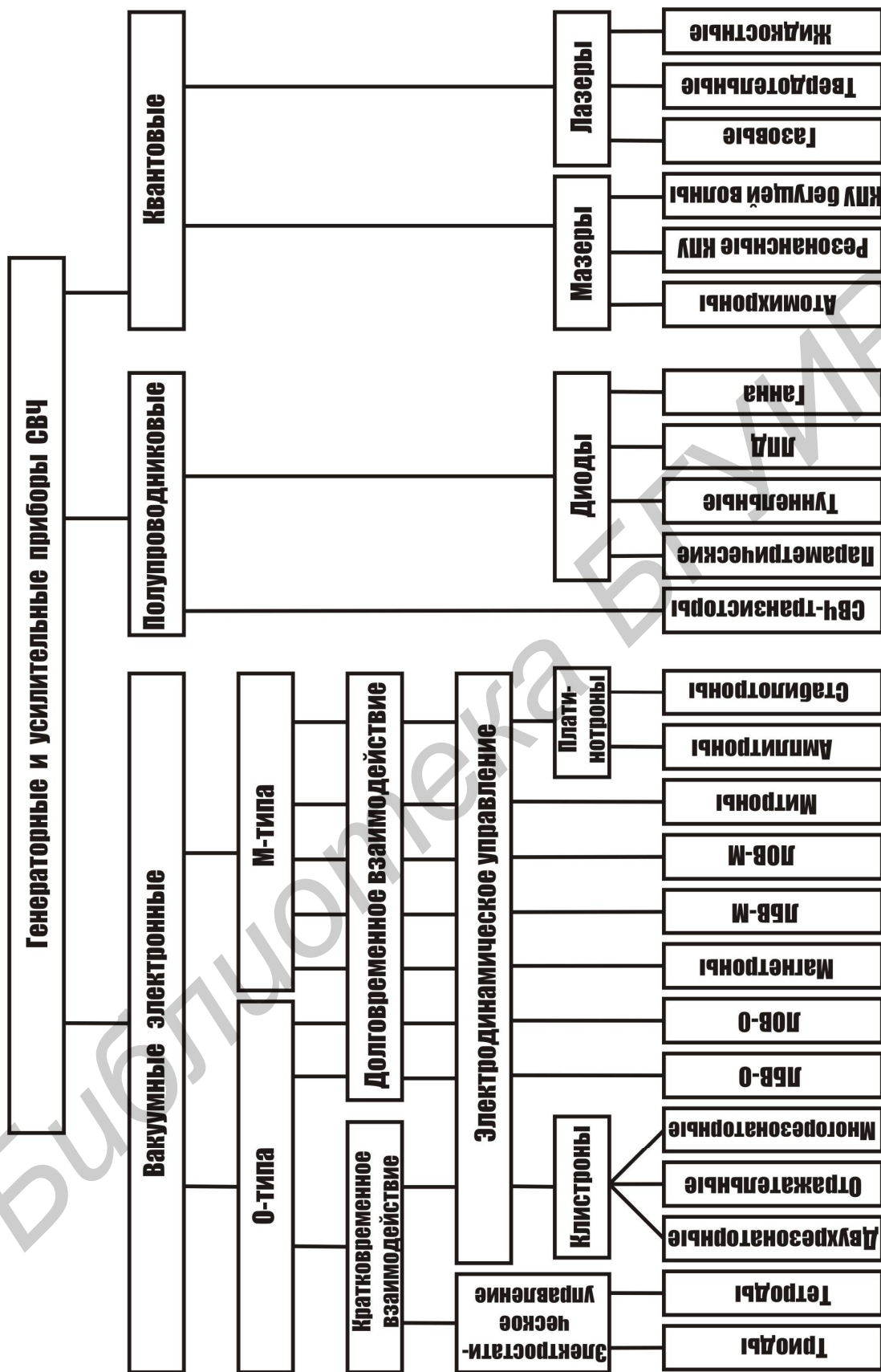


Рис. 9.1

Рабочий диапазон частот. Под рабочим диапазоном частот понимается интервал частот, в котором прибор обеспечивает выходную мощность и другие параметры не хуже величин, указанных в технической документации и гарантируемых заводом-изготовителем.

Для генераторов с фиксированной частотой рабочий диапазон частот означает, что прибор данного типа при изготовлении может быть настроен на любую частоту в указанном диапазоне. Под рабочим диапазоном частот для перестраиваемых генераторов понимается диапазон, в котором могут изготавливаться приборы этого типа с указанным диапазоном перестройки частоты. Ширина рабочего диапазона частот, как правило, характеризуется абсолютными единицами частоты:

$$\Delta f_p = f_{p \max} - f_{p \min}, \quad (9.5)$$

где $f_{p \max}$, $f_{p \min}$ – максимальная и минимальная граничные частоты рабочего диапазона (МГц, ГГц).

Диапазон перестройки частоты. Перестройка частоты в генераторных приборах СВЧ может осуществляться механическим и электрическим путем. Диапазоном перестройки частоты считают интервал частот, в котором параметры генератора сохраняются в заданных пределах при его перестройке органами механической перестройки Δf_M или управляющими сигналами электрической или электронной перестройки $\Delta f_{эл}$.

Ширина диапазона перестройки частоты численно характеризуется либо абсолютными значениями частоты:

$$\Delta f_M (\Delta f_{эл}) = f_{\max} - f_{\min} \quad (\text{МГц, ГГц}),$$

либо относительной величиной:

$$\Delta f_M (\Delta f_{эл}) (\%) = \frac{2(f_{\max} - f_{\min})}{f_{\max} + f_{\min}} 100. \quad (9.6)$$

Для очень широких диапазонов перестройки частоты удобнее пользоваться коэффициентом перекрытия диапазона

$$\delta_{\Pi} = f_{\max} / f_{\min}. \quad (9.7)$$

При перестройке частоты генерируемых колебаний в пределах рабочего диапазона наблюдается изменение мощности, характер которого в частотном диапазоне зависит от вида генератора и способа перестройки частоты.

Степень неравномерности выходной мощности при перестройке частоты генераторов обычно оценивается величиной перепада выходной мощности $P_{\text{вых}}$ в диапазоне перестройки:

$$P_{\text{вых}} = 10 \lg(P_{\text{вых макс}} / P_{\text{вых мин}}) \quad [\text{дБ}], \quad (9.8)$$

где $P_{\text{вых макс}}$ и $P_{\text{вых мин}}$ – максимальное и минимальное значения выходной мощности в диапазоне перестройки частоты.

Механическая перестройка может обеспечить изменение частоты в широких пределах (до октавы и более) $\delta_{\Pi} \geq 2$ при небольших перепадах выходной мощности в диапазоне перестройки, но является очень инерционной.

Электрическая перестройка частоты СВЧ-генераторов производится изменением управляющего напряжения на реактивных элементах, входящих в состав колебательной системы генератора, емкость либо индуктивность которых зависит от приложенного к ним напряжения (тока). Возможен способ перестройки частоты генерируемых колебаний путем изменения напряжения питания прибора СВЧ. Электрическая перестройка частоты малоинерционна, скорость перестройки частоты может достигать значений $1 \dots 10$ ГГц/мкс и более. Диапазон электрической перестройки в отдельных видах приборов СВЧ может превышать октаву.

Спектральная плотность шумов характеризует стабильность амплитуды и частоты колебаний генератора СВЧ, изменяющихся под действием внутренних и внешних дестабилизирующих факторов.

Медленно действующие факторы (изменение температуры окружающей среды, дрейф напряжения источников питания, старение элементов) влияют на долговременную стабильность колебаний.

Кратковременная нестабильность колебаний проявляется в виде быстрых изменений мощности и частоты генератора относительно средних значений. Эти отклонения могут иметь хаотический или периодический характер и носят название амплитудных и частотных шумов. Частотные и амплитудные шумы вызывают нарушение монохроматичности колебаний генераторов, т. е. спектр колебаний генератора занимает некоторую полосу частот. Уровень амплитудных шумов генератора оценивают относительной спектральной плотностью амплитудных шумов:

$$N_{\text{ш ам}} = 10 \lg(P_{\text{ш ам}}/P_0) \text{ [дБ/Гц]}, \quad (9.9)$$

где $P_{\text{ш ам}}$ – спектральная плотность мощности шума, т. е. мощность, излучаемая на частоте $f_0 + F$ в полосе частот 1 Гц;

P_0 – выходная мощность генератора.

Здесь f_0 – частота генератора;

F – отстройка от несущей.

Частотные шумы генератора оценивают спектральной плотностью флуктуаций частоты, которая выражает зависимость среднего квадрата флуктуаций частоты в полосе 1 Гц на расстоянии F от частоты автоколебаний f_0 . Спектральная плотность частотных шумов имеет размерность $\text{Гц}^2 / \text{Гц}$. Часто спектральную плотность частотных шумов, как и спектральную плотность амплитудных шумов, выражают в децибелах на герц полосы частот.

Величины частотных и амплитудных шумов СВЧ-генераторов самые большие вблизи частоты автоколебаний f_0 , а по мере удаления от нее значения этих шумов значительно уменьшаются.

Усилительные приборы СВЧ-диапазона описываются следующими основными параметрами.

Коэффициент усиления по мощности K_p обычно выражается в децибелах и определяется отношением

$$K_p = 10 \lg(P_{\text{ВЫХ}}/P_{\text{ВХ}}) \text{ [дБ]}, \quad (9.10)$$

где $P_{\text{ВЫХ}}$, $P_{\text{ВХ}}$ – выходная и входная мощности усилителя.

Величина коэффициента усиления зависит от величины входной мощности, частоты сигнала, электрического режима прибора и некоторых других факторов.

Полоса пропускания – это интервал частот Δf , в котором коэффициент усиления снижается не более чем на 3 дБ от своего максимального значения. Величина полосы пропускания определяется либо в абсолютных единицах:

$$\Delta f = f_{\text{max}} - f_{\text{min}} \text{ [МГц, ГГц]},$$

либо относительно средней частоты диапазона:

$$\Delta f = \frac{2(f_{\text{max}} - f_{\text{min}})}{f_{\text{max}} + f_{\text{min}}} \cdot 100 \text{ [\%]}.$$

Необходимое значение полосы пропускания определяется характером сигнала: наибольшее значение требуется для передачи импульсных СВЧ-сигналов $\Delta f = 1,3/t$, где t – длительность импульса, а наименьшее значение – для передачи немодулированного сигнала.

Коэффициент шума показывает, во сколько раз отношение мощности сигнала к мощности шума на входе усилителя больше этого отношения на его выходе, т. е.

$$K_{\text{ш}} = \frac{P_{\text{ВХ}}/P_{\text{ш ВХ}}}{P_{\text{ВЫХ}}/P_{\text{ш ВЫХ}}}. \quad (9.11)$$

Очевидно, что коэффициент идеального усилителя равен 1. Коэффициент шума выражают в относительных единицах или децибелах:

$$K_{\text{ш}} = 10 \lg(K_{\text{ш}}) \text{ [дБ]}. \quad (9.12)$$

Для характеристики усилителей с низким значением коэффициента шума используется также понятие эквивалентной шумовой температуры $T_{\text{ш}}$. Связь $K_{\text{ш}}$ и $T_{\text{ш}}$ выражается известными соотношениями

$$K_{\text{ш}} = 1 + T_{\text{ш}}/290, \quad (9.13)$$

$$T_{\text{ш}} = 290(K_{\text{ш}} - 1), \quad (9.14)$$

где $T_{\text{ш}}$ выражается в градусах Кельвина.

Для малошумящих усилителей СВЧ-диапазона важным параметром является так называемый динамический диапазон.

Динамический диапазон определяется как отношение максимальной входной мощности линейного режима к мощности собственных шумов усилителя в определенной полосе частот, т. е.

$$D = 10 \lg \frac{P_{\text{max}}}{(4 \cdot 10^{-15} \Delta f K_{\text{ш}})} \text{ [дБ]}, \quad (9.15)$$

где P_{\max} – максимальная входная мощность, при которой коэффициент усиления изменяется не более чем на 1 дБ относительно максимального значения;

Δf – полоса пропускания усилителя в МГц;

$K_{\text{ш}}$ – коэффициент шума в абсолютных единицах.

Усилительные приборы СВЧ, предназначенные для усиления больших сигналов, характеризуются значением максимальной выходной мощности и КПД.

Параметры режима эксплуатации приборов СВЧ определяют требования к величине питающих напряжений и их стабильности, климатическим и механическим условиям работы приборов.

Специфика применений приборов СВЧ накладывает ограничения на габариты и вес приборов, при этом определяющим параметром является отношение удельной массы на единицу мощности (кг/Вт). Для лучших электровакуумных приборов СВЧ этот параметр соответствует 0,01 кг/Вт.

Исключительно важным требованием является срок службы приборов СВЧ и их надежность. Срок службы приборов СВЧ, предназначенных для использования на космических объектах связи, обычно превышает 200 000 часов.

10. ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ

10.1. Принцип действия электривакуумных приборов СВЧ О-типа

Электривакуумные приборы (ЭВП) СВЧ представляют собой наиболее обширную группу СВЧ-приборов, действие которых основано на использовании свойств потока свободных электронов, движущихся в условиях вакуума при давлении $P = 10^{-6}$ мм рт. ст. ЭВП СВЧ способны усиливать и генерировать сигналы во всем диапазоне СВЧ при уровне мощности от весьма малых $10^{-10} \dots 10^{-5}$ Вт до исключительно больших $10^6 \dots 10^7$ Вт значений.

Происходящий в ЭВП СВЧ процесс преобразования энергии постоянного тока в энергию колебаний СВЧ можно разбить на этапы:

- а) создание потока свободных электронов (эмиссия электронов катодом);
- б) ускорение электронов постоянным электрическим полем источника питания, при этом электроны приобретают от источника питания кинетическую энергию;
- в) группирование потока электронов, т. е. превращение электронного потока постоянной плотности в периодическую последовательность сгустков электронов, следующих друг за другом с частотой СВЧ-поля (модуляция электронного потока по плотности).

Группирование электронного потока по плотности является необходимым условием для преобразования энергии электронов в энергию колебаний СВЧ во всех видах ЭВП СВЧ и во многом определяет эффективность самого преобразования. При однородном электронном потоке в тормозящие и ускоряющие фазы переменного электрического поля колебательной системы будет попадать одинаковое количество электронов, что приведет в среднем к нулевому энергообмену. Для достижения эффекта передачи энергии электронов колебательной системе необходимо обеспечить повышенную концентрацию электронов в тормозящей фазе поля, т. е. группирование электронов.

Группирование электронов потока происходит под действием СВЧ-колебаний, подлежащих усилению (в усилителях), или же части энергии (в генераторах), отводимой через цепь обратной связи;

г) торможение образовавшихся сгустков электрическим полем колебательной системы, сопровождающееся передачей части кинетической энергии электронов колебательной системы. Неиспользованная часть кинетической энергии электронов превращается в тепловую энергию, рассеиваемую на электродах прибора.

Рассмотренные этапы энергообмена в одних ЭВП СВЧ осуществляются последовательно и пространственно разделены, в других они совмещены в пространстве прибора и протекают одновременно. ЭВП СВЧ, в которых группирование электронов предшествует ускорению и торможению, называются приборами с электростатическим управлением электронным потоком, а приборы, в

которых происходит группирование ускоренных электронов, – приборы с динамическим управлением электронным потоком.

Во всех приборах этап торможения электронов не может предшествовать этапу ускорения, так как отобрать энергию можно лишь в том случае, если она у электронов уже есть.

ЭВП СВЧ, в которых происходит преобразование кинетической энергии ускоренных электронов в энергию колебаний СВЧ, называются приборами О-типа. В таких приборах этапы преобразования кинетической энергии электронов в энергию колебаний СВЧ происходят при прямолинейном движении электронов в междуэлектродных промежутках, расположенных внутри вакуумной оболочки прибора, при этом порядок расположения промежутков может быть различным у разных видов ЭВП СВЧ.

Разные по принципу работы ЭВП СВЧ могут быть представлены в виде функциональных схем, отображающих возможные сочетания однотипных промежутков приборов.

На рис. 10.1, а – г изображены некоторые возможные функциональные схемы различных усилительных ЭВП СВЧ.

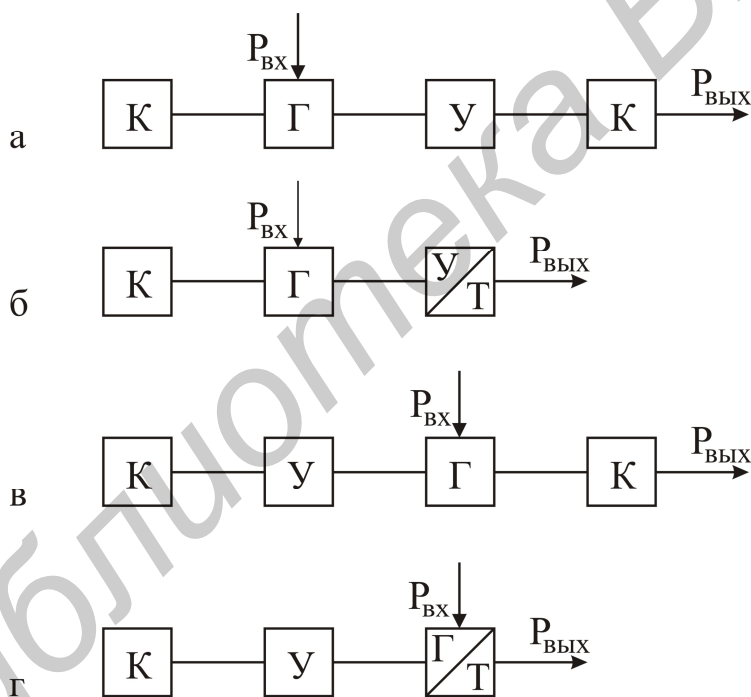


Рис.10.1

Источником электронов везде является катод К. Функциональные схемы (рис. 10.1, а, б) соответствуют приборам со статическим управлением, в которых происходит ускорение сгруппированного электронного потока, а схемы (рис. 10.1, в, г) – приборам с динамическим управлением, где происходит группирование ускоренных электронов.

10.2. ЭВП СВЧ со статическим управлением электронным потоком

Статическое (сеточное) управление электронным потоком используется в обычных электронных лампах (триодах, тетродах и т. д.). При статическом управлении плотность электронного потока меняется под действием переменного напряжения на управляющей сетке лампы, которое определяет количество электронов, уходящих из прикатодной области, т. е. катодный ток лампы. При этом сетка, находясь под отрицательным потенциалом, не перехватывает электроны, т. е. управление током не требует затраты мощности в сеточной цепи. С увеличением рабочей частоты работа электронных ламп ухудшается: резко снижается выходная мощность, падает коэффициент усиления, возрастает склонность к самовозбуждению и т. п.

Это является результатом совместного действия ряда причин, которые можно свести к двум основным группам:

- причины, ухудшающие работу колебательных систем из-за влияния паразитных параметров ламп и резкого роста потерь в элементах схем и лампы;
- причины, связанные с конечным временем пролета электронами между электродными промежутками лампы (инерция электронов).

С увеличением частоты происходит возрастание индуктивного сопротивления X_L выводов лампы и емкостной проводимости B_C междуэлектродных зазоров ($X_L = \omega L$, а $B_C = \omega C$). Это приводит к уменьшению напряжения входного сигнала на управляющей сетке и напряжения на нагрузке лампы, т. к. нагрузка шунтируется емкостной проводимостью зазора анод – катод. Величина проходной емкости C_{AC} определяет величину предельного коэффициента ус- тойчивого усиления на электронной лампе:

$$K \approx 0,42 \sqrt{S / (\omega C_{AC})}, \quad (10.1)$$

где S – крутизна лампы.

Междуэлектродные емкости и индуктивности выводов изменяют параметры колебательных систем, подключенных к лампе, в результате уменьшается собственная частота этих колебательных систем, становится невозможной настройка их на частоту выше некоторой предельной. Вследствие скин-эффекта с ростом частоты возрастают активные потери в выводах ламп, увеличиваются также диэлектрические потери и потери на излучение.

Из-за перечисленных ограничений лампы обычных конструкций не могут работать на частотах выше 500...600 МГц. Однако ограничения не носят принципиального характера и могут быть преодолимы при использовании рациональных конструктивных решений.

Принципиальными ограничениями применения приборов с электростатическим управлением в СВЧ-диапазоне являются конечное время пролета электронов между электродами лампы, соизмеримое с периодом колебаний, и возникающие в цепях электродов наведенные токи.

Вследствие того, что электроны имеют массу, они не могут мгновенно пролетать расстояние между электродами лампы. При значительном увеличении частоты время пролета электронов в промежутке между электродами может оказаться сравнимым с периодом переменного напряжения T и больше его. В этом случае напряжение между электродами за время пролета электрона сильно изменится, что вызывает отставание по фазе тока от напряжения. Для сравнения времени пролета t с периодом T используют понятие угла пролета:

$$\theta = 2\pi t / T = 2\pi f t = \omega t \text{ [радиан]}. \quad (10.2)$$

Угол пролета показывает изменение фазы переменного напряжения, приложенного к электродам, за время пролета электронами между этими электродами. На низких частотах, т. е. при малых углах пролета электронов, ток во внешней цепи лампы определяется значением конвекционного тока, протекающего через лампу.

При больших углах пролета полный ток, протекающий во внешней цепи какого-либо электрода, нельзя считать равным конвекционному току, поступающему на этот электрод в заданный момент времени. Полный ток во внешней цепи представляет собой сумму наведенного и емкостного токов во внешней цепи:

$$i_{\text{п}}(t) = i_{\text{н}}(t) + i_{\text{емк}}(t), \quad (10.3)$$

где $i_{\text{емк}}(t) = C \, du/dt$ – наведенный ток, обусловленный движением всех зарядов, находящихся в междуэлектродном промежутке.

Как будет показано далее, амплитуда наведенного тока, равная в пределе амплитуде конвекционного тока, уменьшается с увеличением угла пролета. Анализ работы приборов с сеточным управлением показывает, что при больших углах пролета их характеристики ухудшаются. В сеточных цепях триодов и тетродов возникает входная проводимость, имеющая активную составляющую, что приводит к затратам энергии на управление лампой, возникает фазовый сдвиг между напряжением на сетке и первой гармоникой анодного тока, ухудшается форма импульсов тока при работе с отсечкой. Эти явления приводят к падению выходной мощности, КПД и усиления электронных ламп с ростом частоты.

Эффективность работы можно повысить, уменьшив пролетные углы, междуэлектродные емкости, индуктивности выводов, снизив диэлектрические потери в электродах лампы.

Очевидным путем уменьшения пролетных углов является сближение электродов и повышение напряжений на них. Однако уменьшение междуэлектродных расстояний приводит к нежелательному увеличению междуэлектродных емкостей. Это обстоятельство заставляет значительно уменьшать площади электродов, что приводит к уменьшению средней мощности ламп. Индуктивности выводов могут быть значительно уменьшены при использовании массивных дисковых выводов, сочленяемых непосредственно с колебательными контурами, выполненными в виде отрезков коаксиальных линий. Это позволяет одновременно уменьшить потери на излучение.

Диэлектрические потери уменьшаются при использовании специальной керамики с малыми потерями на СВЧ для баллона лампы и изоляторов внутри лампы.

Рассмотренные конструктивные меры используются в лампах диапазона СВЧ, называемых металлокерамическими (рис. 10.2).

В диапазоне СВЧ используются триоды и тетроды, включаемые в схему с общей сеткой. Металлокерамические триоды могут работать на частотах до 10 ГГц, однако выходная мощность и КПД имеют на этих частотах небольшое значение. Основное применение получили мощные триоды с принудительным охлаждением, работающие в длинноволновой части диапазона дециметровых волн. Такие триоды имеют выходную мощность до 300 кВт в непрерывном режиме и до единиц мегаватт – в импульсном. Главное достоинство триодов СВЧ – высокий КПД, достигающий до 60 %, а главный недостаток – малое усиление, не превышающее обычно 10 дБ.

Несколько выше коэффициент усиления тетродов СВЧ, которые позволяют обеспечивать более высокие значения выходной мощности. Однако они уступают триодам по предельной рабочей частоте, ограниченной в основном из-за сложности их конструкции.

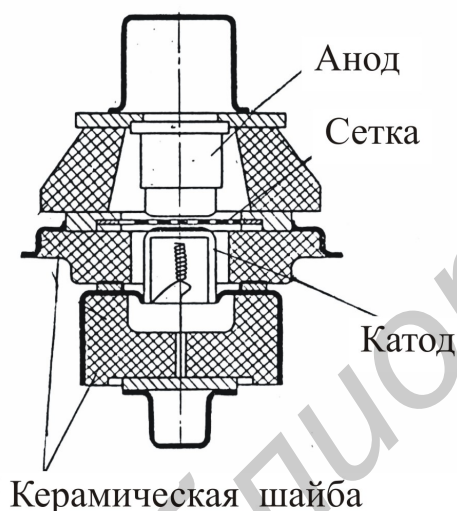


Рис.10.2

Получили распространение тетроды, у которых резонансные системы располагаются в вакуумной оболочке лампы, так называемые резнатроны (резонансные тетроды). Резнатроны используются для генерирования больших мощностей, достигающих сотен киловатт в дециметровом диапазоне.

Низкий коэффициент усиления является главным недостатком всех СВЧ электронных приборов с электростатическим управлением электронным потоком.

Триоды и тетроды СВЧ используются в выходных каскадах радиолокационных и телевизионных передатчиков дециметрового диапазона.

Важным достоинством СВЧ-триодов и тетродов являются сравнительно малые масса и габариты, низкие питающие напряжения. Использование триодов и тетродов СВЧ ограничено частотами до 1,5...2 ГГц из-за резкого падения выходной мощности, связанного с принципиальными недостатками статического управления электронным потоком.

10.3. ЭВП СВЧ с динамическим управлением электронным потоком

Инерция электронов является основной причиной резкого снижения выходной мощности ЭВП СВЧ со статическим управлением при увеличении рабочей частоты. Значительное увеличение рабочей частоты и выходной мощно-

сти достигается в ЭВП СВЧ специальной конструкции, в которых полезно используется время пролета электронов.

Создание таких приборов оказалось возможным в результате применения метода динамического управления электронным потоком. Сущность метода динамического управления электронным потоком сводится к тому, что на постоянный по плотности ускоренный электронный поток воздействуют СВЧ-полем, которое изменяет во времени по периодическому закону скорость электронов. При дальнейшем движении электроны вследствие разницы в скоростях изменяют свое взаимное положение так, что при определенных условиях в электронном потоке происходит образование областей с повышенной плотностью (сгустков). Далее обеспечивают передачу энергии от сгустков электронного потока внешней колебательной системе. Другими словами, метод динамического управления сводится к модуляции электронного потока по скорости, превращению модуляции по скорости в модуляцию по плотности и передаче энергии от электронного потока в колебательную систему. При динамическом управлении время пролета электронов имеет решающее значение, т. к. только в процессе длительного движения электронов возможно группирование их в сгустки. Модуляцию электронного потока по скорости осуществляют СВЧ-колебаниями, которые необходимо усилить, или для этого используют часть энергии, отводимой в модулирующее устройство через цепь обратной связи (в генераторах).

Превращение модуляции по скорости в модуляцию по плотности осуществляют в процессе движения электронов в пространстве взаимодействия с СВЧ-полем либо в тормозящем электростатическом поле, либо в пространстве свободном от полей.

Преобразование энергии сгруппированного ускоренного потока электронов в энергию СВЧ колебаний происходит в результате торможения сгустков в переменном электрическом поле колебательной системы.

ЭВП СВЧ с динамическим управлением делятся на две группы:

- приборы с кратковременным (дискретным) взаимодействием электронов с электромагнитным полем;
- приборы с длительным (распределенным) взаимодействием.

В приборах с кратковременным взаимодействием модуляция электронов по скорости и группирование электронов разнесены в пространстве и во времени. В приборах второй группы модуляция электронов по скорости и группирование электронов происходит при совместном движении электронов и поля бегущей волны на всем пути их движения.

10.4. Колебательные системы ЭВП СВЧ

Колебательными системами в электронных приборах СВЧ принято называть устройства, предназначенные для преобразования энергии электронного потока в энергию СВЧ-колебаний. Колебательные системы ЭВП СВЧ можно условно разделить на две группы: резонансные (узкополосные) системы и нере-

зонансные (широкополосные системы). Резонансные колебательные системы используются с ЭВП СВЧ, основанными на кратковременном взаимодействии электронов с СВЧ-полем. В качестве таких колебательных систем используют объемные резонаторы, которые представляют собой полости, ограниченные металлическими стенками. Примеры конструкций объемных резонаторов, используемых в ЭВП СВЧ с кратковременным взаимодействием, показаны на рис. 10.3.

Особенностью используемых резонаторов является пространственное разделение электрического и магнитного полей. Концентрация электрического СВЧ-поля в узком зазоре имеет принципиально важное значение, т. к. в большинстве приборов СВЧ-передача энергии от электронного потока в колебательную систему происходит в результате взаимодействия движущихся электронов с переменным электрическим полем. Возможность многократного увеличения амплитуды электрического поля в резонаторе за счет резонанса позволяет осуществить достаточно эффективное взаимодействие между полем и электронами несмотря на кратковременность этого взаимодействия.

Колебательные системы СВЧ-диапазона обычно характеризуются тремя основными параметрами: резонансной частотой при основном виде колебаний f_0 , добротностью Q_0 и эквивалентной проводимостью потерь G_{Π} .

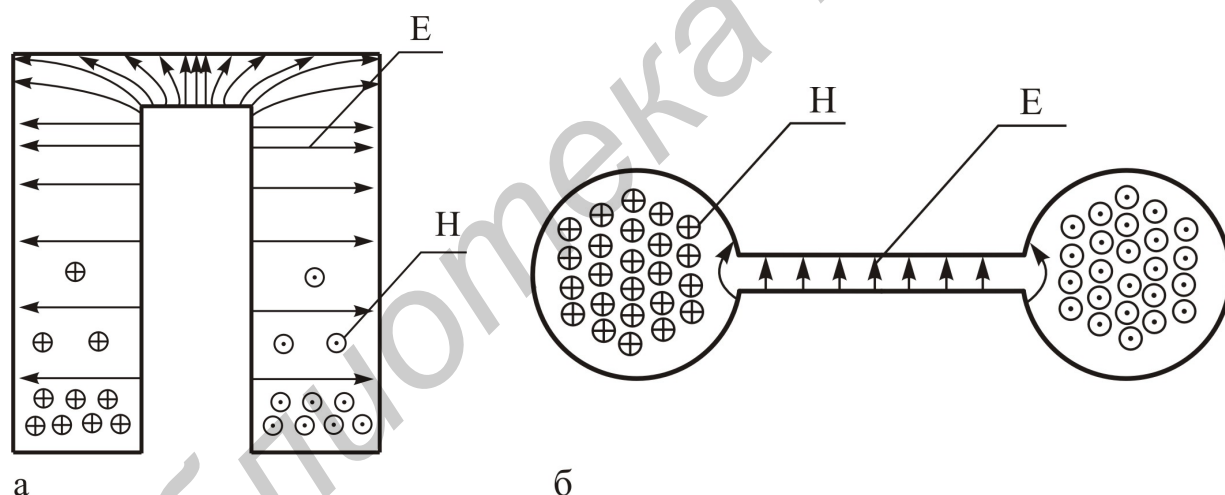


Рис. 10.3

В объемных резонаторах может возникнуть множество различных колебаний, отличающихся частотой и своим распределением электромагнитного поля внутри резонатора. Наибольшей интенсивностью обладает один из простейших видов колебаний, который, как правило, и применяется в приборах СВЧ. На рис. 10.3 показано распределение полей именно для этого случая. Собственная резонансная частота резонатора определяется его размерами. Добротность объемных резонаторов Q_0 весьма высока (порядка сотен и тысяч единиц), т. к. электромагнитное поле заключено внутри объема резонатора, и потери на излучение практически отсутствуют, а величина потерь в металлических стенках резонатора может быть небольшой.

Величину суммарных потерь в резонаторе часто характеризуют эквивалентной проводимостью потерь:

$$G_{\Pi} = 2P_{\Pi} / U_m^2, \quad (10.4)$$

где P_{Π} – мощность, теряемая в резонаторе;

U_m – амплитуда СВЧ-напряжения.

Для резонатора, подключенного к нагрузке, пользуются понятием проводимости нагруженного резонатора:

$$G = G_{\Pi} + G_{\text{н}}, \quad (10.5)$$

где $G_{\text{н}}$ – активная проводимость нагрузки.

Для связи резонатора с нагрузкой используются различные виды элементов связи (петля, штырь, щель). При анализе СВЧ-цепей, рассмотрении принципов работы СВЧ-приборов объемный резонатор можно заменить эквивалентным колебательным контуром, параметры которого выражаются через основные параметры объемного резонатора, обычно определяемые экспериментально.

В приборах СВЧ, использующих нерезонансные колебательные системы, эффективность взаимодействия электронов с полем обеспечивается не большой амплитудой поля, а многократностью взаимодействия или длительным непрерывным взаимодействием, что может быть достигнуто при условии приближительного равенства фазовой скорости волны V_{ϕ} и скорости электронов V_0 . Равенство скоростей волны и электронов может быть достигнуто замедлением волны при помощи замедляющих систем, которые представляют собой линии передачи с периодически изменяющимся сечением или с периодически повторяющимися неоднородностями. Наиболее часто в качестве замедляющих систем СВЧ-приборов используют следующие типы: спиральная (рис. 10.4, а), на цепочке связанных цилиндрических резонаторов (рис. 10.4, б), гребенчатая (рис. 10.4, в), встречно-штыревая (рис. 10.4, г).

Основными требованиями, предъявляемыми к замедляющим системам, являются: уменьшение скорости распространения электромагнитной волны до скорости электронов и создание продольной составляющей электрического поля, способной взаимодействовать с электронным потоком. При реально используемых ускоряющих напряжениях U_0 порядка сотен или тысяч вольт скорость электронов V_0 не превышает сотых или десятых долей скорости света c . Поэтому коэффициент замедления системы $K_3 = c/V_{\phi}$ должен быть равен примерно 5...50.

Принцип замедления волны можно показать на примере спиральной замедляющей системы, представляющей собой коаксиальную линию, внутренний проводник которой выполнен в виде спирали с шагом (периодом), равным τ и диаметром D (см. рис. 10.4, а).

В такой структуре волна распространяется по внутреннему проводнику со скоростью V , близкой к скорости света. За время движения вдоль одного витка спирали длиной $2\pi D$ волна переместится на расстояние τ , т. е. коэффициент замедления в такой системе будет равен

$$K_3 = c/V_{\phi} = 2\pi D/\tau. \quad (10.6)$$

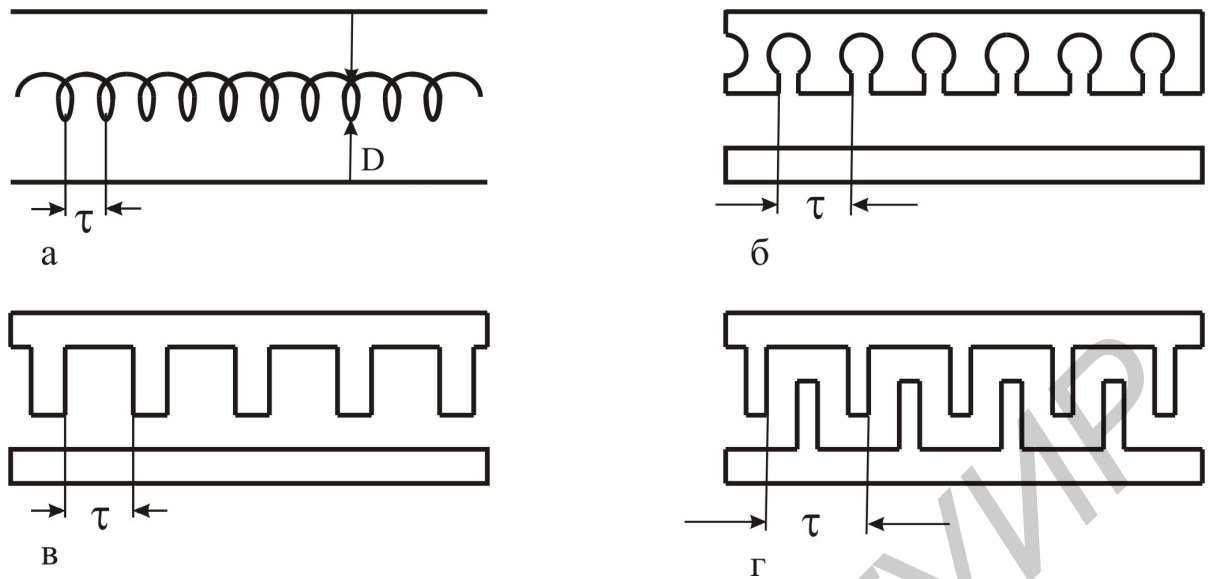


Рис. 10.4

Спиральные замедляющие системы получили широкое распространение из-за слабой зависимости замедления от частоты. Эффективность взаимодействия потока электронов с волной в замедляющей системе характеризуется сопротивлением связи:

$$R_c = \frac{E_z^2 V_\phi^2}{2\omega^2 P} [\text{Ом}]. \quad (10.7)$$

где E_z – амплитуда продольной составляющей напряженности электрического поля на оси спирали;

P – поток мощности замедленной волны через поперечное сечение спирали;

ω – угловая частота.

Величина R_c лежит в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен ом. Спиральные замедляющие системы при выполнении условия $\tau < \lambda_c$ называются однородными замедляющими системами. Длина волны в замедляющей системе:

$$\lambda_c = \lambda / K_3. \quad (10.8)$$

У таких замедляющих систем сдвиг фазы волны φ_0 на длине τ значительно меньше π :

$$\varphi_0 = \omega \lambda / V_\phi = \beta_0 \tau. \quad (10.9)$$

При прохождении волны в однородных замедляющих системах картина поля волны «скользит» вдоль системы без деформации с замедленной скоростью. Полоса пропускания однородных замедляющих систем занимает всю область частот от $\omega = 0$ до $\omega = \infty$.

К неоднородным замедляющим системам относятся системы, у которых сдвиг фазы волны на длине, равной периоду τ , сравним с π :

$$\varphi_0 \approx \pi.$$

При поступлении в неоднородную замедляющую систему гармонического колебания СВЧ с частотой ω поле последнего наводит в ней несинусоидальную бегущую волну. Поле такой волны можно представить как результат наложения бесконечного числа бегущих волн (пространственных гармоник), отличающихся значением и направлением фазовой скорости, амплитудой, но имеющих одинаковую частоту колебаний ω . Пространственные гармоники не следует путать с временными, которые получаются при разложении в ряд несинусоидальных периодических функций времени и имеют кратные частоты.

$$V_{\phi n} = \omega/\beta_n = \omega/(\beta_0 + 2\pi n/\tau), \quad (10.10)$$

где $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – номер пространственной гармоники.

$$\beta_0 = \phi_0/\tau. \quad (10.11)$$

Как следует из (10.10), фазовая скорость пространственной гармоники уменьшается с ростом номера гармоники. Пространственную гармонику с наибольшей фазовой скоростью принято называть основной: $n = 0$.

Групповая скорость всех пространственных гармоник одинакова по величине и направлению. Это отражает то обстоятельство, что энергия переносится всей волной в целом, т. е. пространственные гармоники могут существовать только совместно. Пространственные гармоники принято называть положительными (прямыми), если направления групповой и фазовой скорости совпадают $n > 0$. При противоположном направлении скоростей пространственные гармоники называются обратными или отрицательными: $n < 0$. Нулевая гармоника ($n = 0$) может быть прямой и обратной. В замедляющей системе фазовая и групповая скорости зависят от частоты. Эти зависимости называют дисперсией. Дисперсию называют нормальной, если абсолютное значение фазовой скорости уменьшается с ростом частоты, т. е. $d|V_{\phi n}|/d\omega < 0$. При $d|V_{\phi n}|/d\omega > 0$ дисперсия фазовой скорости аномальная. Дисперсия обратных пространственных гармоник всегда аномальная, а прямых – может быть аномальной и нормальной в зависимости от типа замедляющей системы.

Каждая пространственная гармоника характеризуется своим значением сопротивления связи R_c , которое уменьшается с ростом номера пространственной гармоники. В электронных приборах обычно используется взаимодействие электронов с гармониками, соответствующими $n = 0, +1$. Взаимодействие электронов происходит с пространственной гармоникой, фазовая скорость V_{ϕ} которой совпадает со скоростью электронов V_0 . В результате взаимодействия электронов с отдельной пространственной гармоникой происходит рост амплитуд всех гармоник, т. е. увеличение всего поля замедляющей системы.

10.5. Клистроны

10.5.1. Устройство и принцип действия

Клистроны называют ЭВП СВЧ, использующие принцип динамического управления электронным потоком и содержащие один или несколько объемных резонаторов. Клистроны бывают двух основных разновидностей: пролетные и отражательные. В пролетных клистроны может быть более двух резонаторов, поэтому их подразделяют на двухрезонаторные и многорезонаторные. Отражательные клистроны в основном имеют однорезонаторную конструкцию. Клистроны применяются для усиления, генерирования и умножения частоты СВЧ-колебаний. Клистроны являются приборами О-типа с кратковременным взаимодействием.

Рассмотрим принцип действия клистрона на примере усилительного двухрезонаторного пролетного клистрона, схема устройства и включения которого представлена на рис. 10.5.

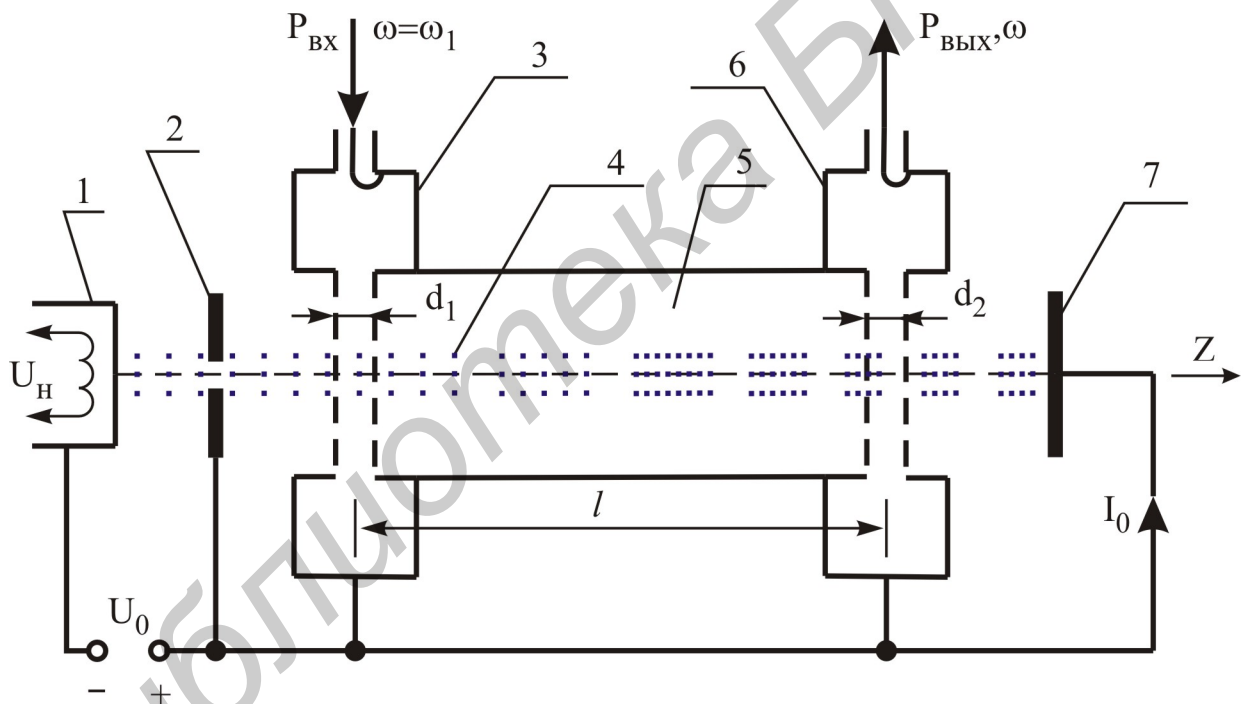


Рис. 10.5

Электроны, эмиттируемые подогревным катодом 1, ускоряются полем ускоряющего электрода 2, на который подается положительное ускоряющее напряжение U_0 . Этот электрод также несколько фокусирует электронный поток 4, движущийся далее к входному резонатору 3. Это же напряжение прикладывается к резонаторам 3, трубе дрейфа 5 и коллектору клистрона 7, которые обычно заземляются для удобства охлаждения, поскольку резонаторы связаны с линиями передачи, а коллекторы в мощных клистроны охлаждаются жидкостью.

К входному резонатору 3, называемому обычно модулятором, через коаксиальную линию или волновод и петлю связи подводятся СВЧ-колебания, подлежащие усилению.

Наводимое входным сигналом между сетками входного резонатора переменное напряжение $U_1 = U_{m1} \sin \omega t$ имеет амплитуду, значительно меньшую ускоряющего напряжения $U_{m1} < U_0$. Поэтому электронный поток, проходя промежуток между сетками резонатора, под воздействием переменного напряжения почти не изменяет своей плотности, но после прохождения резонатора электроны будут иметь различные скорости. Время прохождения электронами через зазор резонатора много меньше периода колебания из-за достаточно большой скорости электронов V_0 , т. е. $\tau_1 < T$. Поскольку переменное напряжение между сетками резонатора мало, то и различие в скоростях электронов, прошедших входной резонатор, будет небольшим. Дальнейшее движение электронов в трубе дрейфа 5 будет проходить в отсутствие электрического поля под действием сил инерции. Эту область, где электроны движутся по инерции, но с различными начальными скоростями, называют пространством дрейфа.

Время движения электронов в пространстве дрейфа велико по сравнению с периодом колебаний, поэтому быстрые электроны успевают догнать медленные, образуя сгустки и разрежения электронов.

Таким образом, небольшие изменения по скорости электронов, происходящие в результате воздействия переменного напряжения между сетками входного резонатора, приводят к существенным изменениям плотности электрического потока. Непрерывный электронный поток превращается в прерывистый, состоящий из сгустков и разрежений электронов. Сгустки электронов поступают в выходной резонатор 6 с частотой, равной частоте входного сигнала, и наводят в нем импульсы тока. В резонаторе возникают СВЧ-колебания с частотой, равной частоте колебаний, подводимых к входному резонатору.

Появляющееся между сетками резонатора электрическое поле тормозит сгруппированные электроны, кинетическая энергия, полученная ими от источника ускоряющего напряжения U_0 , передается переменному электрическому полю резонатора, поддерживая таким образом возникшие в резонаторе колебания, отводимые в нагрузку через вывод энергии резонатора.

Электроны, прошедшие выходной резонатор и отдавшие часть своей энергии СВЧ-полю резонатора, попадают на коллектор 7, где рассеивают оставшуюся часть кинетической энергии в виде тепла.

Мощность колебаний, установившихся в выходном резонаторе, превышает мощность колебаний, подводимых к входному резонатору. Расход энергии источника усиливаемых колебаний на группирование электронов близок к нулю, поскольку в течение одной половины периода при ускорении электроны отбирают энергию от переменного электрического поля, в течение другой – тормозятся и отдают свою энергию. При этом обмен энергией в выходном резонаторе происходит в одном направлении (от электронов к полю) из-за того, что сгустки электронов попадают в выходной резонатор в моменты времени, когда поле в зазоре ре-

зонатора является тормозящим. Таким образом, мощность колебаний увеличивается за счет отбора энергии от источника постоянного напряжения. Электронный поток служит лишь для передачи этой энергии переменному полю выходного резонатора, а процесс модуляции электронов по скорости и группирование их в сгустки необходим для рациональной передачи этой энергии.

10.6. Анализ процессов в двухрезонаторном клистроне

Усиление СВЧ колебаний в пролетном клистроне является результатом следующих процессов:

- ускорение электронов;
- модуляция электронов по скорости;
- группирование электронов;
- отбор энергии от модулированного по плотности электронного потока.

10.6.1. Ускорение электронов

Ускорение электронов происходит под действием статического электрического поля, возникающего при приложении между катодом и ускоряющим электродом напряжения U_0 источника постоянного тока. Это напряжение создает в промежутке между катодом и ускоряющим электродом электрическое поле с напряженностью

$$E_0 = U_0/d, \quad (10.12)$$

где d – расстояние между катодом и ускоряющим электродом.

Если принять заряд электрона q , то поле будет действовать на электрон с силой $F_0 = qE_0$. Под действием этой силы электроны увеличивают свою скорость, приобретая дополнительную кинетическую энергию:

$$mV_0/2 = qU_0, \quad (10.13)$$

где m – масса электрона.

Подставив в это уравнение значения $m = 9,11 \times 10^{-31}$ кг и $q = 1,6 \times 10^{-19}$ Кл, можно найти скорость электронов:

$$V_0 = \sqrt{2U_0q/m} = 5,95 \times 10^5 \sqrt{U_0} \text{ [м/с]}. \quad (10.14)$$

В процессе ускорения электроны приобретают от источника питания кинетическую энергию, преобразуемую в дальнейшем в энергию СВЧ-колебаний. Ускорение электронов способствует уменьшению угла пролета электрона через зазор резонатора. Величина постоянного тока, протекающего через клистрон, зависит от ускоряющего напряжения:

$$I_K = I_0 = AU_0^{3/2}, \quad (10.15)$$

где I_K – ток катода;

A – коэффициент (первеанс), зависящий от геометрии, формы, размеров, катода, ускоряющего электрода, расстояния между ними;

I_0 – ток луча (коллектора).

10.6.2. Модуляция скорости электронов

Под действием входной СВЧ-мощности между сетками входного резонатора появляется СВЧ-напряжение $u(t) = U_1 \sin \omega t_1$, которое создает в зазоре резонатора напряженность поля:

$$E(t) = -\frac{U_1}{d_1} \sin \omega t_1, \quad (10.16)$$

где U_1 – амплитуда СВЧ напряжения, прикладываемого к зазору входного резонатора;

d_1 – расстояние между сетками входного резонатора.

В результате взаимодействия электронов, проходящих через зазор входного резонатора с переменным полем резонатора, их скорость на выходе резонатора становится периодической функцией времени:

$$V = \sqrt{\frac{2q}{m}(U_0 + U_1 \sin \omega t)} = V_0 \sqrt{1 + \frac{U_1}{U_0} \sin \omega t}. \quad (10.17)$$

Так как $U_1 < U_0$, то, разлагая выражение (10.17) в ряд по степеням малого параметра $\sin \omega t U_1/U_0 \ll 1$ и пренебрегая всеми членами со степенями выше первой, получим

$$V = V_0(1 + 0,5 \sin \omega t U_1/U_0). \quad (10.18)$$

Данное выражение справедливо, если время пролета электронов зазора резонатора значительно меньше периода колебаний СВЧ-поля, т. е. $\tau_1 \ll T$. В этом случае можно считать, что движение электронов между сетками резонатора происходит при постоянном значении переменного поля и значение скорости электрона на выходе резонатора определяется моментом времени t и фазой ωt влета электрона в резонатор. Однако время пролета электронов реального зазора всегда сравнимо с периодом колебаний СВЧ-поля, т. е. $\tau_1 \approx T$, и СВЧ-поле за время пролета электрона успевает измениться. Для нахождения закона скоростной модуляции в этом случае определим полную кинетическую энергию электронов, движущихся вдоль оси Z , на выходе резонатора с шириной зазора d_1 :

$$\frac{mV^2}{2} = qU_0 + q \int_{-d_1/2}^{+d_1/2} U_1 \sin \omega t dz.$$

Считая скорость V_0 в зазоре резонатора постоянной, что допустимо, если $U \ll U_0$, с учетом очевидного соотношения $t = t_1 + z/V_0$, где t_1 – время пролета электронами середины зазора резонатора, получим

$$\frac{mV^2}{2} = qU_0 + q \int_{-d_1/2}^{+d_1/2} U_1 \sin[\omega(t_1 + z/V_0)] dz = qU_0 + qU_1 \frac{\sin(\theta_1/2)}{\theta_1/2} \sin \omega t_1. \quad (10.19)$$

Здесь $\theta_1 = \omega d_1/V_0$ – угол пролета электронами зазора резонатора.

Из (10.19) найдем

$$V = \sqrt{2q[U_0 + M_1 U_1 \sin \omega t_1] / m}, \quad (10.20)$$

где $M_1 = \sin(\theta_1/2)/(\theta_1/2)$ – коэффициент эффективности взаимодействия электронов с полем резонатора или просто коэффициент взаимодействия.

При $U_1 \ll U_0$ можно приближенно извлечь корень и получить

$$V \approx \sqrt{\frac{2q}{m} U_0 \left[1 + \frac{M_1 U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right]} = V_0 \left[1 + \frac{M_1 U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right]$$

или

$$V = V_0 + V_1 \sin \omega t, \quad (10.21)$$

где $V_1 = V_0 M_1 U_1 / (2U_0)$.

Из выражения (10.21) следует, что скорость электронов после пролета зазора резонатора состоит из постоянной величины V_0 и переменной составляющей, меняющейся во времени по закону синуса в зависимости от момента времени t_1 пролета электроном середины зазора резонатора.

Физический смысл коэффициента M_1 состоит в том, что он учитывает уменьшение глубины модуляции скорости при конечном времени пролета по сравнению с идеальным случаем бесконечно малого времени пролета. Так как при $\tau_1 \rightarrow 0$ и $M_1 \rightarrow 1$, то на основании выражения (10.21) можно сделать вывод, что по влиянию на скорость зазор с конечным расстоянием между сетками d_1 и амплитудным значением приложенного напряжения U_1 эквивалентен бесконечно узкому зазору, к которому приложено напряжение с меньшей амплитудой $M_1 U_1$.

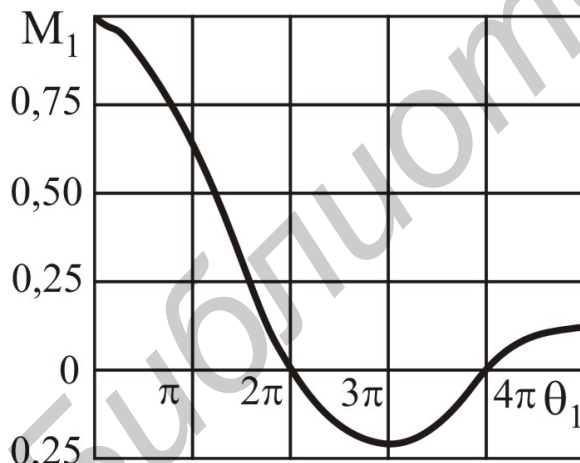


Рис. 10.6

Коэффициент взаимодействия M_1 сложным образом зависит от угла пролета θ_1 . На рис.10.6 изображен график зависимости $M_1(\theta_1)$. Коэффициент взаимодействия M_1 увеличивается при уменьшении угла пролета. При угле пролета $\theta_1 = 2\pi$ значение $M_1 = 0$, в этом случае время пролета электронов τ_1 равно периоду СВЧ-напряжения на зазоре. Поэтому действие ускоряющего полупериода на электроны компенсируется действием тормозящего полупериода, т. е. для электронов СВЧ-напряжение как бы отсутствует.

Коэффициент взаимодействия увеличивается при уменьшении угла пролета θ_1 . Получить небольшой угол пролета трудно, т. к. для этого необходимо увеличивать скорость электронов V_0 (увеличивать напряжение U_0) или уменьшать величину зазора d_1 , что приводит к снижению добротности резонатора. В реальных

резонаторах клистронов угол пролета θ_1 равен $90 \dots 180^\circ$. Для таких углов пролета коэффициент взаимодействия $M_1 = 0,6 \dots 0,9$.

10.6.3. Группирование электронов

Процесс группирования электронного потока в пролетном клистроне можно наглядно иллюстрировать пространственно-временной диаграммой (ПВД) – семейством кривых, изображающих изменение координат электронов во времени (рис. 10.7).

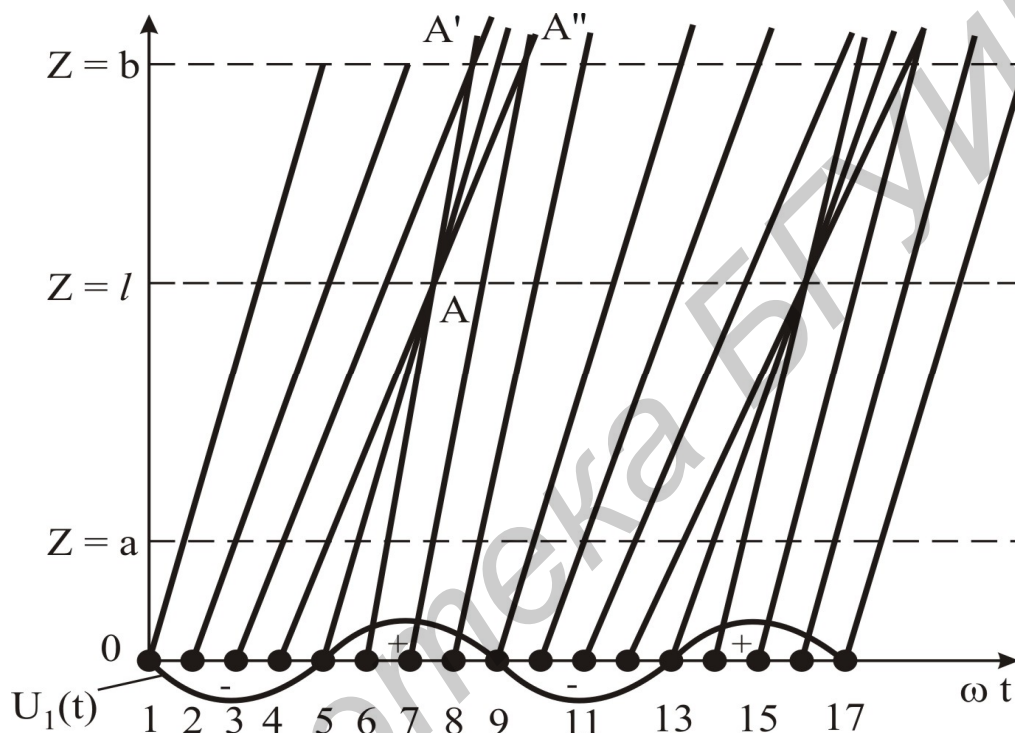


Рис. 10.7

Координата $Z = 0$ соответствует середине зазора входного резонатора. Синусоида изображает переменное напряжение U_1 между сетками этого резонатора.

Ограничимся рассмотрением движения нескольких характерных электронов 1, 2, 3 и т. д., которые подходят к резонатору с одинаковой скоростью V_0 , определяемой ускоряющим напряжением в различные моменты времени. Электроны 1, 5, 9, 13, 17 не изменяют своих скоростей и двигаются в пространстве дрейфа со скоростью V_0 . Эти электроны называются невозмущенными электронами. Изменение координаты Z этих электронов во времени изображено прямыми, наклон которых связан со скоростью $V = dZ/dt$. Угол наклона прямой к оси времени всегда меньше 90° , т. к. скорость электронов не может достигать бесконечно большой величины.

Скорость электронов 2, 3, 4 после прохождения тормозящего высокочастотного поля зазора станет меньше, чем невозмущенных. Поэтому равномерное движение этих электронов после прохождения резонатора изображается прямыми линиями с меньшим углом наклона. Электроны 6, 7, 8, пролетевшие резонатор в ускоряющем полупериоде, свою начальную скорость увеличат, что приведет к увеличению наклона прямых на ПВД. Очевидно, что электроны 6, 7, 8, вылетевшие позднее невозмущенного электрона 5, но получившие прибавку скорости, догоняют этот электрон. Замедленные электроны 2, 3, 4, вылетевшие раньше электрона 5, могут сблизиться с ним в некоторый момент времени. Таким образом, в результате модуляции по скорости, появившейся после прохождения резонатора, происходит группирование электронов 3, 4 и 6, 7 около невозмущенного электрона 5, соответствующего моменту перехода от тормозящего к ускоряющему полупериоду.

Аналогичную картину движения электронов можно наблюдать для любого периода высокочастотного напряжения. В каждом периоде часть потока электронов группируется около невозмущенного электрона, пролетающего резонатор в момент нулевого электрического поля, соответствующего переходу от тормозящего полупериода к ускоряющему (например, около электронов 5 и 13, точки А и Б).

Таким образом, через плоскость пространства дрейфа, лежащей на расстоянии $Z = \ell$ от середины зазора входного резонатора, будет проходить периодическая (с частотой входного сигнала ω_0) последовательность сгустков со средней скоростью электронов V_0 . При дальнейшем движении происходит перегруппировка сгустка: ускоренные, позднее вылетевшие электроны (например электрон б) проходят вперед, обгоняя невозмущенный электрон (электрон 5), образуя передний фронт сгустка (точка А'), а замедленные, ранее вылетевшие, – задний фронт (точка А''), сгусток начинает раздваиваться. Как видно из ПВД, через плоскость $Z = a$, находящуюся вблизи к плоскости, проходящей через середину зазора резонатора, электроны проходят почти равномерно, т. е. слабосгруппированными. Это означает, что для образования сгустков принципиально необходима конечная протяженность пространства группировки. Возникновение сгустков электронов в пространстве группирования является причиной появления здесь конвекционного тока:

$$i_0(Z, t) = \rho(Z, t)V(Z, t)S, \quad (10.22)$$

величина которого зависит от времени и расстояния.

Чтобы найти закон изменения конвекционного тока во времени, определим время пролета электрона до плоскости, проходящей через середину зазора выходного резонатора клистрона. Очевидно, что

$$t_2 = t_1 + \ell / V, \quad (10.23)$$

где t_1 – момент прохождения электроном середины входного резонатора;

ℓ – длина пространства дрейфа между центрами зазоров первого и второго резонаторов;

V – скорость электрона в момент t_1 , определяемая уравнением скоростной модуляции (10.21).

Подставляя (10.21) в (10.23), получим

$$t_2 = t_1 + \frac{\ell}{V_0} \left[1 + M_1 \frac{U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right]^{-1}. \quad (10.24)$$

Так как $U_1 \ll U_0$, последнее выражение можно преобразовать к виду

$$t_2 = t_1 + \frac{\ell}{V_0} \left[1 + M_1 \frac{U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right]^{-1}, \quad (10.25)$$

раскладывая в ряд по малому параметру $M_1 U_1 / 2U_0$ и оставляя в нем два первых члена. Умножая обе части уравнения на ω , получим

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \omega \left(\frac{\ell}{V_0} - \frac{\ell}{V_0} M_1 \frac{U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right). \quad (10.26)$$

Введем обозначение

$$X = \frac{\omega \ell}{V_0} M_1 \frac{U_1}{2U_0} = M_1 \frac{U_1}{2U_0} \theta_0, \quad (10.27)$$

где $\theta_0 = \omega \ell / V_0$ – средний угол пролета пространства дрейфа, равный углу пролета невозмущенного электрона.

С учетом (10.27) выражение (10.26) можно записать в виде

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta_0 - X \sin \omega t_1. \quad (10.28)$$

Полученное соотношение называется уравнением группирования электронов, а величина X , определяемая формулой (10.27), – параметром группировки. Уравнение (10.28) определяет фазу прибытия ωt_2 электрона во второй резонатор.

Зависимость фазы прибытия электрона во второй резонатор от фазы прохождения через зазор первого резонатора при различных значениях параметра группировки первого резонатора приведена на рис. 10.8.

Значения ωt_1 взяты в пределах одного периода напряжения на зазоре входного резонатора. Значение ωt_1 соответствует невозмущенному электрону, пролетевшему середину зазора в момент перехода от тормозящего к ускоряющему полупериоду.

При отсутствии СВЧ-напряжения на входном резонаторе, т. е. при $X = 0$,

$$\omega t_1 - \theta_0 = \omega t_1,$$

фаза прибытия электронов в зазор второго резонатора линейно связана с фазой прохождения теми же электронами пер-

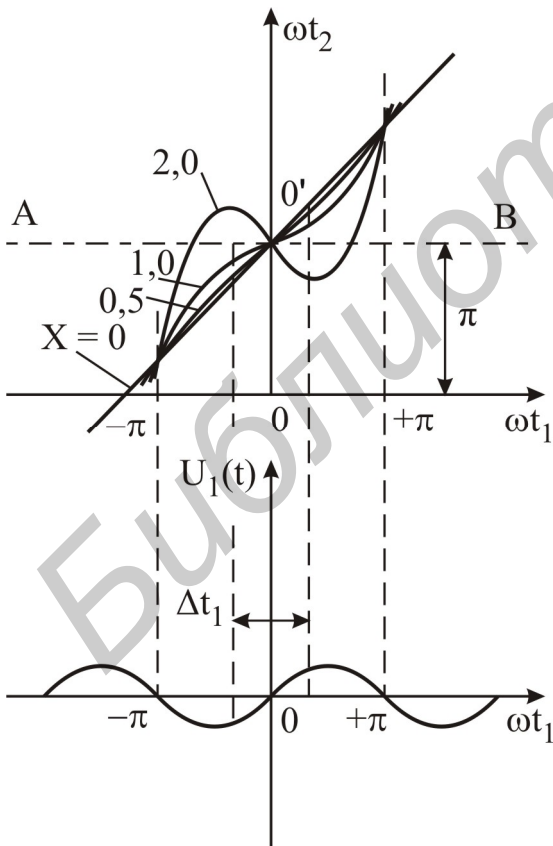


Рис. 10.8

вого зазора. Группировка электронов при этом отсутствует, происходит лишь одинаковое для всех электронов запаздывание. При $X = 0$ наблюдается группирование электронов, пролетающих середину зазора в интервале времени Δt_1 , около невозмущенного электрона. При полном группировании все электроны, прошедшие входной резонатор в различные моменты времени, должны собраться в сечении с координатой $Z = \ell$ в один и тот же момент времени t_2 . Зависимость ωt_2 от ωt_1 в этом случае изображалась бы прямой АВ. Однако полное группирование недостижимо при синусоидальной форме напряжения между сетками резонатора.

Определим конвекционный ток в сечении выходного резонатора, при этом будем полагать, что оседанием электронов на сетках и на стенках трубы дрейфа можно пренебречь, т. е. будем считать, что средний конвекционный ток пучка одинаков в любом его сечении. На основании закона сохранения заряда можно записать

$$i_1 dt_1 = i_2 dt_2 = dq, \text{ откуда } i_2 = i_1 (dt_1 / dt_2), \quad (10.29)$$

где i_1 и i_2 – мгновенные значения конвекционного тока пучка в центре входного резонатора и в сечении выходного резонатора соответственно.

Из уравнения группирования (10.28)

$$dt_2 / dt_1 = 1 - X \cos \omega t_1, \quad (10.30)$$

а ток i_1 в сечении входного резонатора равен постоянному току I_0 , т. к. во входном резонаторе еще не происходит группирования электронов. С учетом этого выражение (10.29) можно представить в виде

$$i_2 = I_0 / [1 - X \cos \omega t_1]. \quad (10.31)$$

Зависимости конвекционного тока от времени t_2 при нескольких значениях параметра группирования X показаны на рис. 10.9.

При $X = 0$, $i_2 = I_0$ и группирование отсутствует (см. рис. 10.9, а). Если $X \ll 1$, то i_2 изменяется во времени почти по синусоидальному закону с частотой входного сигнала ω , подведенного к первому резонатору (рис. 10.9, б). Действительно, если $X \ll 1$, то $X \cos(\omega t) \ll 1$, и по формуле (10.31)

$$i_2 \approx I_0 [1 + X \cos \omega t_1]. \quad (10.32)$$

При увеличении X форма волны тока становится несинусоидальной (рис. 10.9, в), но периодической с периодом $T = 2\pi/\omega$. При $X = 1$ появляется бесконечно большой ток, соответствующий группированию некоторой части потока электронов около тех невозмущенных электронов, для которых $\omega t_1 = 0$. При $X \rightarrow 1$ и $\omega t_1 = 0$ знаменатель выражения (10.31) стремится к нулю, а $i_2 \rightarrow \infty$. В действительности бесконечно больших токов нет, т. к. группированию электронов препятствуют силы электростатического расталкивания, которые не учитывает кинематическая теория группирования электронов.

При $X > 1$ в соответствии с (10.31) в каждом периоде появляется два момента времени, когда $i_2 \rightarrow \infty$ (рис. 10.9, г).

Конвекционный ток клистрона i_2 является периодической несинусоидальной функцией времени и может быть представлен рядом Фурье:

$$i_2(t_2) = I_0 + \sum_{m=1}^{\infty} I_m \cos[m(\omega t_2 - \theta_0)], \quad (10.33)$$

где амплитуда гармоники с номером m равна

$$I_m = 2I_0 J_m(mX), \quad (10.34)$$

а $J_m(mX)$ – функция Бесселя первого рода m -го порядка от аргумента mX .

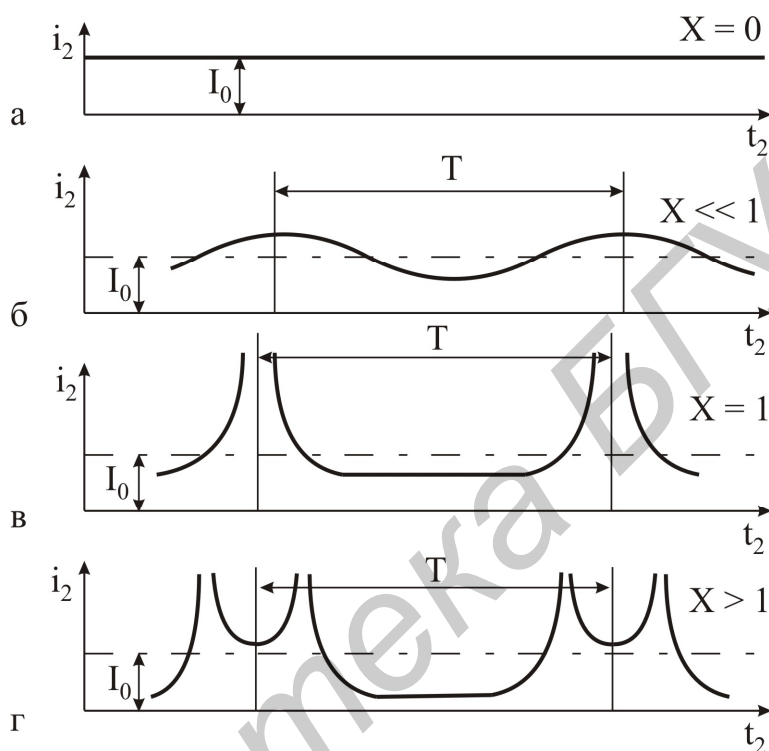


Рис. 10.9

Графики зависимости J_m от параметра группирования X при различных номерах гармоник m показаны на рис. 10.10. Функция $J_1(X)$ достигает максимального значения 0,58 при $X = 1,84$. Этому параметру группирования соответствует максимальное значение амплитуды первой гармоники тока, равное

$$I_{\max} = 2 \cdot 0,58 \cdot I_0 = 1,16 \cdot I_0. \quad (10.35)$$

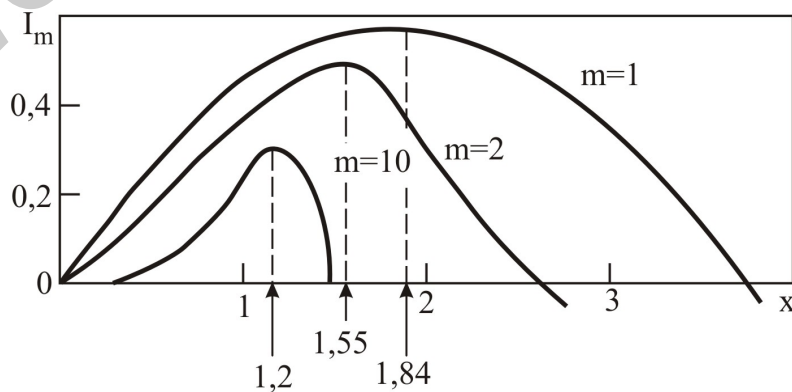


Рис.10.10

Величина $X = 1,84$ называется оптимальным параметром группирования. Так как в клистроне длина пространства дрейфа ℓ фиксирована, а величина напряжения питания U_0 обычно задана, то параметр группирования можно регулировать изменением амплитуды напряжения на сетках входного резонатора U_1 , меняя значения входной мощности.

Следует отметить, что сгруппированный электронный поток достигает максимального уплотнения в сечении, где $X = 1$, поэтому выходной резонатор необходимо помещать в таком месте пространства дрейфа, где максимума достигает только соответствующая гармоническая составляющая, а не весь ток $i_2(X, t_2)$. Увеличение номера гармонической составляющей m слабо влияет на значение функции $J_m(mX)$, а следовательно, на амплитуды гармоник, т. е. спектр конвекционного тока богат гармоническими составляющими. С ростом номера гармоники m отношение амплитуды тока гармоники к постоянной составляющей уменьшается (табл. 10.1).

Таблица 10.1

m	1	2	3	5	10
I_m/I_0	1,16	0,9	0,8	0,7	0,6

Выражение (10.33) справедливо для любой точки пространства группирования, поэтому можно представить первую гармонику тока в виде

$$i_1 = I_1 \cos(\omega t - \theta_0). \quad (10.36)$$

10.6.4. Отбор энергии от модулированного по плотности электронного потока

При прохождении сгруппированного электронного потока через зазор выходного резонатора сгустки электронов вследствие электростатической индукции наводят на сетках резонатора положительные заряды. При движении сгустка от первой сетки ко второй наведенный заряд на первой сетке уменьшается, а на второй увеличивается, что означает появление в резонаторе наведенного тока, направленного от первой сетки ко второй.

Величина наведенного тока определяется выражением

$$i_H(t) = \frac{1}{d} \int_0^d i(z, t) dz, \quad (10.37)$$

где d – ширина зазора.

Наведенный ток равен среднему по зазору значению конвекционного тока $i(z, t)$ в данный момент времени, т. е. является только функцией времени.

При расчете конвекционного тока за начало координат была принята середина входного резонатора. Пусть середина выходного резонатора имеет координату $z = \ell$, а зазор между сетками выходного резонатора равен d_2 , тогда

пределы интегрирования в (10.37) должны определяться координатами сеток выходного резонатора $\ell - d_2/2$ и $\ell + d_2/2$.

Для первой гармоники наведенного тока получим выражение

$$i_{н(1)} = \frac{1}{d_2} \int_{\ell-d_2/2}^{\ell+d_2/2} I_{(1)} \cos(\omega t - \theta_0) dz. \quad (10.38)$$

В результате интегрирования получим

$$i_{н1} = I_{н1} \cos(\omega t - \theta_0), \quad (10.39)$$

где $I_{н1} = M_2 I_1$, $M_2 = \sin(\theta_2/2)/(\theta_2/2)$, $\theta_2 = \omega d_2 / V_0$, $\theta_0 = \omega \ell / V_0$.

Здесь M_2 – коэффициент эффективности взаимодействия электронного потока с полем выходного резонатора;

θ_2 – угол пролета этого электрона через зазор выходного резонатора;

θ_0 – угол пролета невозмущенного электрона между серединами входного и выходного резонаторов.

Так как всегда $\theta_2 \neq 0$, то $M_2 < 1$ и амплитуда первой гармоники наведенного тока меньше амплитуды первой гармоники конвекционного тока $I_{н1} < I_1$, тогда

$$I_{н1} = M_2 I_1 = 2M_2 J_1(X) I_0. \quad (10.40)$$

При равенстве собственной частоты выходного резонатора ω_2 частоте сигнала ω , подводимого к первому резонатору, колебания в выходном резонаторе будут возбуждаться первой гармоникой наведенного тока, вызванной первой гармоникой конвекционного тока.

Согласно закону сохранения энергии энергия СВЧ-колебаний в резонаторе может появиться только в результате уменьшения кинетической энергии электронного потока, проходящего через зазор резонатора. Но электроны уменьшают свою кинетическую энергию (скорость), если движутся в тормозящем электрическом поле. Поэтому необходимо сделать вывод, что сгусток электронов, пролетая зазор резонатора, всегда создает тормозящее для себя поле, которому и отдает энергию, уменьшая свою скорость, т. е. напряжение на зазоре должно находиться в противофазе с первой гармоникой конвекционного тока.

Максимальное торможение сгустков и максимальная мощность колебаний, возбуждаемых в резонаторе, будет обеспечиваться, если частота следования сгустков будет совпадать с собственной частотой резонатора, т. е. будет иметь место резонанс.

Напряжение между сетками резонатора при резонансе:

$$U_2 = I_{н1} R_2, \quad (10.41)$$

где R_2 – эквивалентное сопротивление резонатора при резонансе.

При этом мощность колебаний, возбуждаемых электронным потоком в резонаторе (электронная мощность) равна

$$P_2 = I_{н1} U_2 / 2. \quad (10.42)$$

10.6.5. Параметры и характеристики двухрезонаторного пролетного клистрона

Выходную мощность клистрона при совпадении собственной частоты резонатора с частотой входного сигнала можно определить как

$$P_2 = I_{н1} U_2 / 2 = M_2 U_2 I_0 J_1(X). \quad (10.43)$$

Функция $J_1(X)$ имеет максимальное значение при $X = 1,84$, поэтому выходная мощность тоже будет иметь максимальное значение при этом значении параметра группирования. Параметр X , при котором выходная мощность максимальна, называют оптимальным параметром группирования:

$$X_{\text{опт}} = 1,84.$$

При оптимальном значении параметра группирования максимальное значение принимают амплитуды конвекционного и наведенного токов, т. к. они пропорциональны функции Бесселя $J_1(X)$. Выходное напряжение U_2 максимально, когда максимален наведенный ток, т. е. так же при $X = 1,84$.

Оптимальное значение параметра группирования X оказывается больше единицы, и оптимальная форма импульса конвекционного тока в двухрезонаторном клистроне при синусоидальной модуляции должна содержать два пика (см. рис. 10.8).

Выходная мощность клистрона зависит кроме параметра группирования X также от величин M_2 , I_0 , U_2 . Для оценки предельной мощности принимают $M_2 = 1$, $J_1(X_{\text{опт}}) = 0,58$, $U_2 = U_0$. Амплитуда напряжения U_2 не может быть больше ускоряющего напряжения U_0 , т. к. при $U_2 > U_0$ кинетическая энергия некоторых электронов, определяемая ускоряющим напряжением и равная qU_0 , будет недостаточна для преодоления тормозящего действия поля в зазоре резонатора. Эти электроны вернутся обратно в пространство дрейфа, что приведет к снижению выходной мощности.

Подставляя $M_2 = 1$, $J_1(X_{\text{опт}}) = 0,58$ и $U_2 = U_0$ в выражение (10.43), получаем

$$P_{\text{пр}} = 0,58 I_0 U_0 = 0,58 P_0,$$

где $P_0 = I_0 U_0$ – мощность, потребляемая клистроном от источника питания.

Так как $I_0 \sim U_0^{3/2}$, то $P_{0\text{пр}} \sim U_0^{3/2}$, т. е. выходная мощность сильно зависит от ускоряющего напряжения.

Электронный КПД клистрона

$$\eta_e = P_2 / P_0 = M_2 J_1(X) U_2 / U_0 \quad (10.44)$$

будет иметь предельное значение, равное $\eta_{e\text{пр}} = 0,58$ при $X = 1,84$.

Полный КПД клистрона, учитывающий потери в колебательной системе, потерю электронов на сетках резонаторов и другие факторы, гораздо меньше и составляет 12...15 %.

Рассмотрим амплитудную характеристику пролетного клистрона, изображенную на рис. 10.11, а. Выходная мощность вначале линейно растет с увеличением $P_{\text{вх}}$, а затем наступает насыщение. Максимальное значение выходной мощности достигается при $X = 1,84$. Коэффициент усиления K_p максимален на линейном участке характеристики (при $X < 1$) и при увеличении $P_{\text{вх}}$ уменьшается. При слишком больших входных сигналах наблюдается снижение выходной мощности из-за перегруппировки электронного потока ($X > 1,84$).

Увеличению коэффициента усиления в двухрезонаторном клистроне препятствует влияние пространственного заряда, мешающего группированию электронов. Взаимные силы расталкивания электронов приводят к поперечной и продольной разгруппировке электронов сгустка.

В результате группирования электронного потока создается электрическое поле, стремящее расширить электронные сгустки в поперечном направлении. Поперечная разгруппировка приводит к попаданию электронов на стенки трубы дрейфа. Этот вид разгруппировки может быть устранен или значительно ослаблен применением фокусирующего продольного магнитного поля.

Продольная разгруппировка обусловлена продольным электрическим полем, возникающем в пучке в промежутках между центрами электронных сгустков. Продольные силы расталкивания приводят на некотором расстоянии к выравниванию скоростей электронного сгустка, что эквивалентно уменьшению глубины скоростной модуляции и значения параметра группирования. Явление продольной разгруппировки не позволяет неограниченно повышать коэффициент усиления клистронов, увеличивая длину дрейфа.

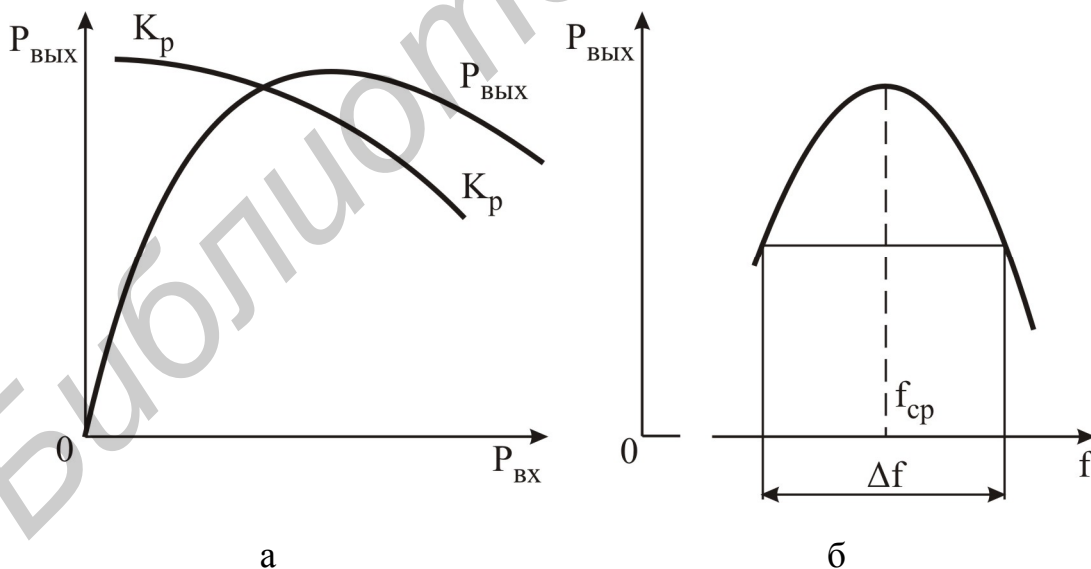


Рис.10.11

При заданном режиме работы существует определенная длина трубы дрейфа, соответствующая максимальному коэффициенту усиления. Его значение мало и обычно составляет 10...15 дБ. Двухрезонаторный клистрон является узкополосным усилителем. Его рабочая полоса Δf по половинному уровню

выходной мощности (рис. 10.11, б) составляет несколько десятых долей процента. По этим причинам усилительные двухрезонаторные клистроны практически не используются. Основное применение двухрезонаторные клистроны находят в качестве генераторов и умножителей частоты. Значительное расширение полосы пропускания, увеличение коэффициента усиления и КПД достигается в многорезонаторных клистропах.

10.6.6. Двухрезонаторные клистронные генераторы и умножители частоты

Для создания клистронного генератора на основе двухрезонаторного клистрона достаточно обеспечить положительную обратную связь между выходным и входным резонаторами, например, с помощью коаксиальной линии передачи (рис. 10.12, а) или отверстия связи в общей стенке обоих резонаторов (рис. 10.12, б).

Для самовозбуждения клистрона и поддержания стационарных колебаний необходимо выполнение условий баланса фаз и баланса амплитуд. В клистронном генераторе сдвиг фазы между переменными СВЧ-напряжениями в резонаторах определяется углом пролета электронов в пространстве группировки Q и сдвигом фазы, создаваемым устройством обратной связи f_{oc} . Условие баланса фаз определяется выражением

$$\varphi_{oc} + \theta = 2\pi(n + 3/4), \quad (10.45)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ – номер зоны, определяющий количество периодов СВЧ-колебаний, которые пропускает невозмущенный электрон за время движения в трубе дрейфа.

Баланс фаз достигается выбором ускоряющего напряжения U_0 . Существует множество дискретных областей значений U_0 , в которых возможны автоколебания. При изменении ускоряющего напряжения в пределах зоны вследствие изменения фазовых условий самовозбуждения меняется частота колебаний, т. е. происходит электронная перестройка частоты. Ширина диапазона электронной перестройки составляет доли процента.

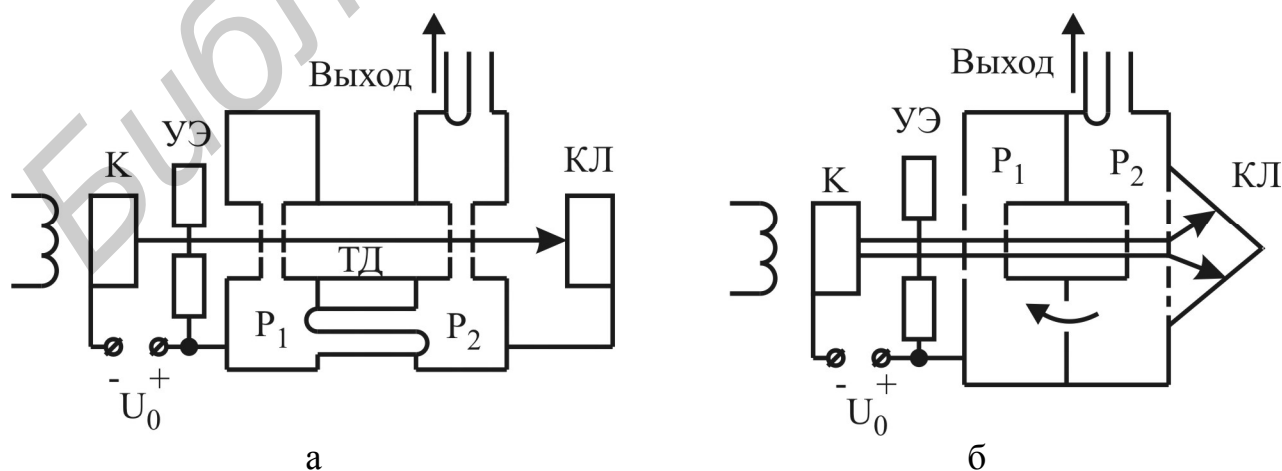


Рис.10.12

Вторым необходимым условием самовозбуждения клистрона является баланс амплитуд, при котором электронный поток вносит в выходной резонатор энергию, достаточную для покрытия потерь в резонаторах и цепях связи с нагрузкой. Это происходит в случае, если величина тока луча превосходит некоторое значение, называемое пусковым.

Максимальная выходная мощность и КПД клистронных генераторов такие же, как и в двухрезонаторных пролетных усилителях.

Основными достоинствами клистронных генераторов являются сравнительно высокая стабильность частоты, небольшие размеры и масса. Они используются в системах связи, доплеровской радиолокации, радиомаяках, а также для накачки параметрических усилителей.

Двухрезонаторный клистрон может использоваться в качестве умножителя частоты. Возможность эффективного умножения частоты обусловлена богатым содержанием высших гармоник в волне конвекционного и наведенного токов в выходном резонаторе, причем амплитуда гармоник довольно медленно уменьшается с ростом номера гармоники (см. табл. 10.1).

Отличие умножительного клистрона от усилительного состоит в том, что выходной резонатор настраивается на частоту в m раз более высокую, чем входной резонатор. Длина пространства группировки выбирается из условия получения максимальной амплитуды m -й гармоники наведенного тока. Соответствующие этому оптимальные значения параметра группирования X лежат в пределах $1 < X < 1,84$ при $m = 3 \dots 10$.

В клистронных умножителях частоты умножение частоты может сопровождаться усилением входного сигнала, при котором коэффициент преобразования больше единицы:

$$K_{\text{пр}} = K_{\text{вых}} m / P_{\text{вх}} \cdot \quad (10.46)$$

Недостатком клистронных умножителей является низкий КПД, который составляет единицы процентов, выходная мощность не превышает при этом 1 Вт. Основной областью применения клистронных умножителей частоты являются системы СВЧ, в которых необходима высокая стабильность частоты. Пользуясь клистронными умножителями, можно получать колебания СВЧ от источника колебаний, стабилизированных кварцем.

10.7. Многорезонаторные клистроны

Значительное увеличение коэффициента усиления, КПД, расширение полосы пропускания достигается в клистромах, содержащих несколько объемных резонаторов, связанных одним электронным потоком. Рассмотрим особенности работы многорезонаторных клистронов на примере трехрезонаторного клистрона, устройство которого показано на рис. 10.13, а. Между входным 1 и выходным 3 резонаторами располагается еще один промежуточный ненагруженный резонатор 2.

Возможность увеличения коэффициента усиления удобно пояснить с помощью ПВД (рис. 10.13, б). Будем считать, что входная мощность мала, а все ре-

зонаторы настроены на частоту усиливаемого сигнала (синхронная настройка). Как и в двухрезонаторном клистроне, во входном резонаторе многорезонаторного клистрона электроны модулируются по скорости. В пространстве дрейфа между входным и промежуточным резонаторами происходит группирование электронного потока, однако при слабом входном сигнале оно незначительно: электроны 1 и 2 (см. рис.10.13, б) лишь незначительно смещаются по направлению к невозмущенному электрону 0. Конвекционный ток в плоскости промежуточного резонатора будет иметь синусоидальную форму и незначительную амплитуду из-за малого параметра группирования. Так как промежуточный резонатор не нагружен, то он имеет высокую добротность ($Q_H = Q_0$). Но даже при малой амплитуде конвекционного тока напряжение U_2 , создаваемое наведенным током, будет большим и вызовет сильную модуляцию скорости электронов, пролетающих через промежуточный резонатор. Основное группирование электронов будет происходить во втором пространстве дрейфа (между промежуточным и выходным резонаторами). При синхронной настройке напряжение во втором резонаторе $U_2(t)$ противоположно по фазе первой гармонике конвекционного тока i_1 . Для второго резонатора невозмущенным электроном будет электрон O' , проходящий зазор в момент времени, когда $U_2(t) = 0$, около него должно происходить основное группирование. Поэтому распределение электронов в сгустке при слабом сигнале практически будет определяться вторым резонатором, и конвекционный ток в выходном резонаторе будет примерно такой же, как в двухрезонаторном клистроне, образованным вторым и третьим резонаторами при модуляции скорости напряжением U_2 .

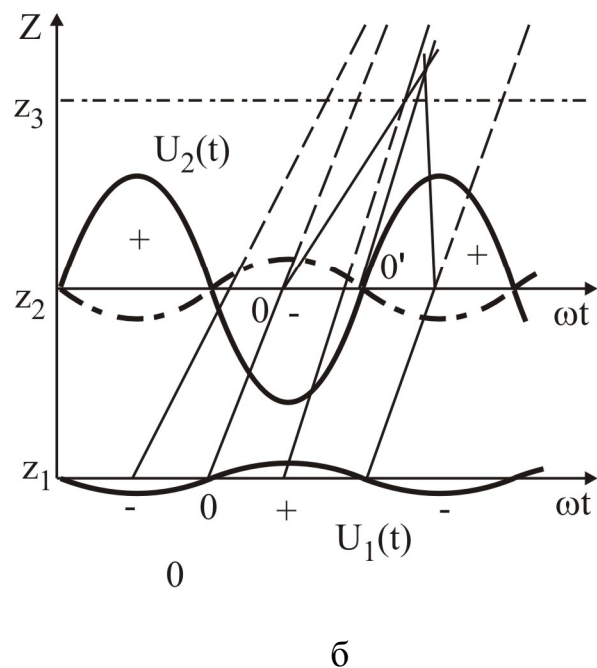
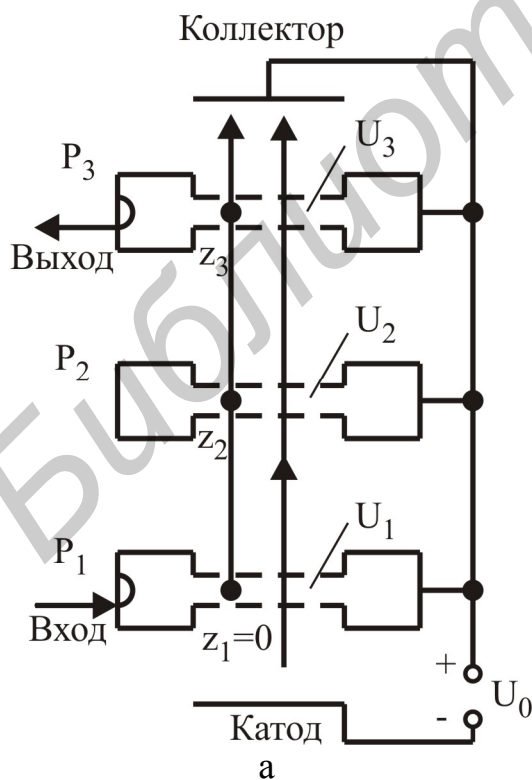


Рис. 10.13

Значительное увеличение коэффициента усиления в трехрезонаторном клистроне объясняется тем, что группирование электронов происходит при существенно меньшей мощности, подводимой к входному резонатору. Максимальное значение амплитуды первой гармоники конвекционного тока, а значит, максимальная выходная мощность и электронный КПД, достигаемые в оптимальном режиме при синхронной настройке в трехрезонаторном клистроне, остаются практически такими же, как в двухрезонаторном клистроне.

Увеличение КПД в трехрезонаторном клистроне происходит при расстройке промежуточного резонатора в сторону более высоких частот по отношению к частоте входного сигнала, при этом уменьшение напряжения на зазоре резонатора из-за расстройки должно быть компенсировано увеличением входной мощности.

Оптимальная расстройка промежуточного резонатора при усилении большого сигнала улучшает группирование электронов; в образовании сгустка участвует большее количество электронов, улучшается форма сгустка; в результате максимальная амплитуда первой гармоники конвекционного тока возрастает до $1,48 \cdot I_0$ по сравнению с $1,16 \cdot I_0$ в двухрезонаторном клистроне. Рост амплитуды первой гармоники конвекционного тока приводит к увеличению электронного КПД трехрезонаторного клистрона до 73,81 (теоретическое значение).

10.7.1. Характеристики и параметры многорезонаторных пролетных клистронов

Характеристики и параметры многорезонаторных пролетных клистронов зависят от количества резонаторов, режима работы, конструкции.

Коэффициент усиления клистрона с числом резонаторов N при синхронной настройке определяется эмпирическим соотношением

$$K_{p \max} = 15 + 20(N - 2) \text{ [дБ]}. \quad (10.47)$$

Повышение коэффициента усиления с увеличением числа резонаторов при постоянном значении мощности источника питания объясняется не увеличением выходной мощности, а возможностью снижения входной мощности вследствие того, что все резонаторы, кроме последнего, выполняют роль группирователей.

Обычно число резонаторов не превышает 4...5, т. к. при большем числе резонаторов клистроны склонны к самовозбуждению. Коэффициент усиления многорезонаторных клистронов достигает 60 дБ.

Амплитудные и амплитудно-частотные характеристики многорезонаторных клистронов приведены на рис. 10.14, а, б соответственно. Вид характеристик изменяется в зависимости от настройки промежуточных резонаторов. Кривые 1 соответствуют режиму синхронной настройки, кривые 2 – режиму получения максимальной мощности и КПД.

Крутизна начального участка амплитудной характеристики характеризует величину коэффициента усиления, который в режиме максимальной мощности имеет меньшее значение (кривая 2), чем в режиме синхронной настройки. Режим максимальной мощности используется для усиления немодулированных колебаний и колебаний с частотной и фазовой модуляцией. Ширина полосы пропускания многорезонаторного клистрона в режиме синхронной настройки определяется добротностью резонаторов и обычно составляет десятые доли процента. В режиме настройки промежуточных резонаторов полоса пропускания увеличивается до нескольких процентов при уменьшении коэффициента усиления и выходной мощности.

Узкая полоса пропускания является основным недостатком пролетных клистронов. Многорезонаторные клистроны используются в настоящее время на частотах от 200 МГц до 40 ГГц в качестве усилителей мощности.

Выходная мощность клистронов в непрерывном режиме достигает 100 кВт, а в импульсном режиме – 10 МВт. В многорезонаторных клистронах используются весьма значительные ускоряющие напряжения (до сотен киловольт) при токе луча в десятки и сотни ампер. КПД многорезонаторных клистронов достигает 60...75 % в непрерывном режиме, наибольшее значение КПД, полученное в импульсном режиме, составляет 82 %.

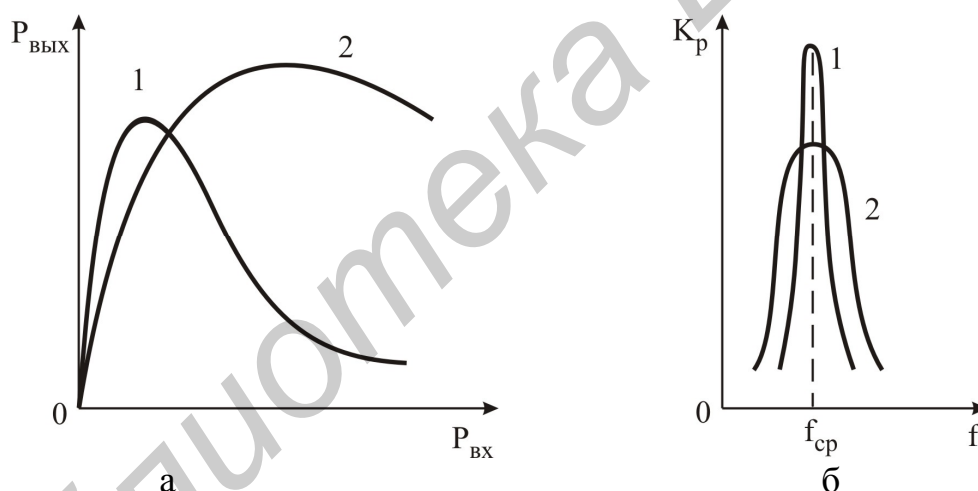


Рис. 10.14

Конструкция усилительных клистронов зависит от их назначения, уровня выходной мощности, рабочей частоты. Для устранения поперечной разгруппировки электронов в клистронах используется электромагнитная и электростатическая фокусировка и фокусировка полем постоянных магнитов. В зависимости от значения рабочей частоты ввод и вывод СВЧ-энергии может быть коаксиальный или волноводный.

По конструкции резонаторов пролетные клистроны делятся на клистроны с внутренними и внешними резонаторами. В последних резонаторы находятся вне вакуумного объема клистрона. В некоторых клистронах предусмотрена механическая перестройка резонаторов в процессе эксплуатации (перенастраиваемые клистроны). В мощных клистронах используют бессеточные объемные резонаторы, принудительное воздушное или жидкостное охлаждение.

Существуют многолучевые пролетные клистроны, в которых используется одновременное взаимодействие нескольких параллельных электронных потоков с СВЧ-полем резонаторов, что позволяет при одинаковой мощности использовать меньшее ускоряющее напряжение по сравнению с однолучевыми клистроны.

Известны конструкции клистронов с распределенным взаимодействием, в которых выходной, а иногда и промежуточный резонаторы заменяют цепочкой связанных резонаторов, что позволяет увеличить КПД и расширяет полосу пропускания до 3...5 %.

Многорезонаторные усилительные клистроны непрерывного режима широко применяют в системах тропосферной и радиорелейной связи, в наземных станциях спутниковой связи, в телевизионных передатчиках, в выходных каскадах радиолокационных передатчиков, в установках промышленного нагрева. Импульсные усилительные клистроны используются в радиолокационных станциях дальнего обнаружения и в ускорителях заряженных частиц.

10.8. Отражательный клистрон

10.8.1. Устройство и принцип действия отражательного клистрона

Отражательный клистрон представляет собой резонансный генератор колебаний СВЧ, в котором одна и та же колебательная система (резонатор) используется как для модуляции электронного потока по скорости, так и для отбора энергии от него. На рис. 10.15 показано устройство и схема питания отражательного клистрона. Электроны, эмитируемые катодом, ускоряются в пространстве между катодом и резонатором, к которому приложено ускоряющее напряжение U_0 . В установившемся режиме между сетками резонатора существует переменное СВЧ-напряжение $u(t) = U_1 \sin(\omega t)$, которое производит модуляцию скорости электронов. После пролета резонатора электроны двигаются равнозамедленно в тормозящем электрическом поле, создаваемом отражателем, к которому прикладывается отрицательное напряжение $U_{отр}$ по отношению к катоду.

Под действием тормозящего поля отражателя электроны уменьшают свою скорость до нулевого значения, затем начинают обратное движение и возвращаются в резонатор. В процессе этого движения (к отражателю и обратно) происходит группирование электронов (см. рис. 10.15). Группирование электронов происходит вокруг электрона 2, который не изменил свою скорость при пролете резонатора (невозмущенный электрон), в результате того, что медленные электроны 2 догоняют ускоренные электроны 1, проходя меньший путь в пространстве между резонатором и отражателем.

Чтобы образовавшиеся сгустки электронов отдавали энергию СВЧ-полю и поддерживали колебания в резонаторе, они должны возвращаться в резонатор в тормозящий полупериод.

Следует заметить, что если в какой-то полупериод поле является ускоряющим для электронов, идущих от катода, то это же поле будет тормозящим для электронов, возвращающихся в резонатор от отражателя. Очевидно, что сгусток отдаст наибольшую энергию СВЧ-полю, если центральный его электрон (невозмущенный) приходит в момент максимума поля. Как видно из рис. 10.16, для этого необходимо выполнение условия

$$\theta_{0 \text{ опт}} = 2\pi(n + 3/4), \quad (10.48)$$

где $\theta_{0 \text{ опт}}$ – оптимальный угол пролета невозмущенного электрона в пространстве группирования;

$n = 1, 2, 3, \dots$ – целое число, называемое номером зоны генерации.

Угол пролета меняется регулированием напряжения $U_{\text{отр}}$ на отражателе клистрона.

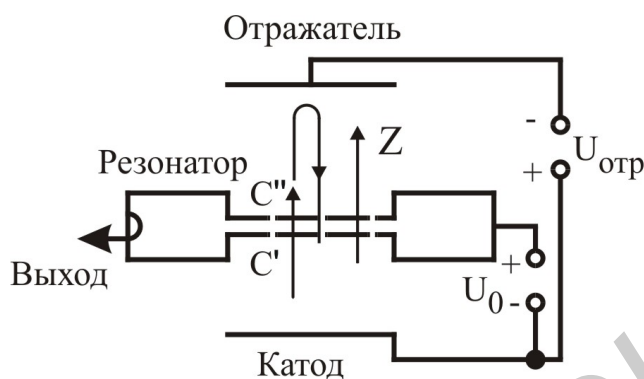


Рис.10.15

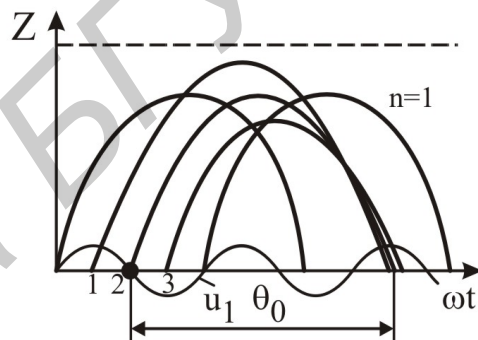


Рис.10.16

10.8.2. Характеристики и параметры отражательного клистрона

На рис. 10.17, а, б представлены зависимости мощности и частоты колебаний клистрона от напряжения на отражателе. Эти зависимости имеют зонный характер. С увеличением $|U_{\text{отр}}|$ уменьшается угол пролета, а следовательно, и номер зоны. Максимальное значение мощности в каждой зоне наблюдается при напряжении отражателя, которому соответствует оптимальный угол пролета электронов. Это напряжение называют напряжением в центре зоны $U_{\text{отр цз}}$ и определяют из выражения

$$n + 3/4 = \frac{\sqrt{f\ell} \sqrt{8mU_0/q}}{U_0 - U_{\text{отр цз}}}, \quad (10.49)$$

где f – частота генерируемых колебаний;

ℓ – расстояние между отражателями и резонатором;

U_0 – напряжение на резонаторе.

Мощность в центре зоны убывает с ростом номера зоны. Интервал значе- ний $U_{\text{отр}}$, соответствующий уменьшению выходной мощности в данной зоне

вдвое по сравнению с максимальной мощностью, называют шириной зоны генерации. Ширина зоны генерации уменьшается с ростом номера зоны.

Частота генерации отражательного клистрона зависит от напряжений резонатора U_0 и отражателя $U_{отр}$. Обычно электронная перестройка производится изменением напряжения отражателя. Так как цепь отражателя не потребляет тока, это дает возможность безынерционной перестройки частоты. Диапазон электронной перестройки клистронов обычно составляет 0,5...0,8 % средней частоты.

Кроме электронной перестройки частоты возможна механическая перестройка, связанная с изменением резонансной частоты резонатора f_0 при изменении его размеров. Диапазон механической перестройки может достигать 10...20 % от f_0 .

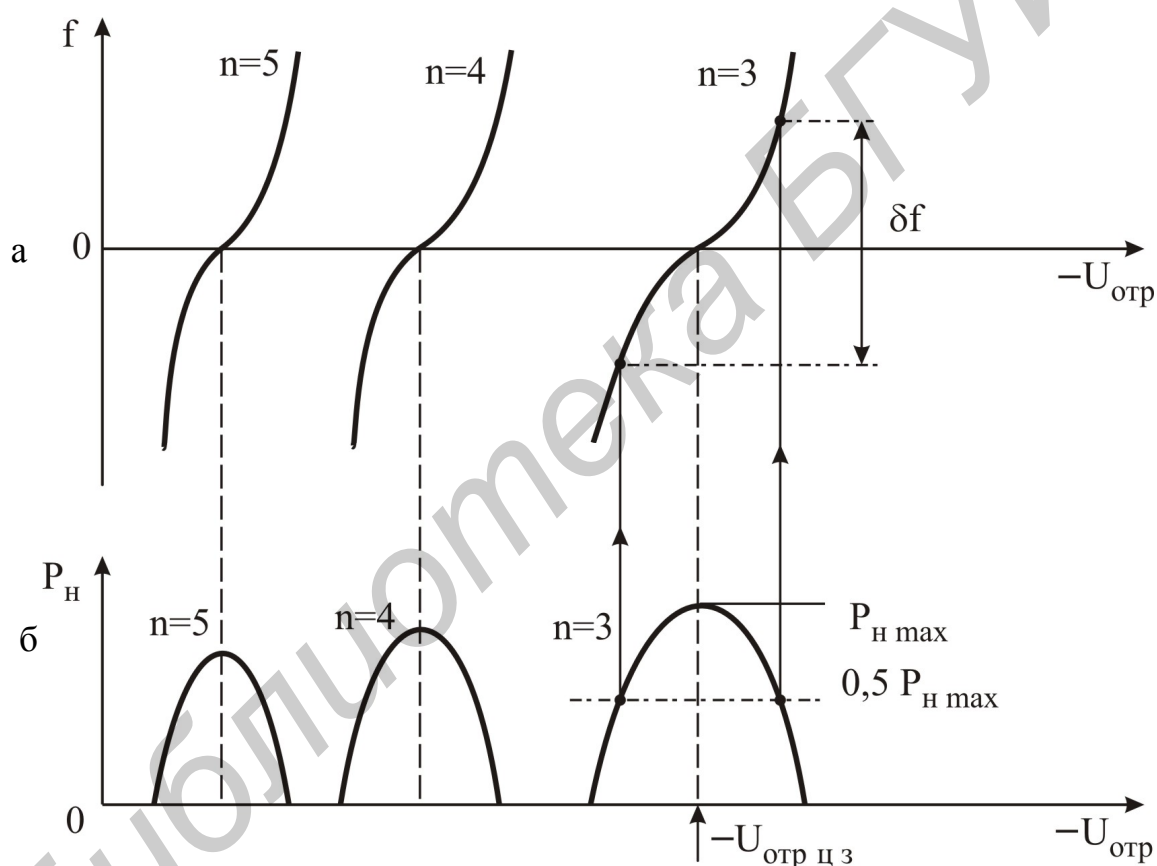


Рис. 10.17

Отражательные клистроны способны работать в диапазоне частот от 0,8 до 220 ГГц. Из-за низкого КПД (единицы процентов) применение отражательных клистронов ограничивается областями малых мощностей (десятки и сотни милливатт), где малый КПД не является существенным недостатком. В основном отражательные клистроны нашли широкое применение в качестве гетеродинов приемных устройств СВЧ-диапазона, задающих генераторов передающих устройств и т. п.

В настоящее время отражательные клистроны обычных конструкций практически вытеснены полупроводниковыми приборами СВЧ. Миниатюрные отражательные клистроны – минитроны, имеющие сравнимые с полупроводниковыми приборами габариты и вес, низкие питающие напряжения, способны конкурировать с полупроводниковыми приборами в отдельных случаях применения.

10.9. Лампа бегущей волны О-типа

10.9.1. Устройство и принцип действия

Лампой бегущей волны О-типа (ЛБВО) называют ЭВП СВЧ, в котором используется длительное взаимодействие электронного потока, движущегося в продольном электрическом и магнитном полях с прямой гармоникой сигнала (бегущей волной), распространяющейся вдоль замедляющей системы. ЛБВО представляет собой усилительный прибор СВЧ-диапазона. Длительное взаимодействие (в течение десятков и сотен полупериодов) электронов с электрическим полем волны позволяет получить требуемое группирование электронного потока при относительно слабом входном сигнале. Очевидно, что обмен энергией между электронами и волной происходит в результате взаимодействия электронов с продольной составляющей электрического поля волны, совпадающей по направлению со скоростью электронов.

Эффективное взаимодействие электронов с бегущей волной возможно, когда скорость электронов V_0 приближенно равна фазовой скорости электромагнитной волны V_ϕ в направлении движения электронов.

Это называется условием фазового синхронизма и выражается следующим образом:

$$V_0 - V_\phi \approx 0. \quad (10.50)$$

Так как скорость электронов всегда меньше скорости света в свободном пространстве, то для выполнения условия фазового синхронизма необходимо уменьшать фазовую скорость волны, взаимодействующую с электронами. Для замедления волны используются различные нерезонансные замедляющие системы.

На рис. 10.18 схематично представлено устройство ЛБВО, состоящей из трех основных элементов: электронного прожектора (пушки), замедляющей системы, фокусирующей системы. Электронный прожектор служит для создания ускоренного электронного потока с определенным сечением и интенсивностью. Он состоит из подогретого катода K , управляющего электрода $УЭ$, одного или двух анодов $A1$, $A2$. Управляющий электрод находится под небольшим отрицательным напряжением U_y относительно катода, регулируя величину которого можно изменять интенсивность электронного потока, т. е. величину тока луча.

Скорость электронов определяется ускоряющим напряжением U_0 , прикладываемым к анодам лампы А1, А2, замедляющей системе ЗС, коллектору лампы КЛ. Величина U_0 составляет в зависимости от мощности ЛБВ от нескольких сотен вольт до десятков киловольт.

Форма электродов, входящих в электронный прожектор, их взаимное расположение и напряжения на них относительно катода в совокупности действуют как электронная линза, предварительно фокусирующая электронный поток. Для фокусировки электронного потока при его движении внутри замедляющей системы для снижения эффекта взаимного расталкивания электронов используется продольное магнитное поле, создаваемое системой постоянных кольцевых магнитов, образующих фокусирующую систему ФС. В мощных ЛБВ для создания фокусирующего магнитного поля могут применяться соленоиды, питаемые постоянным током. Существуют также ЛБВО с электростатической системой фокусировки, которые имеют меньшие габариты, вес, но требуют дополнительных питательных напряжений для фокусировки.

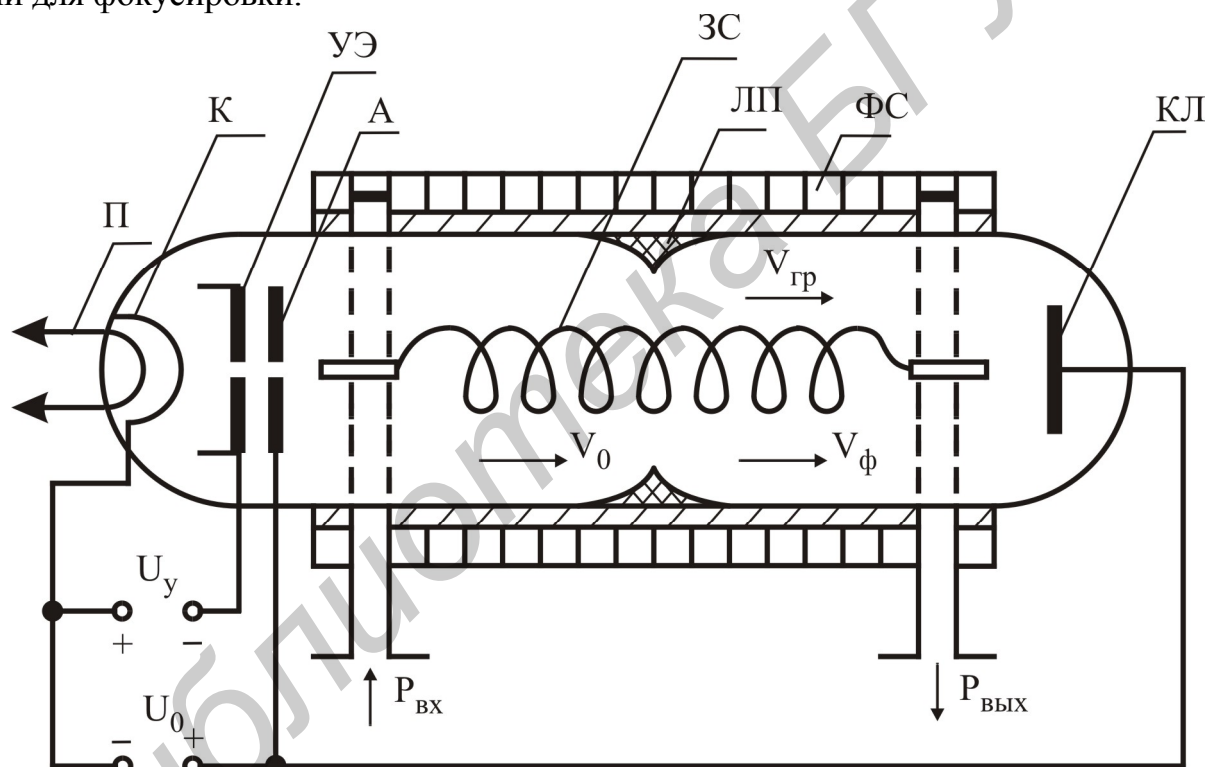


Рис. 10.18

Электронный поток, прошедший через замедляющую систему, оседает на коллекторе КЛ, который для улучшения условий охлаждения обычно заземляется. Замедляющая система, связанная с внешними линиями передачи, заземляется так, что катод электронной пушки находится под высоким отрицательным напряжением U_0 .

Электронная пушка, замедляющая система, коллектор размещаются внутри вакуумной оболочки ЛБВ. В качестве замедляющей системы в ЛБВО чаще всего используется спираль с малым шагом $\tau \ll \lambda_c$. Для предотвращения

самовозбуждения ЛБВ в замедляющей системе размещают локальный поглотитель ЛП, с помощью которого устраняется обратная связь, возникающая при отражении сигнала от выхода замедляющей системы. На входе и выходе замедляющей системы используют специальные устройства для согласования ее с линиями передачи, которые могут быть волноводными либо коаксиальными. На вход замедляющей системы поступает СВЧ-сигнал, который усиливается в приборе и с выхода замедляющей системы передается в нагрузку.

Принцип работы ЛБВО так же, как и пролетного клистроны, основан на динамическом управлении электронным потоком, т. е. на модуляции электронного потока по скорости, которая по мере движения электронов к коллектору переходит в модуляцию по плотности, и отборе части кинетической энергии сгруппированного потока электронов при торможении сгустков в электрическом поле бегущей волны. В отличие от клистронов в ЛБВ группирование и отбор энергии от электронов не разделены в пространстве и происходят непрерывно при совместном движении волны и потока электронов в замедляющей системе.

Рассмотрим особенности происходящих в ЛБВ процессов, приводящих к усилению СВЧ-колебаний. Ускорение электронов в ЛБВО происходит под действием ускоряющего напряжения U_0 , прикладываемого к аноду электронной пушки. Величина ускоряющего напряжения U_0 определяет не только кинетическую энергию электронов, но и условия передачи этой энергии электрическому полю бегущей волны в замедляющей системе. Скорость электронов U_0 при входе в заземляющую систему должна соответствовать условию фазового синхронизма (10.50).

Модуляция электронов по скорости происходит на начальном участке замедляющей системы под действием продольной составляющей электрического поля E_z бегущей волны, создаваемой входным сигналом (рис. 10.19, а).

Электрон 1, влетевший в замедляющую систему во время ускоряющего полупериода электрического поля, получает приращение скорости, а электрон 3, оказавшийся в тормозящем полупериоде, замедляется. Электроны типа 2 и 4, попавшие в систему в тот момент, когда напряженность СВЧ-поля равна нулю, свою скорость не изменяют. Модуляция электронов по скорости приводит к модуляции их по плотности по мере движения вдоль замедляющей системы, при этом непрерывный поток электронов в замедляющей системе превращается в поток электронных сгустков. Группирование происходит вокруг электронов типа 2, попадающих в замедляющую систему в момент перехода СВЧ-поля от ускоряющего к тормозящему. Изменение конвекционного тока $I_{\text{конв}}$ вдоль замедляющей системы при группировании электронного потока показано на рис. 10.19, б. Максимальные значения тока соответствуют центрам электронных сгустков, расположенных на расстояниях, близких к длине замедленной волны в системе. Образовавшиеся сгустки возбуждают наведенный ток, протекание которого по замедляющей системе вызывает появление бегущей волны, которая будет оказывать тормозящее действие на электроны сгустка. При этом

увеличивается амплитуда взаимодействующей волны и происходит смещение сгустков к ускоряющим полупериодам бегущей волны с одновременным уплотнением сгустков под воздействием возрастающей амплитуды волны. Этот процесс продолжается по мере продвижения сгустков вдоль системы при соблюдении условий синхронизма между средней скоростью электронов и фазовой скоростью взаимодействующей волны. Для эффективной передачи энергии бегущей волне сгустки электронов должны слегка обгонять волну, чтобы находиться в тормозящих полупериодах (см. рис. 10.19, а). Для этого ускоряющее напряжение U_0 должно быть такой величины, чтобы скорость электронов несколько превышала фазовую скорость волны $V_0 > V_\phi$. Так как скорость электронов в процессе взаимодействия с волной будет уменьшаться, то по мере движения вдоль замедляющей системы сгустки электронов будут смещаться относительно бегущей волны. Поэтому необходимо такое различие в скоростях электронов и волны, чтобы за время движения сгустка вдоль замедляющей системы он не вышел из области тормозящего поля. Обычно разница между V_0 и V_ϕ не более 5...10 %.

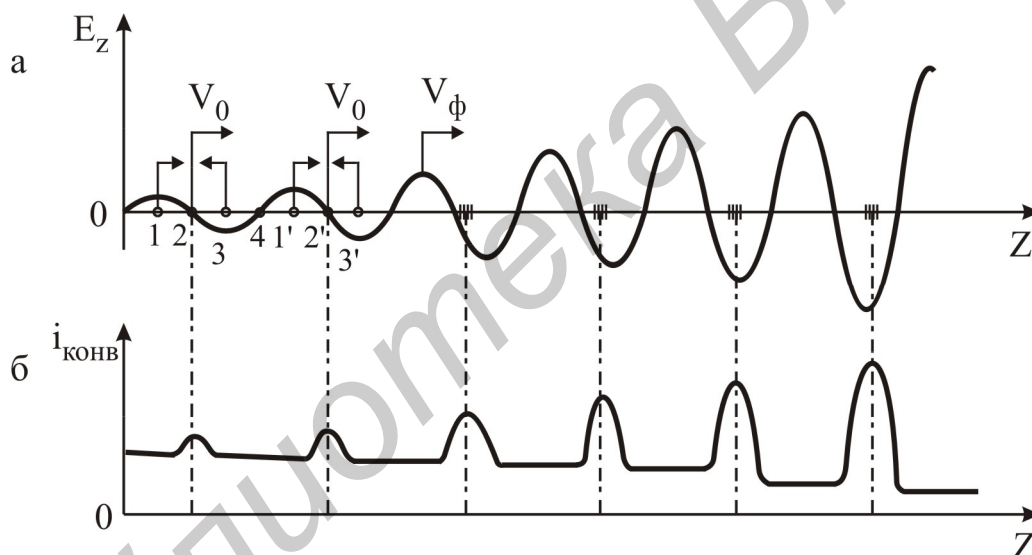


Рис. 10.19

В результате передачи энергии от электронного потока полю бегущей волны ее амплитуда будет возрастать по мере распространения вдоль замедляющей системы, создавая усиление сигнала, подводимого ко входу лампы. Как показывают расчеты, нарастание амплитуды волны вдоль замедляющей системы происходит по экспоненциальному закону:

$$E_L = E_0 e^{\alpha z}, \quad (10.51)$$

где E_L , E_0 – амплитуды продольной составляющей волны на выходе и входе замедляющей системы соответственно;

α – коэффициент нарастания амплитуды, зависящий от конструкции замедляющей системы.

10.9.2. Основные параметры и характеристики ЛБВО

Одним из основных параметров ЛБВ является коэффициент усиления по мощности K_p , который обычно выражается в децибелах, и в линейном режиме работы ЛБВ определяется выражением

$$K_p = 47,3 \text{ CN} - 9,54 - L_{\text{п}}, \quad (10.52)$$

где C – параметр усиления, равный

$$C = 3 \sqrt[3]{\frac{R_c I_0}{4U_0}}. \quad (10.53)$$

Здесь R_c – сопротивление связи замедляющей системы;

I_0 – постоянный ток луча;

U_0 – ускоряющее напряжение;

$L_{\text{п}} = 5 \dots 10$ дБ – потери в локальном поглотителе;

N – число длин волн, укладываемых вдоль замедляющей системы длиной L :

$$N = L / \lambda_c; \quad (10.54)$$

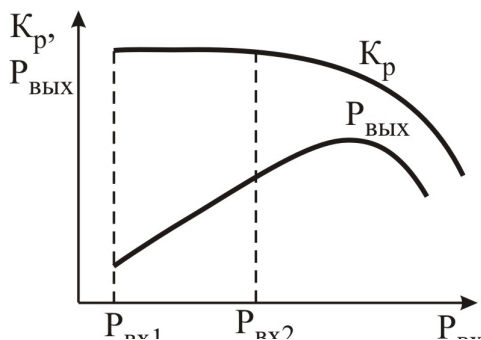
λ_c – длина волны усиливаемого сигнала в замедляющей системе.

Из выражения (10.52) следует, что коэффициент усиления определяется параметром усиления C и величиной N . С увеличением тока луча или сопротивления связи параметр усиления C возрастает и коэффициент усиления также увеличивается. Увеличение тока означает увеличение числа электронов, взаимодействующих с волной, а увеличение R_c увеличивает амплитуду продольной составляющей электронного поля замедляющей системы. Рост значения N может быть достигнут увеличением длины замедляющей системы L , что приводит к увеличению времени взаимодействия электронов с волной и возрастанию коэффициента усиления. Однако при слишком большой длине замедляющей системы ухудшается взаимодействие электронов и волны в конце системы и рост амплитуды волны замедляется, что ограничивает увеличение коэффициента усиления. В реальных ЛБВ $C = 0,02 \dots 0,5$, $N = 10 \dots 30$. При этих условиях коэффициент усиления достигает значения $30 \dots 40$ дБ, а в маломощных ЛБВ доходит до 60 дБ. Из-за наличия связи между входом и выходом ЛБВО через замедляющую систему величину коэффициента усиления ограничивает опасность самовозбуждения ЛБВО.

Коэффициент усиления по мощности K_p зависит от величины входной мощности $P_{\text{вх}}$, частоты усиливаемого сигнала f , ускоряющего напряжения U_0 .

Амплитудная характеристика ЛБВО или зависимость выходной мощности и коэффициента усиления от входной мощности сигнала представлена на рис. 10.20. При малых уровнях входного сигнала коэффициент усиления максимален и в диапазоне $P_{\text{вх1}} \dots P_{\text{вх2}}$, называемым динамическим, остается практически неизменным. В этой области работают обычно входные усилители на ЛБВ. Величина динамического диапазона ЛБВО $10 \cdot \lg(P_{\text{вх2}} / P_{\text{вх1}})$ достигает

80...90 дБ. Наличие максимума и последующего спада выходной мощности объясняется тем, что величина выходной мощности $P_{\text{ВЫХ max}}$ ограничена мощностью постоянного тока ($P_0 = I_0 U_0$), подводимой к электронному лучу, и перегруппировкой электронов из-за сильного торможения сгустков электронов при больших уровнях входного сигнала.



По величине максимальной выходной мощности ЛБВО подразделяются на лампы малой мощности (до 1 Вт), средней мощности (более 100 Вт) и сверхмощные (более 1000 Вт). Различают ЛБВО непрерывного и импульсного действия. Мощные выходные ЛБВО способны обеспечить на выходе мощность порядка 10 кВт в непрерывном и более 10 МВт в импульсном режимах.

Величина максимальной выходной мощности ЛБВО определяется простым выражением

$$P_{\text{ВЫХ}} \approx 2CU_0 I_0, \quad (10.55)$$

из которого следует, что получение высоких выходных мощностей требует использования электронных потоков с большим запасом кинетической энергии.

КПД является важным параметром в ЛБВО большой мощности. В процессе усиления из-за торможения сгустков электронов происходит нарушение условия синхронизма $V_0 > V_\phi$. Электроны, отставая от волны, начинают переходить из тормозящего ее полупериода в ускоряющий, и отбор энергии от потока прекращается. Качественная оценка величины КПД может быть сделана следующим образом. Электроны влетают в замедляющую систему со скоростью V_0 , т. е. обладают энергией, пропорциональной V_0^2 , а выходят из замедляющей системы со скоростью, близкой к величине V_ϕ , т. е. обладают энергией, пропорциональной V_ϕ^2 . Таким образом, энергия, отданная потоком волне, пропорциональна величине $V_0^2 - V_\phi^2$. Соответственно для КПД справедлива следующая приближенная оценка:

$$\eta \approx (V_0^2 - V_\phi^2) / V_0^2 \approx 1 - (V_\phi / V_0)^2. \quad (10.56)$$

Так как величина V_0 не может значительно превышать V_ϕ , то на основании (10.56) можно сделать вывод о принципиально ограниченной величине КПД ЛБВО. Реальное значение электронного КПД не превышает 20 %. Некоторое увеличение КПД достигается использованием замедляющих систем, у которых коэффициент замедления увеличивается к выходному концу замедляющей системы. ЛБВ с такими замедляющими системами называются изохронными. Эффективен и широко применяется метод повышения КПД с помощью торможения электронов после замедляющей системы – метод рекуперации. С этой целью напряжение на коллекторе U_0 несколько снижают по сравнению

с ускоряющим напряжением U_0 . При этом в пространстве между замедляющей системой и коллектором создается статическое тормозящее поле, в котором ступки электронов, вышедшие из замедляющей системы, будут замедляться, возвращая часть своей энергии источнику коллекторного напряжения, и лишь оставшуюся энергию выделяют в виде тепла при ударе о коллектор. Электронный КПД ЛБВО в режиме рекуперации с двумя источниками питания можно представить в виде

$$\eta_p = \frac{P_{\text{ВЫХ}}}{U_0 I_C + U_K I_K} = \frac{P_{\text{ВЫХ}}}{U_0 I_0 (1 - I_K / I_0 + U_K I_K) U_0 I_0}, \quad (10.57)$$

где I_C – ток замедляющей системы;

I_K – ток коллектора;

$I_0 = I_C + I_K$ – ток катода.

При хорошей магнитной фокусировке луча $I_C < I_K$, т. е. $I_K \approx I_0$, тогда

$$z_p = z_e U_0 / U_K, \quad (10.58)$$

где $\eta_e = P_{\text{ВЫХ}} / (U_0 I_0)$ – электронный КПД ЛБВО без рекуперации.

Из выражения (10.58) следует, что чем меньше напряжение коллектора, тем выше КПД в режиме рекуперации. Обычно удается достичь $U_0 / U_K < 2$. При очень малых значениях напряжения коллектора электроны, частично заторможенные в замедляющей системе, могут вообще не дойти до коллектора и возвратиться назад, что приведет к нагреву замедляющей системы. Использование метода рекуперации позволяет повысить КПД ЛБВ до 50 %.

Маломощные входные ЛБВО имеют низкое значение коэффициента шума $K_{\text{ш}} = 4 \dots 13$ дБ в диапазоне частот $1 \dots 18$ ГГц, которое достигается уменьшением тока луча ($I_0 < 100$ мкА) и улучшением его фокусировки. Выходная мощность маломощных ЛБВО не превышает обычно нескольких милливатт. Отличительной особенностью ЛБВО является то, что они используют нерезонансные колебательные системы и поэтому способны усиливать сигналы в широкой полосе частот.

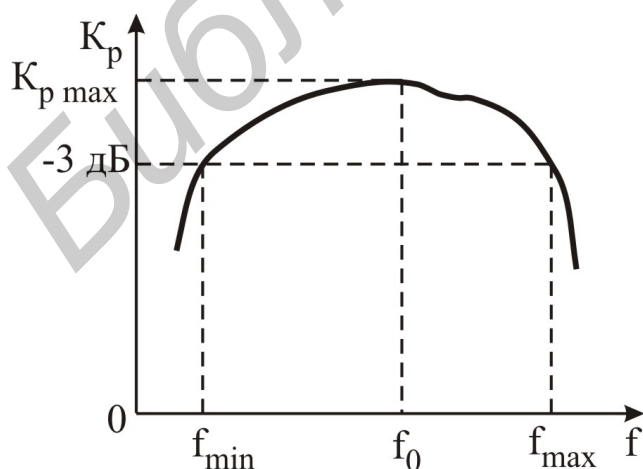


Рис. 10.21

Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) ЛБВО показана на рис. 10.21. Полоса рабочих частот $f_{\text{max}} - f_{\text{min}}$ оценивается для ЛБВО по допустимому (обычно 3 дБ) спаду коэффициента усиления при изменении частоты сигнала относительно средней частоты f_0 , на которой коэффициент усиления максимален.

В лампах со спиральными замедляющими системами с очень слабой дисперсией снижение коэф-

коэффициента усиления на частотах ниже рабочей обусловлено увеличением длины волны λ_c в замедляющей системе и уменьшением вследствие этого значения N (10.53). С увеличением частоты сигнала спад усиления связан с уменьшением значения сопротивления связи замедляющей системы R_c (10.7) и снижением в результате этого величины параметра усиления $C \sim \sqrt[3]{R_c}$ согласно (10.52), (10.54).

Величина полосы рабочих частот может быть ограничена условиями согласования замедляющей системы с входом и выходом лампы, которые определяют неравномерность АЧХ в пределах рабочего диапазона частот. Широкополосные ЛБВО имеют полосу пропускания 1...2 октавы, при этом коэффициент усиления $K_p > 30$ дБ. Изменение ускоряющего напряжения в ЛБВО с сильной дисперсией замедляющей системы дает возможность некоторого перемещения средней частоты усиления по диапазону.

Особенностью ЛБВО является сильная зависимость фазы выходного сигнала $\Delta\varphi$ от изменения ускоряющего напряжения U_0 . Эта зависимость приблизительно выражается формулой

$$\Delta\varphi = -105N(\Delta U_0 / U_0) \text{ [градус]}, \quad (10.59)$$

где N – число длин волн, укладываемых вдоль оси замедляющей системы.

Фаза выходного сигнала ЛБВО также зависит от уровня входного сигнала, поэтому усиление сигналов, модулированных по амплитуде, может сопровождаться паразитной фазовой модуляцией, что приводит к искажениям сигналов с широким спектром частот.

В мощных лампах со средней мощностью 1 кВт и более применяются замедляющие системы в виде цепочки связанных резонаторов, обладающие высокой теплорассеивающей способностью (см. рис. 10.4, б). Недостатки этих замедляющих систем – относительно узкая полоса пропускания и сильная дисперсия. Поэтому полоса усиления мощных ЛБВО редко превышает 10...20 %.

Выходная мощность ЛБВО зависит от ускоряющего напряжения U_0 . Эта зависимость называется характеристикой взаимодействия (рис. 10.22). Выходная мощность достигает максимальной величины при некотором оптимальном значении ускоряющего напряжения U_0 , при котором соотношение скорости электронов и фазовой скорости волны соответствует наилучшим условиям передачи энергии от электронов волне. ЛБВО покрывают диапазон частот от 0,5 до 100 ГГц. ЛБВО непрерывного режима средней мощности широко используются в бортовой аппаратуре спутников связи, выходных каскадах передатчиков радиорелейных линий связи. Маломощные ЛБВО в диапазоне частот до 18 ГГц практически вытеснены полупроводни-

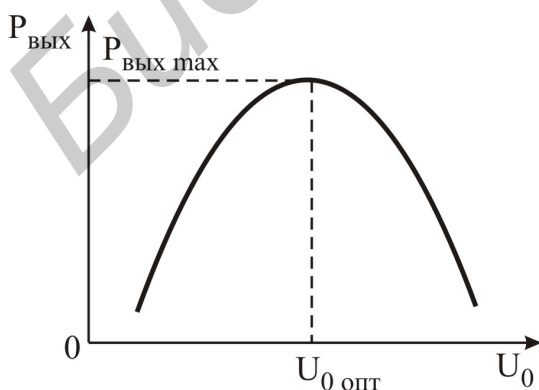


Рис. 10.22

ков и фазовой скорости волны соответствует наилучшим условиям передачи энергии от электронов волне. ЛБВО покрывают диапазон частот от 0,5 до 100 ГГц. ЛБВО непрерывного режима средней мощности широко используются в бортовой аппаратуре спутников связи, выходных каскадах передатчиков радиорелейных линий связи. Маломощные ЛБВО в диапазоне частот до 18 ГГц практически вытеснены полупроводни-

ковыми усилителями СВЧ. ЛБВО большой мощности находят применение в передатчиках радиолокационных станций и наземных станций космической связи.

10.10. Лампа обратной волны О-типа

10.10.1. Устройство и принцип действия

Лампы обратной волны О-типа (ЛОВ) являются электронными приборами длительного взаимодействия электронного потока с электромагнитной волной, распространяющейся по замедляющей системе, и представляют собой маломощные генераторы СВЧ с электронной перестройкой частоты в широких пределах.

Схематическое устройство ЛОВ показано на рис. 10.23. Основными элементами ЛОВ являются: электронный прожектор, служащий источником электронов и формирующий электронный пучок; замедляющая система в виде двухзаходной спирали, уменьшающая фазовую скорость распространения электромагнитных волн; вывод высокочастотной энергии, расположенный в начале замедляющей системы со стороны, примыкающей к электронной пушке; коллектор, служащий для рассеивания энергии электронов и отвода тепла от лампы; фокусирующая система магнитного типа, создающая продольное магнитное поле.

Электронный прожектор состоит из подогревного катода 1, управляющего электрода 2, первого анода 3. Первый анод служит для уменьшения влияния напряжения на коллекторе, изменяющегося в больших пределах на величину тока коллектора. К первому аноду прикладывается положительное относительно катода напряжение U_a порядком нескольких десятков или сотен вольт, позволяющее регулировать величину тока коллектора. Управляющий электрод обычно соединяют с катодом. На замедляющую систему 4 и коллектор 5 подают положительное относительно катода ускоряющее напряжение U_0 порядком нескольких сотен или тысяч вольт, изменением которого осуществляют перестройку частоты генерации ЛОВ.

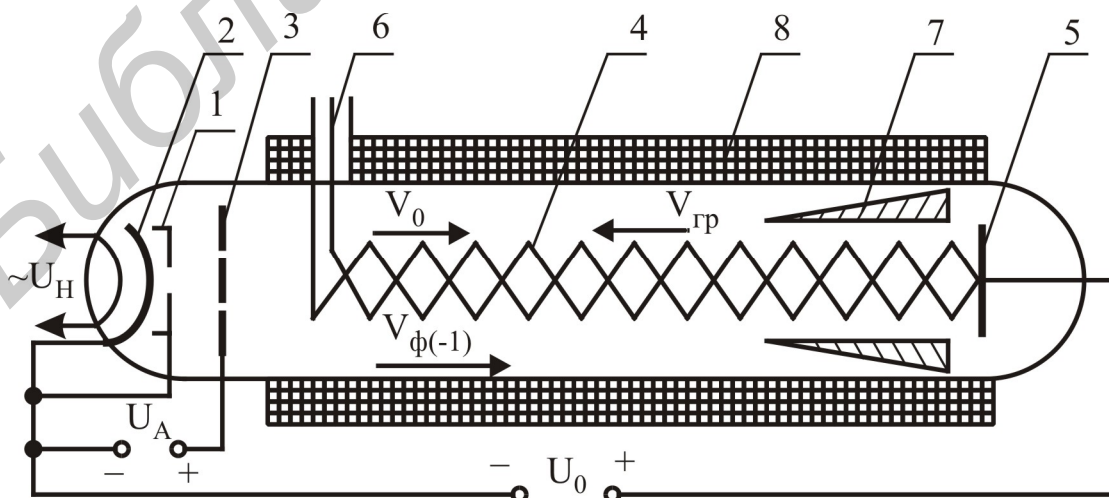


Рис. 10.23

Вывод высокочастотной энергии ν в зависимости от конструкции замедляющей системы может быть коаксиального и волноводного типа. Для упрощения конструкции вывода энергии коллектор и замедляющая система соединяются с корпусом лампы, а катод находится под напряжением по отношению к корпусу.

Для уменьшения вредного влияния отраженной от выхода замедляющей системы волны на процессы в лампе у коллектора размещают сосредоточенный поглотитель 7.

Магнитная фокусирующая система 8 выполняется в виде постоянного магнита. Магнитное поле фокусирующей системы направлено вдоль оси замедляющей системы и препятствует расхождению электронного пучка при его движении к коллектору.

Флуктуации электронного потока наводят в замедляющей системе слабые колебания, возникшая при этом электромагнитная волна может быть представлена суммой пространственных гармоник. Фазовая скорость одной из этих гармоник может удовлетворять условию синхронизма $V_{\phi n} \approx V_0$.

Замедляющие системы ламп обратной волны выполняют таким образом, чтобы амплитуда первой обратной гармоники в замедляющей системе была максимальна. Поэтому электронный поток будет взаимодействовать прежде всего с полем именно этой гармоники. Взаимодействуя с полем обратной гармоники, электроны начнут группироваться в сгустки и отдавать свою энергию полю волны. Так как амплитуда волны будет нарастать, то эффект группирования электронов и передача энергии волне увеличатся еще более и т. д.

Вектор групповой скорости волны противоположен по направлению векторам скорости электронов и фазовой скорости обратной гармоники (см. рис. 10.23). Использование электронного потока, движущегося навстречу потоку электромагнитной энергии, обеспечивает в ЛОВ положительную обратную связь.

Чтобы в лампе обратной волны установились стационарные колебания, необходимо выполнение двух условий – баланса фаз и баланса амплитуд. Для лампы обратной волны баланс фаз можно записать в виде

$$\frac{\omega \ell}{V_{\phi(-1)}} - \frac{\omega \ell}{V_0} = \pi(2n + 1), \quad (10.60)$$

где ℓ – длина замедляющей системы;

$n = 0, 1, 2, 3, \dots$ – номер зоны (порядка) генерации;

$V_{\phi(-1)}$ – фазовая скорость первой обратной гармоники;

V_0 – скорость электронов.

При $n = 0$ в лампе возникнут колебания основного вида. Для их возбуждения необходимо наименьшее значение скорости электронов V_0 , а следовательно, наименьшая величина ускоряющего напряжения U_0 . Генерация колебаний в ЛОВ начинается при определенном минимальном значении тока коллектора I_0 , которое называется пусковым. При этом выполняется условие баланса амплитуд, которое для ЛОВ заключается в следующем: энергия, полу-

чаемая электромагнитной волной, в результате взаимодействия с электронным потоком должна быть достаточной для покрытия всех видов потерь и поддержания процессов модуляции электронного потока.

Для колебаний основного вида величина пускового тока

$$I_{п0} = \frac{0,124U_0}{R_c N^3}, \quad (10.61)$$

где U_0 – ускоряющее напряжение;

R_c – сопротивление связи замедляющей системы для первой обратной гармоники;

$N = \ell / \lambda_c$ – отношение длины замедляющей системы ℓ к длине волны в замедляющей системе λ_c .

Для самовозбуждения в ЛОВ колебаний первого порядка необходимо, чтобы выполнялось условие

$$I_{п1} > I_0 > (2 \dots 3) I_{п0}, \quad (10.62)$$

где $I_{п1}$ – пусковой ток для колебаний первого порядка;

I_0 – ток коллектора.

10.10.2. Электронная перестройка частоты ЛОВ

Одним из наиболее ценных свойств ЛОВ является возможность перестройки частоты генерации за счет изменения электрического режима работы лампы. Длина волны генерируемых колебаний определяется выражением

$$\lambda = \frac{21}{2n+1} \left(\frac{c}{V_{ф(-1)}} - \frac{505}{U_0} \right), \quad (10.63)$$

из которого следует, что с изменением ускоряющего напряжения U_0 и, следовательно, скорости электронов V_0 меняется длина волны генерируемых колебаний.

Так как замедляющая система для всех обратных гармоник обладает аномальной дисперсией, т. е. абсолютная величина фазовой скорости возрастает с ростом частоты, то увеличение ускоряющего напряжения вызовет увеличение частоты генерируемых колебаний. Зависимость частоты от ускоряющего напряжения (рис. 10.24) является нелинейной, закон изменения частоты обусловлен дисперсией замедляющей системы. Ширину рабочего диапазона электронной перестройки принято оценивать коэффициентом перекрытия диапазона:

$$\delta_{п} = f_{\max} / f_{\min},$$

где f_{\max} , f_{\min} – максимальная и минимальная граничные частоты диапазона, на которых выходная мощность ЛОВ уменьшается вдвое по сравнению с максимальным значением.

При коаксиальном выводе энергии ЛОВ имеют коэффициент перекрытия диапазона $\delta_{п} = 2$, а с волноводным выводом – $\delta_{п} = 1,5 \dots 1,6$. Перекрытие рабочего диапазона частот достигается изменением ускоряющего напряжения U_0 в значительных пределах. Для перекрытия полосы частот, равной октаве, требуется десятикратное изменение напряжения U_0 .

Для оценки зависимости частоты от напряжения U_0 используют понятие крутизны электронной перестройки частоты: $S_e = df/dU_0$. Крутизна электронной перестройки уменьшается с ростом U_0 (см. рис. 10.24). Для ЛОВ сантиметрового диапазона крутизна составляет не больше нескольких мегагерц на вольт, а для миллиметрового – десятки мегагерц на вольт.

Выходная мощность ЛОВ зависит от ускоряющего напряжения (см. рис. 10.24). Немонотонность зависимости связана с наличием отражений от поглотителя и недостаточностью согласования вывода энергии с замедляющей системой. Выходная мощность ЛОВ может быть оценена выражением

$$P_{\text{вых}} = \frac{2}{\pi N} U_0 (I_0 - I_{\text{п0}}). \quad (10.64)$$

С ростом U_0 выходная мощность вначале растет, так как растет подводимая в ЛОВ мощность постоянного тока $P_0 = U_0 I_0$, а затем в связи с увеличением $I_{\text{п0}}$ рост выходной мощности уменьшается, и возможно наступление спада мощности.

ЛОВ обычно используются для генерирования небольших мощностей от милливатт до нескольких ватт в диапазоне 0,5...1000 ГГц. Следует отметить, что ЛОВ является единственным видом электровакуумных приборов, позволяющих получить колебания в субмиллиметровом диапазоне волн с достаточным для практики уровнем выходной мощности.

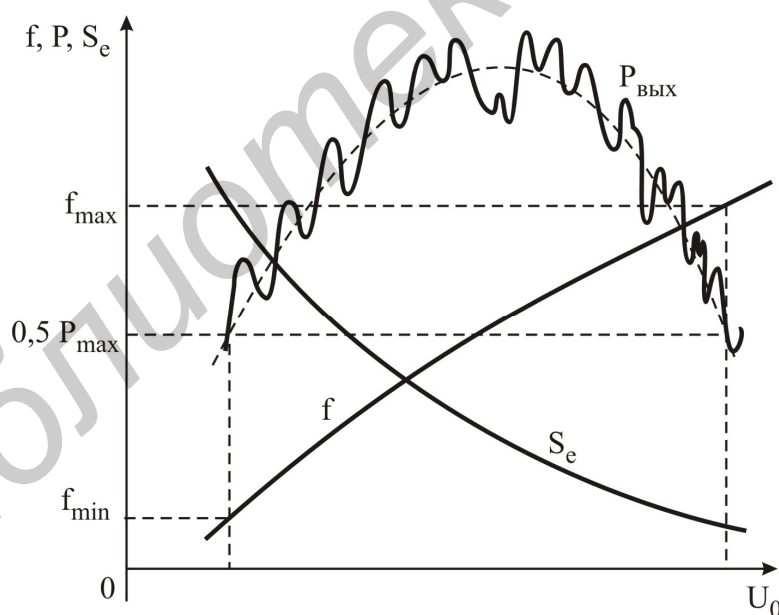


Рис. 10.24

Выходную мощность ЛОВ можно регулировать изменением тока луча, который зависит от напряжения анода. При этом наблюдается изменение частоты (электронное смещение частоты). При увеличении тока I_0 в ЛОВ наблюдается уменьшение частоты.

Электронный коэффициент полезного действия ЛОВ не превышает нескольких процентов. Теоретическая величина электронного КПД определяется соотношением

$$\eta_e = 0,84C, \quad (10.65)$$

где C – параметр усиления (10.54).

ЛОВ применяются в качестве гетеродинов радиолокационных и связных приемников, а также в измерительной аппаратуре в качестве свип-генераторов. В настоящее время ЛОВ выпускаются в основном для замены вышедших из строя в уже существующей аппаратуре. Новые типы ЛОВ разрабатываются только для субмиллиметрового диапазона. На более низких частотах ЛОВ заменяются полупроводниковыми приборами.

10.11. ЭВП магнетронного типа (приборы М-типа)

10.11.1. Движение электронов в скрещенных полях

В приборах магнетронного типа (типа М) происходит преобразование потенциальной энергии электронов, движущихся в скрещенных постоянном электрическом и магнитных полях, в энергию СВЧ-колебаний. В таких скрещенных полях электроны подвергаются воздействию сил электрического и магнитного полей и могут двигаться по различным траекториям.

Сила, действующая на электрон в скрещенных полях, складывается в общем случае из силы действия электрического поля F_E и силы магнитного поля F_M :

$$F = F_E + F_M, \quad (10.66)$$

где $F_E = -qE$; (10.67)

$$F_M = q[VB]. \quad (10.68)$$

Характер движения электрона в междуэлектродном пространстве зависит от соотношения значений напряженности E электрического и индукции B магнитного полей, а также от начальной скорости электронов (рис. 10.25).

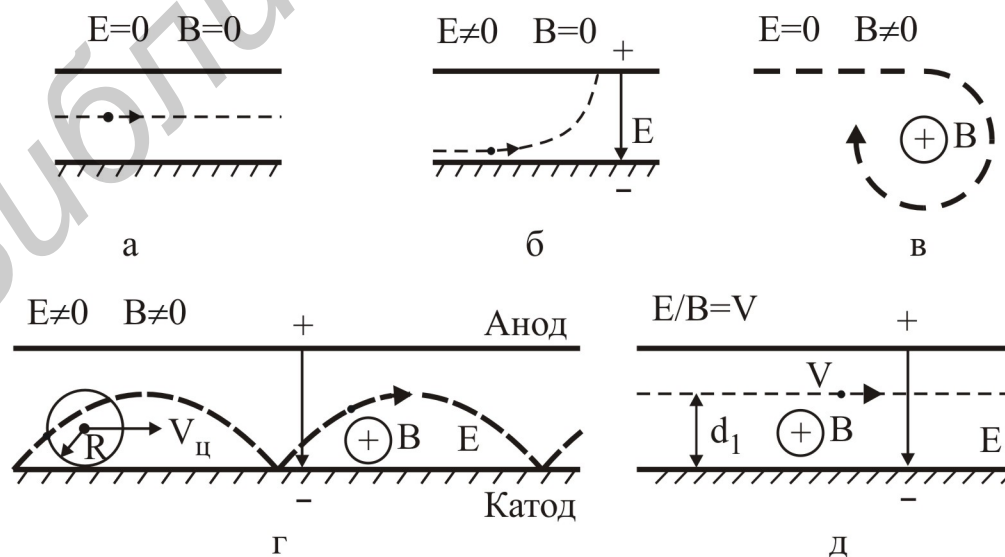


Рис. 10.25

Если поля отсутствуют ($E = B = 0$), то на электрон не действуют силы, и он движется равномерно и прямолинейно (рис. 10.25, а). При движении в одном лишь постоянном электрическом поле ($B = 0$) электрон получает ускорение в направлении, противоположном линиям E , и его траектория соответственно искривляется (рис. 10.25, б).

Под действием магнитного поля электрон, движущийся равномерно и прямолинейно, перейдет на круговую траекторию и будет вращаться вокруг магнитных силовых линий (рис. 10.25, в), сохранив значение своей скорости V . При этом радиус R описываемой окружности будет определяться из условия равенства магнитной и центростремительных сил: $qVB = mV^2/R$. При определенной взаимной ориентации векторов E , B , V электрическая и магнитная силы имеют противоположные направления и их равнодействующая F может быть равна нулю при $V = E/B$. В этом случае движение электрона в скрещенных полях будет прямолинейно и равномерно в сечении, находящимся от отрицательного электрода на расстоянии d_1 (рис. 10.25, г), для которого выполняется условие $qEd_1 = mV^2/2$.

Если в скрещенных полях оказывается электрон с нулевой начальной скоростью, то его траектория оказывается циклоидой, т.е. кривой которую описывает точка, лежащая на окружности, катящейся без скольжения по плоскости (рис. 10.25, д). При этом угловая скорость вращения окружности определяется выражением

$$\omega_{\text{ц}} = qB/m. \quad (10.69)$$

Скорость перемещения ее центра (переносная скорость)

$$V_{\text{п}} = E/B. \quad (10.70)$$

Радиус окружности определяется из очевидного равенства $V_{\text{п}} = \omega_{\text{ц}}R$, откуда

$$R = V_{\text{п}}/\omega_{\text{ц}} = mE/(qB^2). \quad (10.71)$$

В приборах типа М реализуются траектории типа прямой при выполнении условия $V = V_{\text{п}} = E/B$ и типа циклоиды при условии $V = 0$.

10.11.2. Многорезонаторный магнетрон

Многорезонаторный магнетрон представляет собой генераторный прибор М-типа, устройство которого показано на рис. 10.26.

Анод магнетрона 1 представляет собой сплошной цилиндрический медный блок, разделенный на сегменты продольными щелями. Эти щели входят в состав полых резонаторов 2, расположенных на равных расстояниях по окружности анода. Катод магнетрона 3 имеет цилиндрическую форму и расположен внутри анода вдоль его оси. Пространство 4 между катодом и анодным блоком называется пространством взаимодействия.

Магнетрон помещается в постоянное магнитное поле, направленное вдоль оси прибора, которое создается постоянным магнитом. Постоянное или

импульсное анодное напряжение U_A , прикладываемое между катодом и анодом, создает электрическое поле, перпендикулярное к направлению магнитного поля. Вывод СВЧ-энергии осуществляется обычно от одного из резонаторов, например с помощью петли связи 5 и коаксиальной линии.

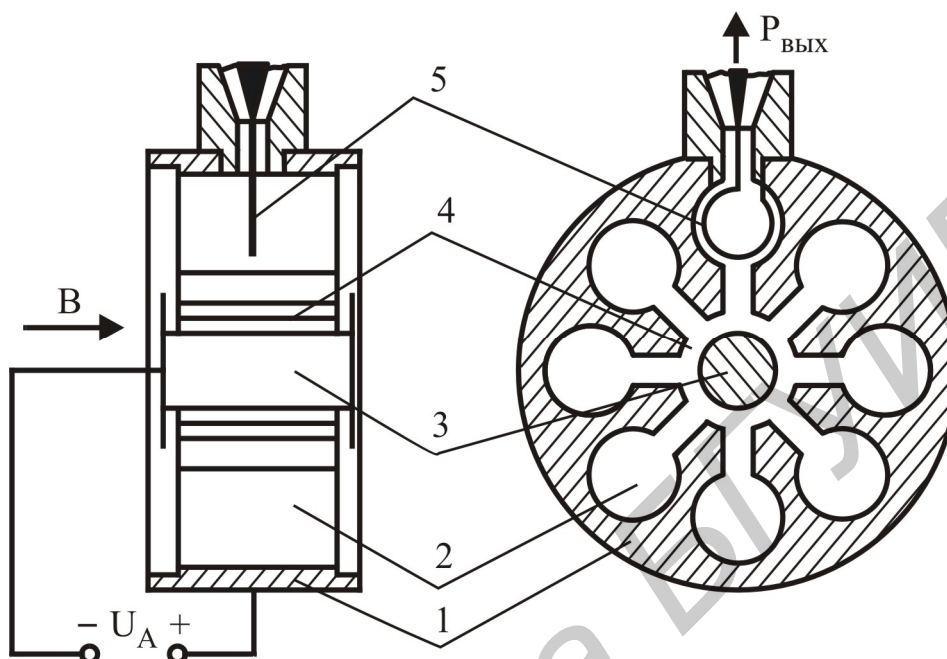


Рис. 10.26

Работа многорезонаторного магнетрона основана на длительном взаимодействии электронов с электрическим полем резонаторов. Электроны, эмиттируемые катодом магнетрона, подвергаются действию скрещенных постоянных электрического и магнитного полей и переменного СВЧ-поля системы резонаторов.

В случае отсутствия СВЧ-поля (статический режим) электроны, двигаясь ускоренно под действием анодного напряжения, пересекают силовые линии магнитного поля. При этом их траектории искривляются и в зависимости от соотношения электрического и магнитного полей могут иметь различный вид, как показано на рис. 10.27.

Траектория 1 соответствует случаю, когда индукция магнитного поля $B = 0$. При увеличении магнитного поля траектории электронов искривляются (кривые 2 – 4) и, начиная с некоторого значения индукции магнитного поля, называемого критическим $B_{кр}$, электроны не попадают на анод, а возвращаются к катоду. При этом анодный ток магнетрона резко падает. Такой режим работы магнетрона называется критическим.

Как показывает расчет, траектории электронов в магнетроне по форме близки к эпициклоиде – кривой, которую описывает точка окружности, катящейся без скольжения по поверхности катода (траектория 4 на рис. 10.27). Так как электроны эмиттируются катодом непрерывно, то в пространстве взаимодействия образуется электронное облако, вращающееся вокруг катода

(рис. 10.28), в котором электроны перемещаются эпициклоидально, имея некоторую переносную скорость V_{Π} , определяемую выражением (10.70).

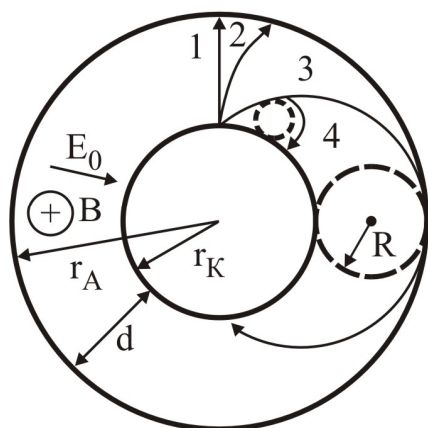


Рис. 10.27

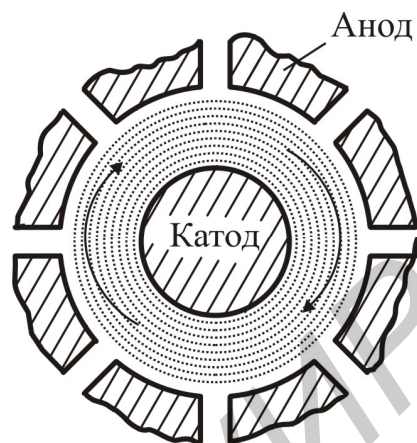


Рис. 10.28

В критическом режиме работы траектория электронов (кривая 3) касается анода, радиус катящегося круга R (10.71) равен половине расстояния между анодом и катодом, т. е.

$$R = d/2. \quad (10.72)$$

Напряженность электрического поля в пространстве анод – катод определяется выражением

$$E = U_A / d. \quad (10.73)$$

Значение индукции $B_{кр}$, при которой достигается критический режим при заданном U_A , можно найти, используя (10.71), (10.72), (10.73), в виде

$$B_{кр} = \sqrt{2mU_A / qd^2}. \quad (10.74)$$

Очевидно, что критический режим магнетрона может быть достигнут при заданном значении индукции выбором анодного напряжения

$$U_{A\ кр} = qd^2 B^2 / 2m. \quad (10.75)$$

Кривую, построенную по формуле (10.75), называют параболой критического режима (рис. 10.29). Если значения U_A и B соответствуют точке, лежащей правее параболы, то в анодной цепи магнетрона отсутствует ток. Анодное напряжение U_A магнетрона выбирают таким, чтобы в статическом режиме анодный ток магнетрона был равен нулю.

Важнейшей частью магнетрона является его колебательная система. Она выполняет следующие основные функции: во-первых, определяет частоту генерируемых колебаний, во-вторых, обеспечивает взаимодействие электронов с СВЧ-полем и, в-третьих, передает полученную в результате этого взаимодействия энергию СВЧ-колебаний в нагрузку.

Как видно из рис. 10.26, резонансная система магнетрона представляет собой цепочку из N объемных резонаторов, свернутую в кольцо. Вообще говоря, в такой системе связанных резонаторов может возникнуть N различных ви-

дов колебаний. Однако в замкнутой системе из N резонаторов существуют только те колебания, для которых суммарная разность фаз при обходе по окружности анодного блока равна

$$\varphi = 2\pi n, \quad (10.76)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ определяет число целых периодов высокочастотного колебания, укладываемых вдоль окружности анодного блока.

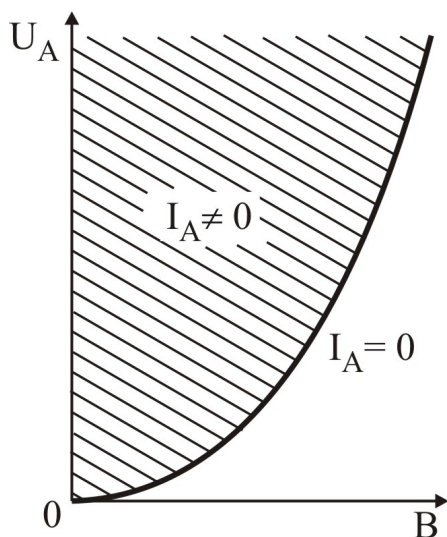


Рис. 10.29

Иначе говоря, если волна в некоторой точке анодного блока характеризовалась фазой φ , то при распространении вдоль цепочки резонаторов она должна возвратиться в эту точку с той же фазой. В противном случае в результате интерференции волна уничтожится. Разность фаз колебаний в соседних резонаторах, следовательно, должна быть равна

$$\varphi = 2\pi n / N. \quad (10.77)$$

Наиболее важным для работы магнетрона является случай, когда разность фаз φ равна π . Такой вид колебаний в резонансной системе называется противофазным или π -видом и имеет место при значении

$n = N/2$. При колебаниях π -вида достигается наиболее высокий КПД магнетрона. Поэтому анодные блоки многорезонаторных магнетронов обязательно содержат четное число резонаторов.

Для возбуждения и поддержания колебаний в магнетроне необходимо, чтобы электроны отдавали полю резонаторов большую энергию, чем они получают от него. Для этого электронный поток должен быть сгруппирован в сгустки, время прохождения которых вблизи щели резонатора совпадало бы с временем существования там тормозящего поля. Группирование потока электронов в магнетроне осуществляется переменным электрическим полем резонаторов (рис. 10.30).

Электрон a , вылетевший с поверхности катода в момент времени $t = 0$, описывая дугу эпициклоиды, оказывается вблизи переменного поля ближайшего резонатора, которое в данный момент является для него ускоряющим. Проходя верхнюю часть дуги, он получает дополнительную энергию и оказывается у поверхности катода с некоторым запасом кинетической энергии, которую рассеивает в виде тепла при соударении с поверхностью катода. Количество таких электронов составляет примерно половину всех электронов, покидающих катод в каждый момент времени. Возвращающиеся электроны дополнительно разогревают катод, а также создают вторичную эмиссию электронов с поверхности катода. Поэтому магнетроны средней и большой мощности после возникновения колебаний работают с выключенным накалом катода, в магнетронах малой мощности после запуска уменьшают напряжение накала.

Электрон б, вылетевший с катода в момент времени $t=0$, попадает в тормозящее переменное электрическое поле близлежащего резонатора и отдает часть энергии, приобретенной в постоянном электрическом поле. Такой электрон, потеряв скорость в момент времени t_1 , под действием постоянного поля анода и магнитного поля снова начнет движение по эпициклоиде. Если путь электрона до щели следующего резонатора займет время, равное половине периода высокочастотных колебаний, то электрон и у этой щели попадет в тормозящее поле и отдаст часть своей энергии. В момент времени t_2 скорость электрона вновь окажется равной нулю и он будет находиться ближе к аноду, чем в момент времени t_1 . Описывая петлеобразную кривую, электрон достигает поверхности анода. Число «петель» в траектории зависит от анодного напряжения и интенсивности переменного электрического поля.

Таким образом, на анод, описывая петлеобразные траектории, устремляются лишь электроны, вылетевшие с участков катода, против которых в данный момент времени существует тормозящее поле, и в магнетроне образуются электронные «спицы» (рис. 10.31). Число таких спиц при π -виде колебаний равно половине числа резонаторов.

Поскольку через каждые полпериода знаки высокочастотных потенциалов на сегментах анодного блока меняются на обратные, электронные спицы должны перемещаться от одного резонатора к другому – вращаться в пространстве взаимодействия вслед за перемещающимся тормозящим полем.

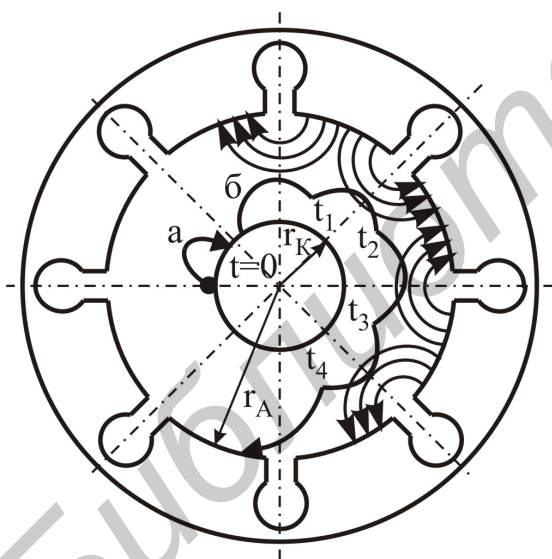


Рис. 10.30

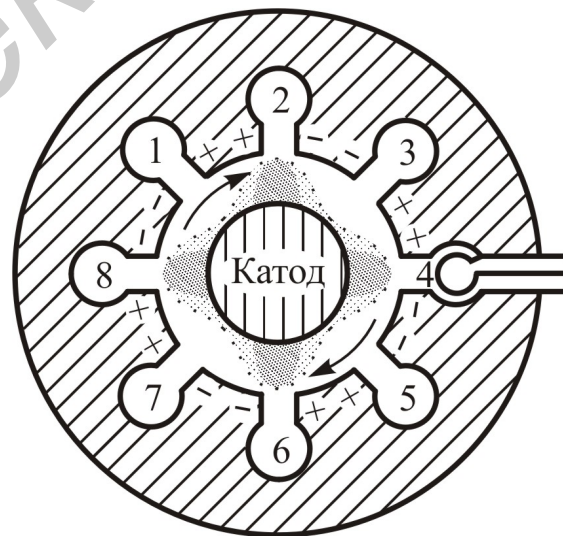


Рис. 10.31

Электроны, образующие спицу, одновременно с вращательным движением, описывая витки эпициклоиды, поднимаются от катода и постепенно уходят на анод. По мере вращения спица пополняется электронами с новых участков катода, электроны в спицах непрерывно перемещаются в радиальном направлении от катода к аноду. Эта составляющая движения электронов сопровождается уменьшением их потенциальной энергии, которая передается электромагнитному полю резонаторов, взаимодействие с электрической составляющей кото-

рого и служит причиной рассмотренного движения электронов. Однако условия такого движения электронов могут быть удовлетворены лишь при определенных величинах анодного напряжения U_A и индукции магнитного поля B .

Напряжение $U_{A\text{пор}}$, при котором начинается генерация колебаний, называется пороговым, при этом появляется анодный ток магнетрона. Величина порогового напряжения определяется приближенным равенством

$$U_{A\text{пор}} \approx [f_{0n} \pi (r_A^2 - r_K^2) / n] B, \quad (10.78)$$

где f_{0n} – резонансная частота n -вида колебаний;

r_A, r_K – радиус анода и катода соответственно;

n – номер вида колебаний.

Для возбуждения колебаний π -вида требуется наименьшее значение анодного напряжения, при этом достигается максимальное значение электронного КПД.

Многорезонаторные магнетроны используются в диапазоне частот от 300 МГц до 300 ГГц. Выходная мощность магнетронов непрерывного действия составляет от долей ватта до нескольких десятков киловатт, а импульсного действия – от 10 Вт до 10 МВт. Электронный КПД магнетронов может превышать 70 %. Различают магнетроны, работающие на фиксированной частоте, и магнетроны, перестраиваемые по частоте в небольшом диапазоне (5...10 %) механическим изменением параметров колебательной системы.

Магнетроны импульсного режима работы используются в передатчиках радиолокационных станций, а магнетроны непрерывного режима – в установках СВЧ-нагрева промышленного и бытового назначения.

10.11.3. Модификации магнетронов

Многорезонаторные магнетроны обладают определенными достоинствами и недостатками. Достоинство магнетронов состоит в их высоком КПД и большой мощности генерируемых колебаний, а недостаток – в узкополосности генерации, практически не обладающей электронной перестройкой частоты, сравнительно низкой стабильностью частоты, а также в отсутствии усилительного режима работы.

Различные модификации магнетронов, принцип действия которых тождествен принципам работы многорезонаторного магнетрона, позволяют устранить недостатки и улучшить характеристики многорезонаторных магнетронов.

Повышенная стабильность частоты, увеличение выходной мощности обеспечиваются в коаксиальных магнетронах (рис. 10.32), которые содержат высокочастотный резонатор, связанный с колебательной системой магнетрона.

В коротковолновой части сантиметрового и в миллиметровом диапазонах волн применяют обращенный коаксиальный магнетрон, в котором сплошной катод расположен снаружи колебательной системы, а стабилизирующий резонатор – внутри анодного блока и связан с резонаторами анодного блока щелями

(рис. 10.33). Катод обращенного магнетрона имеет большую эмиттирующую поверхность, поэтому работает в облегченном режиме, что увеличивает срок службы обращенных магнетронов по сравнению с другими типами магнетронов.

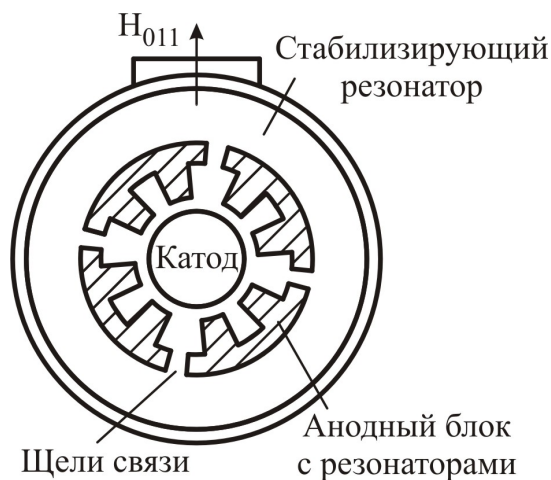


Рис. 10.32



Рис. 10.33

Коаксиальные и обращенные магнетроны широко используются в различных радиолокационных установках, требующих высокой стабильности частоты генерации, особенно в доплеровских системах.

Магнетроны, настраиваемые напряжением (митроны), позволяют осуществлять электронную перестройку частоты в широких пределах изменением анодного напряжения.

Конструкция митрона (рис. 10.34) значительно отличается от конструкции обычных магнетронов, существует различие в режиме работы.

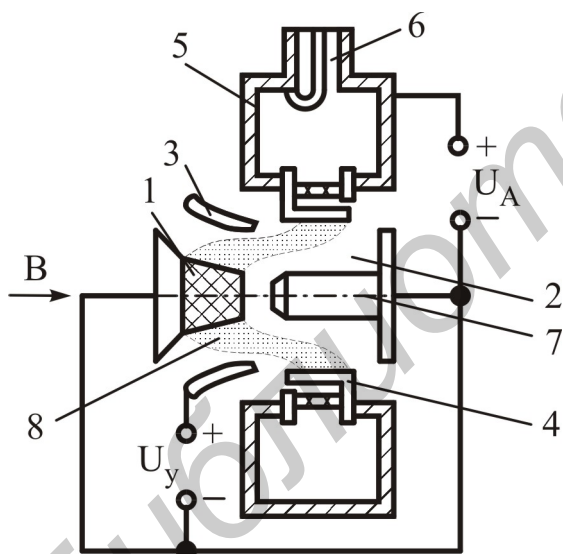


Рис. 10.34

В митронах эмиттирующий катод 1 вынесен из пространства взаимодействия 2, управляющий электрод 3 уменьшает влияние анодного напряжения на величину анодного тока. К управляющему электроду прикладывается положительное относительно катода напряжения U_A порядка

нескольких десятков или сотен вольт, позволяющее регулировать ток анода, а следовательно, выходную мощность митрона.

Колебательная система митрона состоит из замкнутой встречно-штыревой замедляющей системы 4, соединенной с внешним низкочастотным резонатором 5 выводом энергии 6.

Холодный катод 7 создает в пространстве электрическое поле. Постоянное магнитное поле создается системой постоянных магнитов и направлено по оси прибора. Трубочатый электронный поток 8 инжектируется в пространство

взаимодействия, где происходит образование вращающихся электронных «спиц». При изменении анодного напряжения меняется скорость вращения электронных спиц, а передача энергии от электронов высокочастотному полю бегущей волны в условиях фазового синхронизма происходит на той частоте, где фазовая скорость волны соответствует скорости электронных спиц. Поэтому изменение анодного напряжения приводит к перестройке частоты колебаний митрона. Связь между частотой генерации и напряжением анода в первом приближении определяется формулой

$$f = NU_A [2\pi(r_A^2 - r_K^2)]B, \quad (10.79)$$

где N – число штырей в анодном блоке;

r_A – радиус анода;

r_K – радиус катода;

B – магнитная индукция,

т. е. при постоянной магнитной индукции частота должна линейно возрастать с увеличением анодного напряжения. В силу слабой зависимости анодного тока митрона от анодного напряжения перестройка частоты не связана с сильным изменением мощности в диапазоне перестройки.

Из-за низкой добротности внешней резонансной системы митроны обладают широким диапазоном электронной перестройки частоты, достигающим до одной октавы у маломощных митронов, их КПД составляет 10...20 %. Мощные митроны имеют высокий КПД, превышающий 70 %. Выходная мощность митронов составляет 10 мВт...500 Вт в диапазоне частот 0,2...11 ГГц. Крутизна электронной перестройки находится в пределах 0,2...10 МГц/В, что выше чем у ЛОВ О- и М-типа. Достоинствами митронов являются малые габариты и вес.

Митроны используют в быстроперестраиваемых передатчиках систем радиопротиводействия, в передающих устройствах радиовзрывателей, радиовысотомерах, а также в панорамных измерительных устройствах.

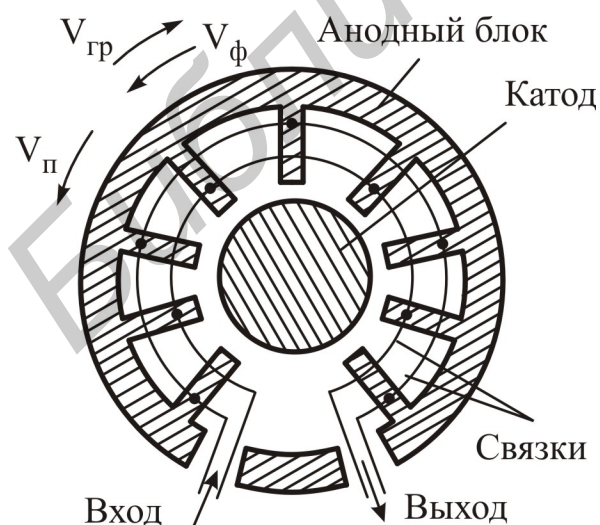


Рис. 10.35

Приборы магнетронного типа с разомкнутой резонансной системой, превращенной в замедляющую систему, и катодом, расположенным в пространстве взаимодействия, получили название платинотронов. Платинотроны могут использоваться как усилители и генераторы СВЧ-колебаний большой мощности. Усилительный платинотрон называется амплитроном, генераторный – карматроном. Широкое применение находят амплитроны (рис. 10.35).

Амплитрон подобно магнетрону имеет катод, параллельно оси которого направлено магнитное поле. Замед-

ляющая система амплитрона гребенчатого типа является разомкнутой, т. е. имеет два вывода, образованные разрывом связей. С целью предотвращения самовозбуждения колебаний π -вида замедляющая система амплитрона содержит нечетное число резонаторов. Незамкнутость анодного блока по высокой частоте резко снижает его добротность, что обуславливает сравнительно высокую широкополосность амплитрона (6...10 %).

Механизм взаимодействия электронного потока и электромагнитной волны в амплитроне, приводящий к усилению, аналогичен механизму работы многорезонаторного магнетрона. В амплитроне рабочей является обратная пространственная гармоника. Амплитроны применяются главным образом в качестве усилителей сравнительно мощных сигналов для получения больших выходных мощностей. В непрерывном режиме мощность достигает 500 кВт, а в импульсном – 10 МВт. КПД амплитронов достигает 60...80 %. Амплитрон имеет малый коэффициент усиления, не превышающий 10...12 дБ. Из-за сильного насыщения на амплитудных характеристиках амплитрон не пригоден для усиления амплитудно-модулированных колебаний. Амплитроны отличаются высоким качеством фазовых характеристик. Амплитроны широко используются в мощных оконечных каскадах усилителей радиолокационных станций.

10.11.4. Лампы бегущей и обратной волны М-типа

Лампа бегущей волны М-типа (ЛБВМ) плоской конструкции схематически представлена на рис. 10.36. Электроны, эмитируемые катодом, под действием положительного напряжения управляющего электрода (УЭ) поднимаются вверх. Постоянное магнитное поле B , перпендикулярное плоскости рисунка, направляет их в пространство взаимодействия между замедляющей системой (ЗС) и холодным катодом. При равенстве начальной скорости электронов в пространстве взаимодействия переносной скорости, определяемой выражением (10.70)

$$V_0 = 2E_{упр} / B, \quad (10.80)$$

траектории электронов будут прямолинейны и все электроны должны попадать в отсутствие СВЧ-поля на коллектор. СВЧ-мощность, поданная на вход замедляющей системы, возбуждает электромагнитную волну, движение которой вдоль ЗС сопровождается образованием в пространстве взаимодействия неоднородного электрического поля. Если фазовая скорость волны V_{ϕ} равна переносной скорости электронов $V_{п}$, то под действием поперечной составляющей этого поля электроны в потоке формируются в сгустки вокруг электрона, находящегося в максимуме тормозящего поля. Продольная составляющая тормозящего поля заставляет смещаться электроны вверх к замедляющей системе, в результате такого движения электроны теряют потенциальную энергию, отдавая ее полю волны, при этом продольная составляющая скорости электронов остается неизменной. В ускоряющих полупериодах электроны уходят к холодному катоду, не успевая отобрать значительной энергии у волны.

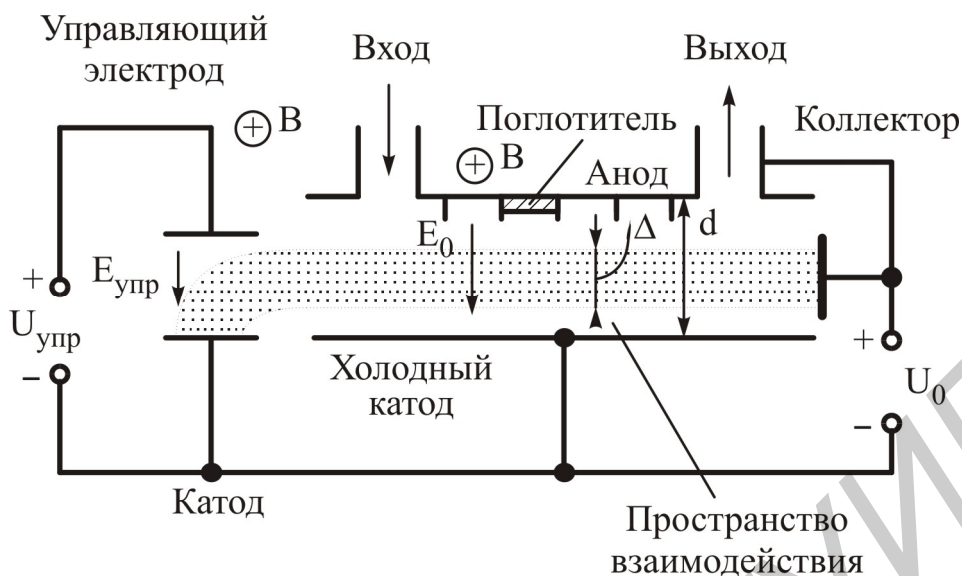


Рис. 10.36

Уменьшение потенциальной энергии электронов сопровождается нарастанием волны в замедляющей системе, т. е. происходит усиление волны. Для предотвращения самовозбуждения в ЛБВМ так же, как и в ЛБВО, используется локальный поглотитель. ЛБВМ имеют более высокий КПД чем ЛБВО, достигающий 40...50 % без применения рекуперации. В непрерывном режиме ЛБВМ имеют выходную мощность до нескольких киловатт, а в импульсном режиме до нескольких мегаватт. Коэффициент усиления ЛБВМ составляет 20...25 дБ. ЛБВМ по сравнению с ЛБВО имеет более широкую полосу пропускания при одинаковых дисперсионных свойствах и сопротивлениях связи замедляющих систем. Это объясняется тем, что электронный поток в ЛБВМ состоит из электронов, имеющих различные скорости, и поэтому условие синхронизма выполняется в более широком интервале изменения фазовой скорости волны в замедляющей системе. Достоинством ЛБВМ является хорошая фазовая стабильность выходного сигнала. Широкое применение ЛБВМ находят в качестве мощных выходных усилителей дециметрового и сантиметрового диапазонов волн.

Использование цилиндрических конструкций позволяет уменьшить габариты ЛБВМ, упростить магнитную систему лампы (рис. 10.37, а). Аналогично ЛБВМ устроены лампы обратной волны М-типа (ЛОВМ) (рис. 10.37, б).

В ЛОВМ происходит взаимодействие электронного потока с обратной пространственной гармоникой волны в замедляющей системе. Процесс взаимодействия электронов с СВЧ-полем происходит в ЛОВМ так же, как в ЛБВМ. Поперечная составляющая электрического поля группирует электроны, продольная составляющая вызывает поперечное смещение сгруппированных электронов и преобразование их потенциальной энергии в энергию СВЧ-поля. В процессе взаимодействия средняя скорость электронов остается постоянной и равной переносной скорости электронов. ЛОВМ являются самыми мощными генераторами с электронной перестройкой частоты. ЛОВМ перекрывают диа-

пазон частот 0,15...18 ГГц с выходными мощностями от 5 кВт до единиц ватт. КПД достигает значений 35...40 %. Диапазон электронной перестройки составляет 30...40 %, при этом обеспечивается линейная зависимость частоты от ускоряющего напряжения.

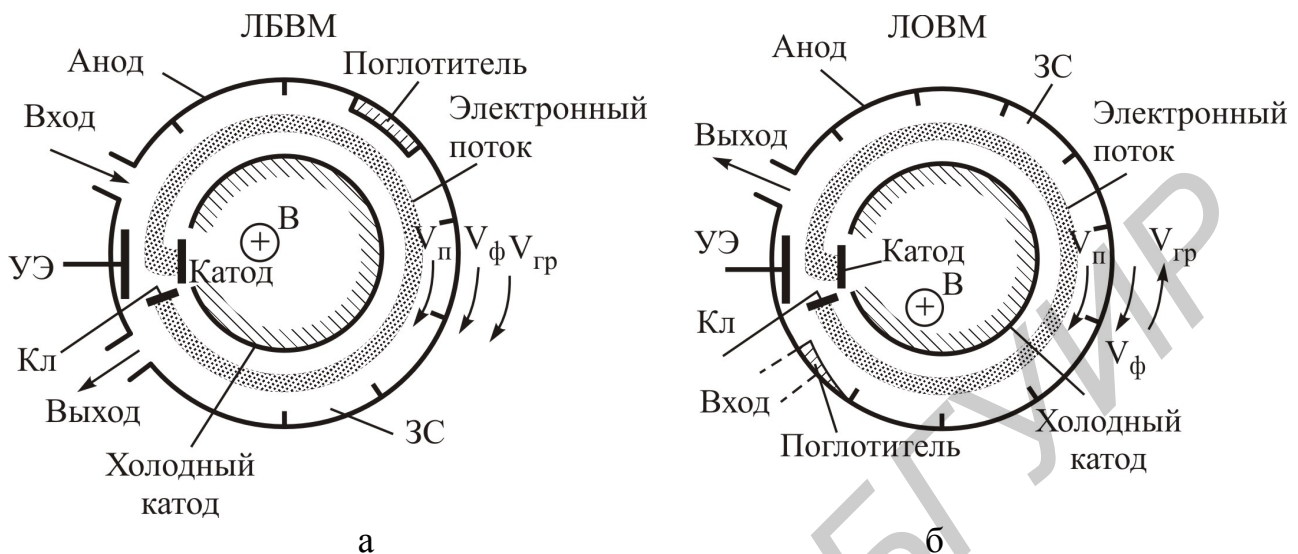


Рис. 10.37

Одинаковый диапазон изменения частоты в ЛОВМ можно получить для прочих равных условий при меньшем изменении напряжений чем в ЛОВО. ЛОВМ используются в системах радиопротиводействия, системах связи с частотной модуляцией.

11. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ

11.1. Особенности полупроводниковых приборов СВЧ

По принципу действия все полупроводниковые приборы (ПП), используемые для генерирования, усиления и преобразования колебаний СВЧ, могут быть разделены на две группы: приборы, основанные на использовании физических явлений в переходах, и приборы, основанные на использовании явлений в объеме однородного полупроводника. К приборам первой группы (барьерные приборы) относятся полупроводниковые диоды и транзисторы. Во вторую группу (объемные приборы) входят диоды Ганна, термисторы и датчики Холла.

Преобразование энергии источника питания в энергию колебаний СВЧ в ПП СВЧ происходит в результате диффузии и дрейфа носителей электрического заряда (дырок и электронов) в полупроводнике. Следует отметить, что максимальная скорость направленного движения носителей заряда в полупроводниках невелика и составляет $V_{\text{нас}} = 10^7$ см/с. Такую скорость в ЭВП СВЧ имеют электроны, ускоренные напряжением 1 В. Для многих СВЧ-приборов время пролета носителей в активной области прибора не должно превышать периода колебаний T , поэтому длина активной области полупроводниковых приборов L должна быть меньше произведения $T \cdot V_{\text{нас}}$, т. е. $L < 100 / f$, если длина выражена в микрометрах, а частота в гигагерцах. К примеру, в сантиметровом диапазоне длин волн активная область должна иметь протяженность не более 10 мкм.

Ограничение длины активной области полупроводниковых приборов СВЧ, связанное с рабочей частотой, затрудняет получение больших мощностей одиночных приборов в диапазоне СВЧ, создает технологические трудности при производстве полупроводниковых приборов СВЧ, возрастающие при увеличении рабочей частоты приборов.

Низкие питающие напряжения, высокая надежность, большой срок службы и возможность миниатюризации позволяют использовать ПП СВЧ взамен ЭВП СВЧ при уровнях выходной мощности, не превышающих единиц – десятков ватт во всем диапазоне СВЧ.

11.2. Электрические переходы

Основными элементами структуры барьерных ПП СВЧ являются электрические переходы, возникающие в месте контакта металла с полупроводником или на границе раздела полупроводников с различным типом электропроводности. Их называют соответственно переходом металл – полупроводник и р-п-переходом. При контакте материалов с различным значением работы выхода электронов на границе раздела возникает контактная разность потенциалов или потенциальный барьер, способствующий протеканию тока в одном направлении и препятствующий в другом. Благодаря этому переход обладает односторонней проводимостью и называется выпрямляющим переходом. Невы-

прямляющие омические переходы между металлом и полупроводником имеют структуру $m-n^+-n$ или $m-p^+-p$, где символ $+$ означает сильную степень легирования полупроводника; концентрация донорной или акцепторной примесей составляет $N_d = N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Омические переходы используются в основном для создания выводов приборов.

11.3. Полупроводниковые диоды СВЧ

Полупроводниковым диодом называют электронный прибор с одним электронным переходом и двумя выводами. Полупроводниковые диоды выполняют в аппаратуре СВЧ разнообразные функции: детектирование и выпрямление сигналов СВЧ, преобразование сигналов СВЧ в сигналы более низкой или высокой частоты, преобразование сигнала низкой частоты в сигнал СВЧ, модуляцию СВЧ-сигналов, регулирование мощности сигналов, изменение направления распространения сигналов, настройку колебательных систем СВЧ, усиление и генерирование СВЧ-колебаний. Диоды СВЧ просты конструктивно, имеют малые габариты и массу, потребляют небольшую энергию. Номенклатура выпускаемых диодов СВЧ весьма велика, что объясняется разнообразием условий применения и осуществляемых функций в аппаратуре СВЧ. Любой полупроводниковый диод СВЧ можно представить в виде эквивалентной схемы, показанной на рис. 11.1.

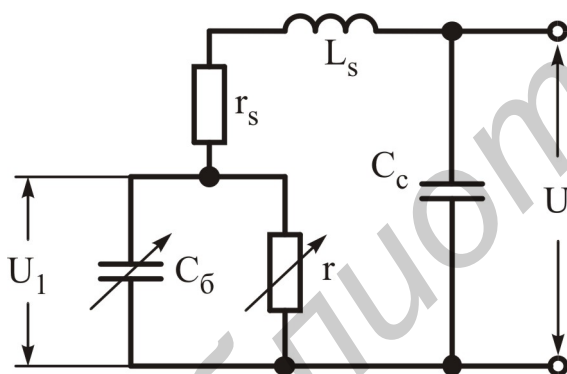


Рис. 11.1

Электрический переход диода характеризуется дифференциальными параметрами: сопротивлением $r = du/di$ и барьерной емкостью $C_b = dQ/du$. Потери в базе диода, омических переходах и выводах отображены последовательным сопротивлением потерь r_s , индуктивность выводов – L_s , конструктивная емкость между выводами – C_c .

Необходимо отметить, что эквивалентная схема с сосредоточенными параметрами соответствует диоду только, когда размеры полупроводниковой структуры и корпуса диода малы по сравнению с рабочей длиной волны. Из-за падения напряжения на L_s и r_s , шунтирующего действия емкости C_c напряжение U_1 , прикладываемое к переходу, оказывается меньше напряжения U , подводимого к выводам диода: $U_1 < U$, поэтому параметры L_s , C_c , r_s называют паразитными параметрами. Значения паразитных параметров L_s , C_c определяются конструкцией корпуса диода, а значение r_s зависит от полупроводниковой структуры диода. Типичные значения L_s и C_c – это десятые доли наногенри и пикофарады, r_s – десятые доли

или единицы ома. Существует большое количество разновидностей корпусов СВЧ-диодов, позволяющих включать диоды в различные линии передачи: волноводные, коаксиальные, полосковые. Бескорпусные диоды СВЧ, предназначенные для использования в гибридных интегральных микросхемах СВЧ, имеют значения L_s и C_c примерно на порядок меньше, чем у корпусных диодов.

Свойства диодов СВЧ в основном зависят от параметров электрического перехода и его вольт-амперной характеристики. На рис. 11.2 показана зависимость параметров перехода r и C_b от напряжения, прикладываемого к переходу. Диоды, использующие нелинейную зависимость сопротивления перехода r от прямого напряжения смещения, называются варисторами, а диоды, в которых используется зависимость барьерной емкости C_b от обратного смещения, носят название варакторов.

Инерционность электрических процессов в диоде определяется постоянной времени $t = r_s C_b$, поэтому для повышения рабочей частоты в большинстве

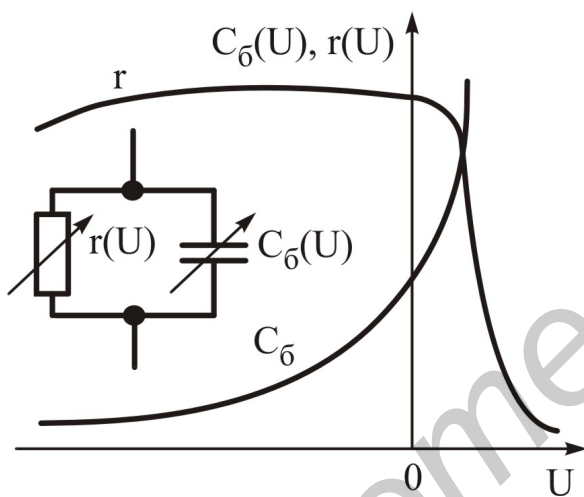


Рис. 11.2

СВЧ-диодов используют электрические переходы с малой площадью контакта, барьерная емкость которых C_b не превышает десятых долей пикофарады. Конструктивно-технологические разновидности переходов с малой площадью контакта, используемых в диодах СВЧ, представлены на рис. 11.3.

В диодах СВЧ широко используются выпрямляющие переходы, образованные контактом металла и полупроводника, которые создаются прижимом заост-

ренной проволоки из вольфрама к поверхности полупроводника (рис. 11.3, а). В качестве полупроводника чаще всего используется кремний, реже германий и арсенид галлия. Переходы такого типа имеют большой разброс параметров, механически ненадежны, используются в основном в диодах устаревших типов, называемых точечно-контактными. Переход металл – полупроводник, получаемый вакуумным напылением металла на полупроводник, называют барьером Шотки (рис. 11.3, б). В качестве полупроводника чаще всего используют арсенид галлия GaAs n-типа из-за высокой подвижности электронов. Благодаря малой толщине эпитаксиального n-слоя сопротивление потерь r_s мало. Диоды, использующие переходы такого типа, получили название диоды с барьером Шотки (ДБШ). ДБШ отличаются стабильностью параметров, электрической прочностью, однако контактная разность потенциалов у таких диодов велика – до 0,9 В.

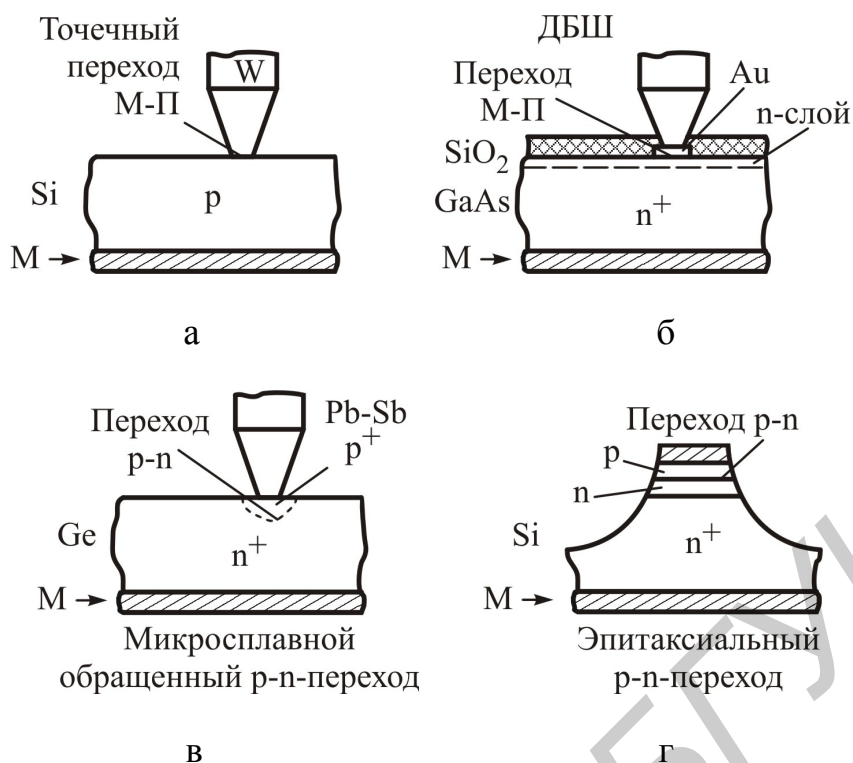


Рис. 11.3

Если прижимной контакт $m-n^+$ подвергнуть электрической формовке путем пропускания через контакт импульсов тока определенной величины в присутствии акцепторной присадки, то в результате нагрева области контакта образуется микросплавной переход p^+-n^+ со стабильными параметрами (рис. 11.3, в). Диоды с такой структурой называются обращенными диодами.

Эпитаксиальные $p-n$ -переходы (рис. 11.3, г) имеют большую площадь контакта, чем переходы металл – полупроводник. Сопротивление потерь r_s составляет единицы ом благодаря малой толщине p - и n -слоев и малому сопротивлению n^+ -слоя. Переходы металл – полупроводник используют только основные носители, поэтому в отличие от $p-n$ -переходов в них отсутствует инжекция и накопление неосновных носителей. Поэтому ДБШ с такими переходами менее инерционны и работоспособны вплоть до субмиллиметрового диапазона. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) диодов с различными типами переходов описывается выражением

$$I(U) = I_s (e^{\frac{qU}{nkT}} - 1), \quad (11.1)$$

где I_s – ток насыщения при обратном смещении на диоде, $I_s = 10^{-9}$ А для

ДБШ и $I_s = 10^{-6}$ А для точечной структуры;

q – заряд электрона;

n – коэффициент неидеальности ВАХ, $n=1,05 \dots 1,5$ для ДБШ и $n=1,7 \dots 2$ для остальных типов диодов;

k – постоянная Больцмана;

T – абсолютная температура.

ВАХ диодов СВЧ с различными видами переходов показаны на рис. 11.4.

При изменении обратного напряжения смещения U на p-n-переходе происходит изменение барьерной емкости перехода по закону

$$C_{\bar{6}}(U) = C_{\bar{6}}(U_0) \left(\frac{\varphi_{\text{к}} - U_0}{\varphi_{\text{к}} - U} \right)^{\gamma}, \quad (11.2)$$

где $C_{\bar{6}}(U_0)$ – значение емкости при известном напряжении U_0 ;

$\varphi_{\text{к}}$ – контактная разность потенциалов;

γ – показатель, зависящий от закона распределения примесей.

При увеличении отрицательного смещения толщина обедненного слоя перехода возрастает, что приводит к уменьшению r_s и $C_{\bar{6}}$ (рис. 11.5). Изменение барьерной емкости перехода металл – полупроводник такое же, как у резкого p-n-перехода ($\gamma = 0,5$).

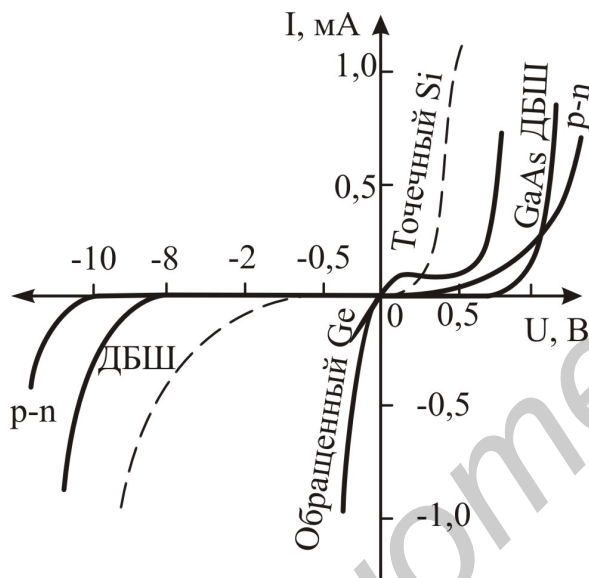


Рис.11.4

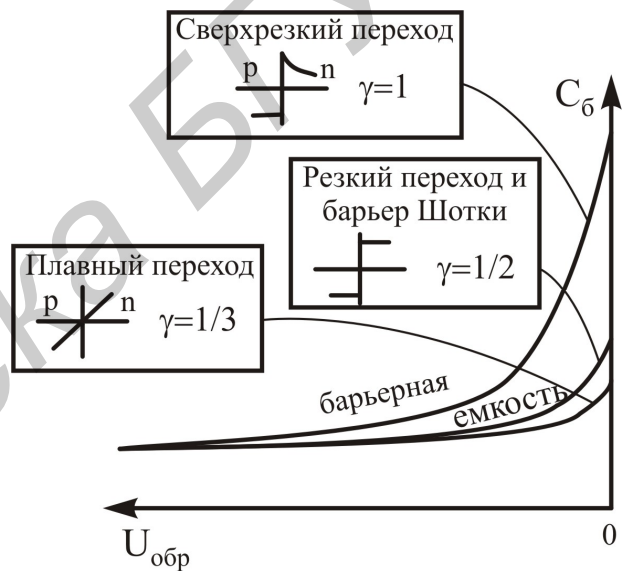


Рис.11.5

11.3.1. Детекторные и смесительные диоды

Для детектирования и преобразования на более низкую частоту слабых СВЧ-сигналов обычно используют детекторные и смесительные диоды, работающие как варисторы, поэтому в их конструкциях и характеристиках имеется много общего, а отличие в основном заключается в режиме работы.

Современные детекторные и смесительные диоды используют структуры ДБШ, обладающие целым рядом достоинств, обусловленных тем, что ДБШ работают на основных носителях. Точечные прижимные диоды находят применение в основном в измерительной аппаратуре в качестве детекторных диодов.

Иногда в детекторах и смесителях применяют обращенные диоды (см. рис. 11.3, в), у которых используется обратная ветвь ВАХ, обладающая высокой крутизной (рис. 11.4, в, кривая в). Обращенные диоды имеют хорошие

электрические характеристики, однако из-за низкой электрической прочности, трудностей изготовления широкого применения не получили.

Смесительные и детекторные диоды характеризуются рядом общих параметров, к которым относятся параметры эквивалентной схемы (см. рис. 11.1) и параметры, связанные с ВАХ.

Частотные свойства смесительных и детекторных диодов характеризует значение критической частоты диода:

$$f_c = 1/(2\pi\epsilon_s C_0)^{-1} [\text{ГГц}]. \quad (11.3)$$

Для эффективной работы диода необходимо, чтобы критическая частота диода была значительно выше рабочей частоты. В настоящее время имеются смесительные и детекторные диоды с $f_c = 1000$ ГГц.

Электрическая прочность диодов в области обратных напряжений характеризуется нормируемым обратным напряжением $U_{\text{норм обр}}$, при котором обратный ток достигает определенного значения, например для ДБШ $I_{\text{обр}} = 10$ мкА. Для точечных диодов $U_{\text{норм обр}} = 1 \dots 3$ В, для ДБШ $U_{\text{норм обр}} = 3 \dots 10$ В, меньшие значения соответствуют более высокочастотным диодам.

В области прямых токов электрическая прочность диодов характеризуется энергией «выгорания» – той минимальной энергией $W_{\text{выг}}$ импульса длительностью не более 10^{-8} с, после воздействия которого параметры диода необратимо ухудшаются на заданное значение. Обычно $W_{\text{выг}} \approx 10^{-8} \dots 10^{-7}$ Дж, поэтому диоды необходимо защищать от перегрузок и действия статического электричества.

При работе диодов в непрерывном режиме допустимая рассеиваемая СВЧ-мощность $P_{\text{рас}}$ составляет 10...40 мВт для германиевых диодов и 10...100 мВт для кремниевых и ДБШ. Детекторные диоды находят основное применение для индикации и измерения параметров сигналов СВЧ и служат для преобразования непрерывных СВЧ-сигналов в сигнал постоянного тока или импульсного сигнала СВЧ в видеоимпульс.

Основным СВЧ-параметром детекторных диодов, определяющим их функциональное назначение, является чувствительность по току, определяемая как отношение приращения выпрямленного тока ΔI в режиме короткого замыкания по постоянному току к подводимой мощности СВЧ при $P_{\text{вх}} < 10$ мкВт:

$$\beta_I = \Delta I / P_{\text{вх}} = (I_1 - I_0) / P_{\text{вх}}, \quad (11.4)$$

где I_1 – постоянный ток через диод при подаче СВЧ-мощности;

I_0 – ток смещения в рабочей точке (может быть равен 0).

При этом предполагается, что падающая мощность $P_{\text{вх}}$ целиком поглощается в диоде. Для повышения чувствительности по току, зависящей от выбора рабочей точки, иногда используют прямое смещение диода током $I_0 = 20 \dots 50$ мкА от

внешнего источника. Значение чувствительности по току зависит от типа диода, рабочей частоты и составляет 1...5 А/Вт для точечных диодов, 3...10 А/Вт для ДБШ.

Если к детекторному диоду подключена высокоомная нагрузка $R_H > r + r_s$, то его характеризуют чувствительностью по напряжению β_u , которая может достигать 1000...5000 В/Вт в сантиметровом диапазоне и 1...5 В/Вт в миллиметровом.

Смесительные диоды используются для преобразования частоты в радиоприёмных устройствах СВЧ-диапазона, причем очень часто смеситель является входным каскадом приемного устройства. В таких случаях наиболее важными параметрами смесительных диодов, является коэффициент шума $K_{ш}$, потери преобразования L . У современных смесительных диодов $K_{ш} = 4...10$ дБ. Меньшие значения $K_{ш}$ относятся к диодам более низких частот. Смесительные диоды являются пассивными элементами с внутренним активным сопротивлением, поэтому при преобразовании частоты происходят потери мощности полезного сигнала, обычно оцениваемые параметром L :

$$L = 10 \lg(P_c / P_{пч}) [\text{дБ}], \quad (11.5)$$

где P_c – мощность сигнала;

$P_{пч}$ – мощность сигнала на промежуточной частоте.

Наименьшие потери преобразования в пределах 4...8 дБ имеют смесительные ДБШ.

11.3.2. Параметрические диоды

Работа параметрических диодов основана на использовании нелинейной зависимости барьерной емкости $C_{\bar{\sigma}}$ от обратного напряжения, прикладываемого к переходу, т. е. параметрические диоды относятся к варакторам. Эта зависимость определяется законом распределения примесей в переходе, описывается выражением (11.2) и изображена на рис. 11.5.

В параметрических диодах используются р-п-переходы или барьеры Шотки. При обратном смещении величина $r \sim 1...10$ МОм $\gg (\omega C_{\bar{\sigma}})^{-1}$, поэтому можно считать, что переход имеет только нелинейную емкость $C_{\bar{\sigma}}$.

Основным параметром параметрических диодов является постоянная времени

$$\tau = r_s C_{\bar{\sigma}}(U_0), \quad (11.6)$$

определяющая инерционные свойства диода и потери в нем, или предельную частоту (частоту отсечки)

$$f_c = (2\pi\tau)^{-1} = [2\pi r_s C_{\bar{\sigma}}(U_0)]^{-1}, \quad (11.7)$$

измеряемые при заданном значении напряжения смещения U_0 .

Типичное значение τ параметрических диодов 0,2...1 пс, что соответствует $f_c = 150...1000$ ГГц.

Потери в диоде характеризуются его добротностью, равной отношению реактивного сопротивления барьерной емкости диода к сопротивлению потерь r_s при заданных значениях U_0 и f :

$$Q = [2\pi f C_{\bar{\sigma}}(U_0) r_s]^{-1}. \quad (11.8)$$

Из выражений (11.7), (11.8) следует, что добротность параметрического диода на предельной частоте f_c равна единице, а на рабочей частоте f определяется выражением

$$Q = f_c / f. \quad (11.9)$$

Обычно диоды используют на частотах, при которых их добротность больше десяти.

Параметрические диоды используют в малошумящих параметрических усилителях в широком диапазоне частот (вплоть до 100 ГГц). Чрезвычайно низкий уровень собственных шумов параметрических усилителей позволяет создавать на их основе СВЧ приемные устройства с очень высокой чувствительностью – менее 10^{-12} Вт. Предельно низкие значения коэффициента шума $K_{ш} = 0,2 \dots 1,0$ дБ имеют охлаждаемые параметрические усилители, работающие при температуре 70...20 К. Применение таких усилителей ограничено сложностью их эксплуатации, стоимостью. Гораздо более широкое применение получили неохлаждаемые параметрические усилители, которые на частотах выше 20 ГГц являются основным типом малошумящих усилителей с $K_{ш} < 1$ дБ.

В параметрических усилителях усиление сигналов происходит за счет энергии колебаний накачки, подводимых от внешнего генератора к нелинейной емкости, в качестве которой используется барьерная емкость параметрического диода, работающего при обратном смещении. Процесс усиления не сопровождается переносом зарядов, и, следовательно, в нем отсутствуют дробовые шумы. Основным источником шумов параметрических диодов являются тепловые шумы активного сопротивления параметрического диода, которое может иметь малую величину $r_s = 0,1 \dots 1$ Ом.

Помимо усиления параметрические диоды используются и для других целей, реализуемых с помощью электрически управляемой нелинейной емкости: преобразование частоты, модуляции сигналов, электронной перестройки генераторов и т. п.

11.3.3. Умножительные диоды

Работа умножительных диодов основана на использовании нелинейного активного сопротивления диода или нелинейности реактивного сопротивления диода при обратном смещении. При подаче на умножительный диод гармонического напряжения с частотой ω за счет нелинейных свойств активной и реактивной частей его полного сопротивления в цепи умножительного диода протекает ток, содержащий спектр гармоник, кратных основной частоте $n\omega$.

Использование нелинейности активного сопротивления диода для умножения частоты крайне ограничено из-за низкого КПД, обусловленного тем, что мощность гармоник убывает с ростом номера гармоники обратно пропорционально его квадрату. Основное применение для умножения частоты находят диоды (варакторы), использующие нелинейную зависимость барьерной емкости диода $C_{\bar{\sigma}}$ от напряжения смещения.

Умножительные диоды содержат, как правило, резкий эпитаксиальный р-п-переход ($\gamma = 0,5$) на основе кремния или арсенида галлия, способны рассеивать мощности до нескольких ватт, пробивные напряжения достигают 100 В.

Умножители частоты широко используются для получения СВЧ-колебаний с высокой стабильностью, а также в тех случаях, когда непосредственное генерирование колебаний заданной частоты оказывается малоэффективным. Умножители частоты при коэффициентах умножения $n = 2, 3$ обладают высокой эффективностью. В ДМВ диапазоне их выходная мощность составляет единицы ватт при КПД 60...95 %. С ростом частоты выходная мощность и КПД умножителей снижаются. На частотах выше 12 ГГц обычно используют умножительные диоды из арсенида галлия. Для получения высоких коэффициентов умножения частоты $n > 8$ разработаны специальные умножительные диоды, получившие название диодов с накоплением заряда и быстрым восстановлением обратного сопротивления (ДНЗ), которые обеспечивают высокую эффективность преобразования частоты (при $n = 10$ КПД = 20 %).

11.3.4. Настраечные диоды

Барьерная емкость перехода полупроводникового диода, регулируемая изменением обратного напряжения, может быть использована для управления резонансной частотой колебательных систем генераторов и усилителей СВЧ, фильтров. Диоды, специально предназначенные для такого применения, получили название настраечных диодов (СВЧ-варикапов).

Основные параметры настраечных диодов: коэффициент перекрытия по емкости K_c , добротность Q , емкость при заданном смещении $C_d(U_0)$, допустимое напряжение $U_{обр\ max}$, допустимая мощность СВЧ $P_{СВЧ\ max}$. Коэффициент перекрытия по ёмкости равен отношению максимальной емкости диода к минимальной:

$$K_c = C_{d\ max} / C_{d\ min}, \quad (11.10)$$

где $C_{d\ max} = C_c + C_{\bar{\sigma}}(0)$;

$$C_{d\ min} = C_c + C_{\bar{\sigma}}(U_{обр\ max}).$$

Из зависимости (11.2) и рис. 11.5 следует, что плавный переход обладает малым значением K_c . Резкие р-п-переходы и ДБШ обеспечивают $K_c \approx 2...4$. Наиболее высокие значения K_c до 10...15 обеспечивают диоды со сверхрезким р-п-переходом ($\gamma = 1$), в n-базе которого концентрация донорной примеси уменьшается при удалении от границы перехода (рис. 11.2). Добротность на-

строечных диодов (11.8) зависит от материала и типа перехода, а также от частоты и напряжения смещения. Диоды на основе GaAs, благодаря более высокой подвижности носителей, имеют большую добротность, чем диоды из кремния, но у них меньше $U_{обр\ max}$. Добротность диодов со сверхрезким p-n-переходом в несколько раз ниже, чем у обычных диодов из-за большего сопротивления широкой низколегированной n-базы диода (см. рис. 11.5).

Добротность настроечных диодов характеризует потери мощности в диоде и определяет степень связи диода с резонансной системой. Очевидно, что более добротный настроечный диод можно сильнее связать с резонансной системой и получить при этом больший диапазон перестройки при меньшем изменении выходной мощности перестраиваемого генератора.

11.3.5. Переключательные и ограничительные диоды

Переключательные диоды предназначены для управления уровнем и (или) фазой СВЧ-сигналов, а также коммутации СВЧ-мощности в линиях передачи. Принцип действия таких диодов основан на резком изменении полного сопротивления при изменении полярности управляющего напряжения или тока. В переключательных диодах используются в основном кремниевые p-i-n-структуры (рис. 11.6, а), находят также применение структуры с p-n-переходом. В p-i-n-диоде между сильно легированными областями с дырочной и электронной проводимостью находится i-область с концентрацией носителей, близкой к концентрации дырок и электронов в собственном полупроводнике (рис. 11.6, б). Концентрация носителей в p-области – p_p и n_p , а в n-области – n_n и p_n .

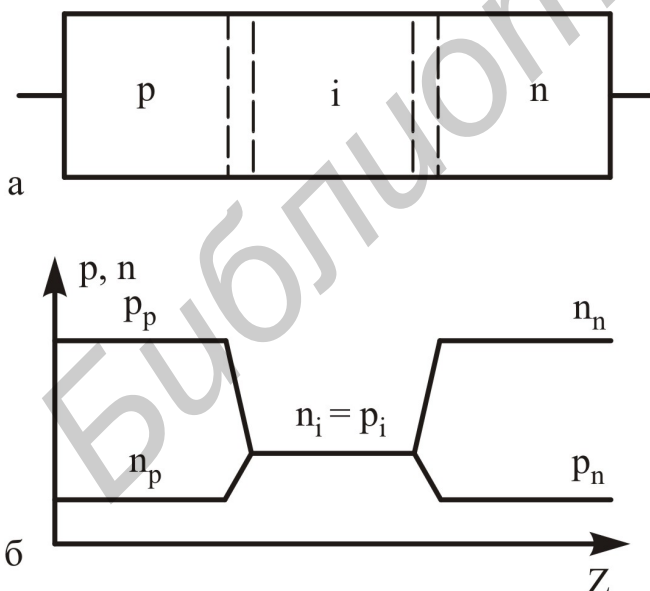


Рис. 11.6

При подаче прямого напряжения в i-область одновременно инжектируются дырки из p-области и электроны из n-области. Сопротивление i-области и всего диода становится малым – единицы, доли ома.

При обратном напряжении дырки и электроны экстрагируются из i-области в p- и n-области соответственно, что и приводит к увеличению сопротивления i-области и всего диода до десятков килоом в диапазоне СВЧ. Емкость диода, определяемая в основном шириной i-области, изменяется незначительно.

В мощных p-i-n-диодах ширина i-области выполняется достаточно большой (0,1...0,5 мм), это позволяет работать при больших амплитудах напряже-

ния на диоде (свыше 1 кВт) и импульсной мощности более 10 кВт. Большая ширина i -области дает возможность увеличить площадь сечения диода без существенного увеличения емкости, улучшить теплоотвод и поднять среднюю рабочую мощность.

Сопротивление p - i - n -диоода при прямом включении плавно меняется при изменении тока через диод, что позволяет использовать p - i - n -диоды в аттенуаторах СВЧ.

Следует заметить, что p - i - n -диоды применяются как при малых уровнях мощности, так и на больших мощностях, достигающих сотен ватт в непрерывном режиме и сотен киловатт в импульсном. При этом мощность управления диодом может быть значительно меньше СВЧ-мощности в линии передачи. При низких уровнях мощности функции p - i - n -диодов способны выполнять диоды с p - n -переходами, а также ДБШ, которые обладают большим быстродействием.

Работа ограничительных диодов основана на изменении полного сопротивления диода под действием падающей на диод СВЧ-мощности. При больших мощностях сопротивление ограничительных диодов автоматически уменьшается, причем диоды работают обычно с короткозамкнутой внешней цепью без источника смещения. Ограничительные диоды применяют для защиты малошумящих входных устройств СВЧ-приемников от перегрузок мощными сигналами, для выравнивания мощности генераторов СВЧ при их перестройке в рабочей полосе частот.

11.4. Генераторные и усилительные диоды

Применение диодов для генерирования и усиления колебаний СВЧ основано на использовании отрицательной активной составляющей полного сопротивления диодов, подключенных к источнику питания. Диодные генераторы и усилители СВЧ представляют собой колебательную систему, эквивалентное сопротивление потерь которой полностью или частично компенсировано отрицательным сопротивлением диода. При полной компенсации сопротивления потерь, в том числе той его части, которая вызвана наличием нагрузки, колебания в системе становятся незатухающими, иными словами система представляет собой генератор. При частичной компенсации сопротивления потерь происходит регенеративное усиление колебаний, возбуждаемых от внешнего источника, в этом случае система является усилителем.

Существуют разные виды диодов с отрицательным сопротивлением, основанные на использовании различных физических процессов в полупроводниках. Инерционные свойства этих процессов позволяют использовать диоды с отрицательным сопротивлением для генерирования и усиления колебаний вплоть до миллиметрового диапазона. К диодам с отрицательным сопротивлением относятся туннельные диоды, лавинно-пролетные, диоды Ганна. В настоящее время наибольшие мощности и приемлемые КПД получены в СВЧ-диапазоне с использованием лавинно-пролетных диодов и диодов Ганна.

11.4.1. Лавинно-пролетные диоды

Лавинно-пролетный диод (ЛПД) – это прибор с динамическим отрицательным сопротивлением, которое является следствием двух происходящих в диоде процессов: лавинного пробоя, сопровождающегося образованием большого числа свободных электронов и дырок; дрейфа (пролета) носителей в полупроводнике под действием электрического поля.

ЛПД представляют собой полупроводниковую структуру, состоящую из ряда областей, отличающихся типом и концентрацией атомов примеси (уровнем легирования). Для изготовления ЛПД применяют чаще всего кремний или арсенид галлия. В зависимости от последовательности расположения областей можно выделить несколько видов ЛПД, например: двухслойные диоды n-p-типа, трехслойные $p^+ - n - n^+$ -типа, четырехслойные $n^+ - p - i - p^+$ -типа или диоды Рида, m-n-n⁺-типа (с барьером Шотки).

Широкое распространение получили ЛПД с трехслойной структурой $p^+ - n - n^+$ -типа, показанной на рис. 11.7, а. Сильно легированные области структуры p^+ , n^+ с концентрацией примеси $N_a, N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ являются по существу контактами прибора. Концентрация примеси в n-области ниже ($N_d = 10^{15} \dots 10^{16} \text{ см}^{-3}$), поэтому переход $p^+ - n$ оказывается несимметричным, запиорный слой полностью располагается в n-области. Распределение напряженности электрического поля в такой структуре изображено на рис. 11.7, б.

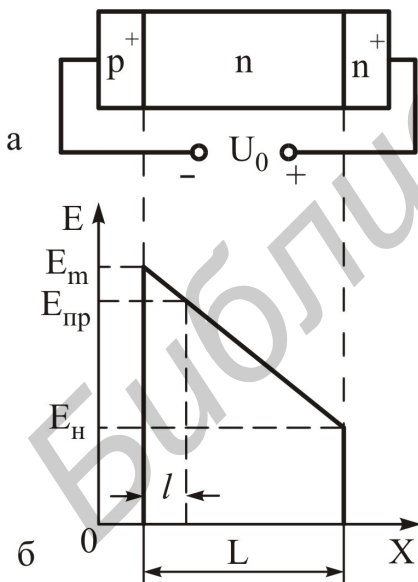


Рис.11.7

При некоторой величине обратного напряжения U_0 , приложенного к диоду, напряженность электрического поля может превысить значение $E_{пр} = 10^5 \text{ В/см}$, соответствующее началу лавинного пробоя в небольшой области запиорного слоя шириной l (см. рис. 11.7, а), в связи с чем весь запиорный слой $p^+ - n$ -перехода шириной L разделяется на две области: узкую область шириной $l < L/3$, в которой происходит процесс ударной ионизации и умножения (лавинообразного увеличения) числа носителей, так называемый слой умножения, и область дрейфа (пролета) носителей шириной $L - l$, где происходит движение носителей, образовавшихся в слое умножения. Дрейф носителей происходит с постоянной скоростью $V_{нас} = 10^7 \text{ см/с}$, т. к. напря-

женность электрического поля в области дрейфа обычно выше значения $E_{нас} = 5 \dots 10 \text{ кВ/см}$, при превышении которого скорость дрейфа носителей не зависит от величины напряженности электрического поля.

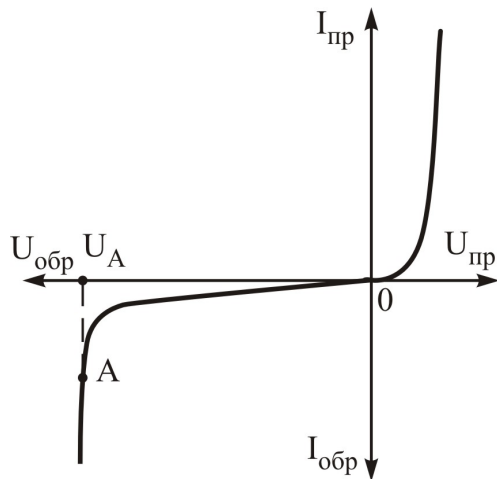


Рис. 11.8

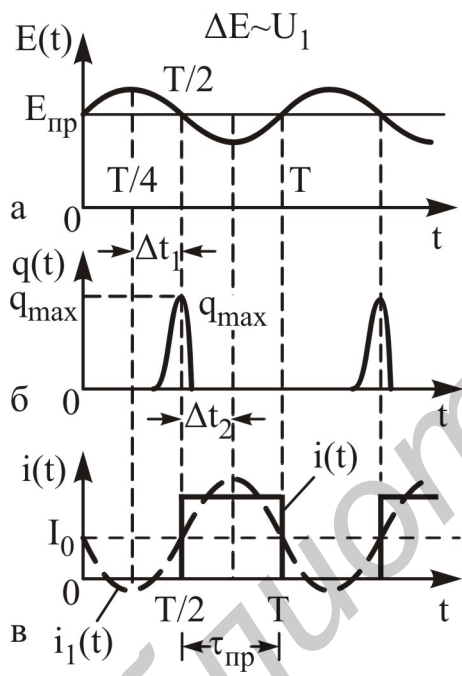


Рис. 11.9

Ток анода при напряжениях, близких к пробивному U_0 , очень сильно зависит от приложенного напряжения (рис. 11.8). Если не принять мер по ограничению тока, то лавинный пробой перейдет в тепловой, и в результате этого диод выйдет из строя. Поэтому для питания ЛПД необходимо использовать источник стабильного тока. Следует отметить, что вольт-амперная характеристика ЛПД не имеет участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Необходимое для генерирования колебаний СВЧ отрицательное сопротивление может быть обеспечено только в результате использования динамических свойств пространственного заряда подвижных носителей – дырок и электронов.

Если ЛПД включить в колебательный контур (резонатор), то при установившихся колебаниях в резонаторе к диоду будет приложено постоянное напряжение U_0 и высокочастотное переменное напряжение $u(t) = U_{1m} \sin \omega t$ с постоянной амплитудой $U_{1m} < U_0$. Электрическое поле в $p^+ - n$ -переходе будет (рис. 11.9, а) $E = E_{пр} + E_1 \sin \omega t$.

В положительные полупериоды переменного напряжения в переходе происходит генерирование электронно-дырочных пар, при этом с увеличением ΔE растет скорость генерации носителей (количество новых носителей, создаваемых

одним электроном или дыркой в результате лавинного пробоя в единицу времени), поскольку количество генерируемых носителей зависит не только от скорости генерации носителей, но и от количества частиц, осуществляющих ионизацию, число которых продолжает расти пока $E > E_{пр}$. Наибольшее количество носителей обоих типов в переходе получается к концу положительного полупериода ΔE , когда процесс ударной ионизации прекращается (рис. 11.9, б). Дырки уходят из слоя умножения в p^+ -область, а электроны, чтобы попасть в n^+ -область, должны пройти через область дрейфа ($L - \ell$).

В течение всего времени пролета носителей $\tau = (L - \ell) / V_{нас}$ во внешней цепи диода наводится ток, совпадающий по направлению с дрейфовым (кон-

векционным) током движущих в приборе электронов. На рис. 11.9, в показаны графики наведенного тока $i(t)$, постоянной составляющей I_0 , первой гармоники тока $i_1(t)$ для такой частоты колебаний $f_0 = 1/T_0$, для которой $\tau_{пр} = T_0/2$.

Сравнивая графики (см. рис. 11.9, а, в) видим, что первая гармоника тока $i_1(t)$ находится в противофазе с напряжением $u_1(t)$, следовательно, ЛПД обладает отрицательным сопротивлением по частоте f_0 . Это является результатом инерционности процессов в ЛПД: максимум заряда q_{max} запаздывает относительно напряжения $u_1(t)$ на $\Delta t_1 = T_0/4$, а максимум тока $i_1(t)$ запаздывает относительно момента окончания процесса лавинного умножения на $\Delta t_2 = \tau_{пр}/2 \approx T_0/4$. В итоге полное время запаздывания тока i_1 относительно напряжения U_1 составит

$$\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2 = T/2.$$

Если считать, что при $f > f_0$ время пролета носителей остается неизменным: $\tau_{пр} = T_0/2 = \text{const}$, а $\Delta t_1 = T/4$ (где $T = 1/f$), тогда импульс наведенного тока, начавшись в момент $t_1 = T/2$, закончится при $t > T$, $\Delta t_2 = T/4$ и сдвиг начальной фазы тока i относительно U_1 превысит π (рис. 11.10, а, б). Векторная диаграмма для этого случая соответствует рис. 11.10, в, первая гармоника наведенного тока будет содержать две составляющие: активную I_{1a} , противофазную переменному напряжению $U_1(t)$ и реактивную I_{1p} емкостного характера.

В общем случае ЛПД можно характеризовать средней по первой гармонике комплексной проводимостью

$$Y_{cp} = G_{cp} + jB_{cp} \quad (11.11)$$

или средним по первой гармонике комплексным сопротивлением

$$Z_{cp} = r_{cp} + jX_{cp}. \quad (11.12)$$

Рассмотренный режим работы ЛПД называется пролетным или ИМРАТТ режимом и является наиболее распространенным (ИМРАТТ – сокращение английских слов Impact Avalanche Transit Time – ударная ионизация и пролетное время).

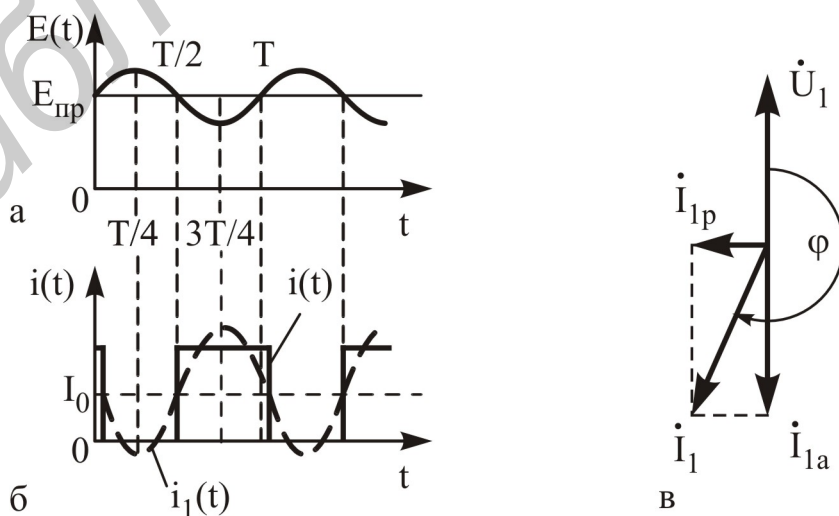


Рис. 11.10

11.4.2. Генераторы на лавинно-пролетном диоде

Принцип действия генератора на лавинно-пролетном диоде (ГЛПД) во многом аналогичен принципу действия других СВЧ-генераторов. Он состоит в том, что в одной части прибора (в области p^+ - n -перехода ЛПД) происходит модуляция электронного потока по плотности (образования электронных сгустков), а в другой (в области дрейфа) – осуществляется передача энергии от этого сгустка электромагнитному полю резонатора, в который включен ЛПД.

Конструкция ГЛПД определяется в основном диапазоном рабочих частот. На рис. 11.11 показана схема устройства ГЛПД радиально-волноводной конструкции, получившей широкое применение в миллиметровом диапазоне. В такой конструкции частота генерируемых колебаний ГЛПД определяется в основном диаметром диска D и его расстоянием h от нижней стенки волновода. Перемещение короткозамыкающего поршня (изменение L) существенно сказывается на выходной мощности генератора и меньше на частоте (рис. 11.12).

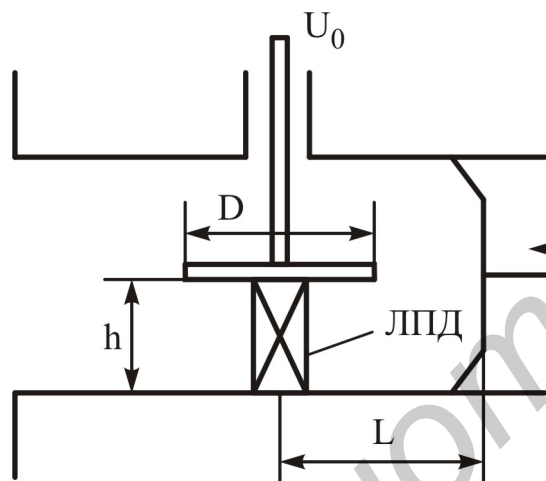


Рис. 11.11

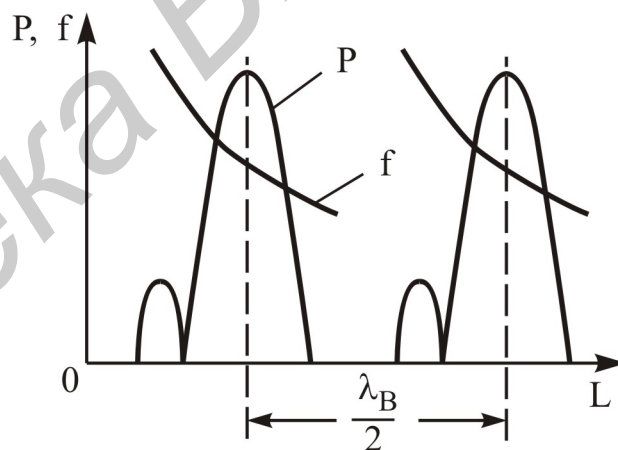


Рис. 11.12

При перемещении короткозамыкающего поршня на расстояние $\Delta L = \lambda_B / 2$, где λ_B – длина волны в волноводе, нагрузка на контактах ЛПД не изменяется, поэтому мощность и частота остаются прежними. На рис. 11.13 изображена эквивалентная схема генератора, в которой ЛПД характеризуется средним по первой гармонике комплексным сопротивлением $Z_{cp} = r_{cp} + jX_{cp}$, а нагрузка последовательным соединением активного и реактивного сопротивления $Z_H = r_H + jX_H$. Параметры нелинейной части схемы, т. е. диода, сильно зависят от режима его работы (от тока питания I_0 и первой гармоники I_1), т. е. $r_{cp}(I_0, I_1)$ и $X_{cp}(I_0, I_1)$, и значительно слабее от частоты ω . Параметры нагрузки, составляющей линейную часть схемы, сильно зависят от частоты колебаний: $r_H(\omega)$, $X_H(\omega)$.

Стационарный режим колебаний можно определить из условия баланса активных и реактивных сопротивлений:

$$r_{cp}(I_0, I_1) + r_H(\omega) = 0; \quad (11.13)$$

$$X_{cp}(I_0, I_1) + X_H(\omega) = 0. \quad (11.14)$$

Условие (11.14) эквивалентно условию баланса фаз генератора и определяет частоту генерируемых колебаний. Из него следует, что всякое изменение

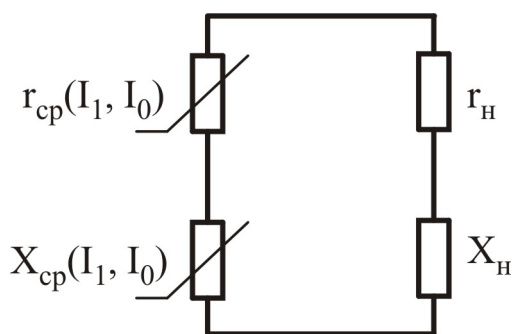


Рис. 11.13

режима работы диода (изменение тока питания I_0 или амплитуды I_1 первой гармоники тока) изменяет X_{cp} ; условие (11.14) выполняется теперь при другом значении X_{cp} , а значит, и при другой частоте колебаний, автоматически устанавливающейся в генераторе. Обращаясь к условию (11.13) баланса активных сопротивлений, отметим, что поскольку $r_H > 0$, в стационарном режиме обязательно должно быть $r_{cp} < 0$.

Мощность первой гармоники, отдаваемой нелинейным элементом, определяется выражением

$$P_1 = 0,5 |r_{cp}| I_1^2.$$

Из условия (11.13) следует, что при изменении r_H автоматически изменяются I_1 (при постоянстве I_0), а значит, и P_1 . При некоторой оптимальной нагрузке $r_{H\text{опт}}$ достигается максимальная мощность $P_{1\text{max}}$. Изменение I_0 также приводит к изменению амплитуды I_1 и мощности P_1 : обычно при увеличении I_0 возрастает U_1 и I_1 (см. рис. 11.9), причем U_1 возрастает значительно, поэтому величины $r_{cp} = U_1/I_1$ и P_1 также увеличиваются. На рис. 11.14, а показаны зависимости $P_1(r_H)$, а на рис. 11.14, б – зависимость $P_1(I_0)$.

В элементах схемы генератора (диоде, резонаторе, нагрузке) имеются потери энергии. Самовозбуждение колебаний в таком генераторе может происходить только в том случае, если при малых амплитудах колебаний энергия, отдаваемая отрицательным сопротивлением, больше энергии, потребляемой положительным сопротивлением r_H , т. е. если

$$r_d(I_0, I_1) \approx 0 > r_H. \quad (11.15)$$

Минимальный ток I_0 , при котором происходит возбуждение колебаний в генераторе, называется пусковым током $I_{\text{пуск}}$ (рис. 11.14, б). Очевидно, при изменении нагрузки r_H меняется величина $I_{\text{пуск}}$.

ЛПД могут быть использованы и в регенеративных усилителях отражательного типа при токах диода, меньших пускового. Вследствие относительно высокого уровня шумов ЛПД используют в основном в усилителях мощности.

Коэффициент усиления обычно составляет 8...15 дБ при полосе 1...10 % на один каскад. Максимальная выходная мощность усилителя примерно соответствует максимальной выходной мощности генератора на том же диоде.

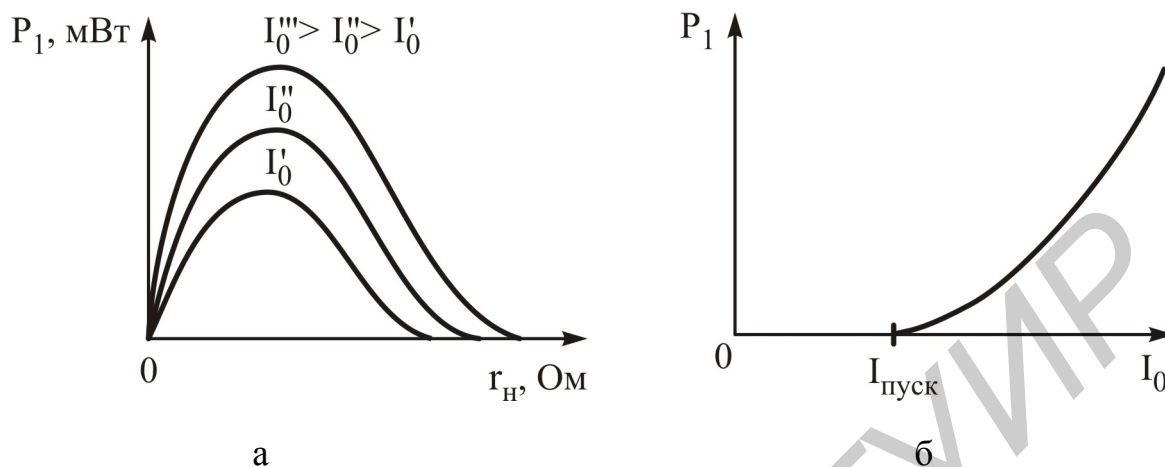


Рис. 11.14

ЛПД обеспечивают получение мощностей в широком диапазоне частот (0,5...200 ГГц). На их основе реализуются генераторы с выходными мощностями до 5...10 Вт на 10 ГГц, до 0,5...1 Вт на 100 ГГц с высоким КПД, достигающим 10...30 % на 10 ГГц. ЛПД являются наиболее мощными полупроводниковыми приборами СВЧ.

11.4.3. Диоды Ганна

Диод Ганна (ДГ) – полупроводниковый прибор с отрицательным дифференциальным сопротивлением, возникающим в объеме однородного полупроводника при приложении к нему сильного электрического поля. ДГ представляют собой полупроводниковую структуру, состоящую из слоя полупроводника с электронной проводимостью толщиной от единиц до десятков микрон, заключенного между невыпрямляющими контактами – катодом и анодом (рис. 11.15). Площадь структуры может находиться в пределах $0,25 \cdot (10^{-4} \dots 10^{-2}) \text{ см}^2$. В качестве материала структуры используется обычно арсенид галлия (GaAs) n-типа, возможно применение фосфида индия (InP). Отрицательное дифференциальное сопротивление диода Ганна является следствием эффекта междолинного переноса электронов, характерного для многодолинных полупроводников, имеющих в зоне проводимости несколько областей (долин).

На рис. 11.16 изображена зонная диаграмма арсенида галлия n-типа (n-GaAs) – основного материала, используемого для изготовления ДГ. Электроны в зоне проводимости могут находиться в одной из долин, разделенных энергетическим зазором $\Delta = 0,36 \text{ эВ}$. Электроны, находящиеся в нижней долине, обладают малой эффективной массой $m_1^* = 0,07m_0$, где $m_0 = 9,1 \times 10^{-31} \text{ кг}$ – масса

свободного электрона, и большой подвижностью $\mu_1 = V/E$, а электроны, находящиеся же в верхней долине, имеют значительно большую эффективную массу $m_2^* = 1,2m_0$ и, как следствие, значительно меньшую подвижность. Обычно $\mu_1 = 5000 \dots 8000 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$, $\mu_2 = 100 \dots 200 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$.

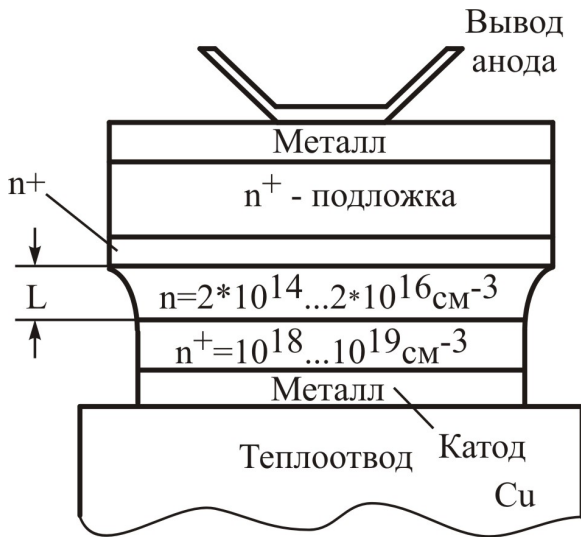


Рис. 11.15

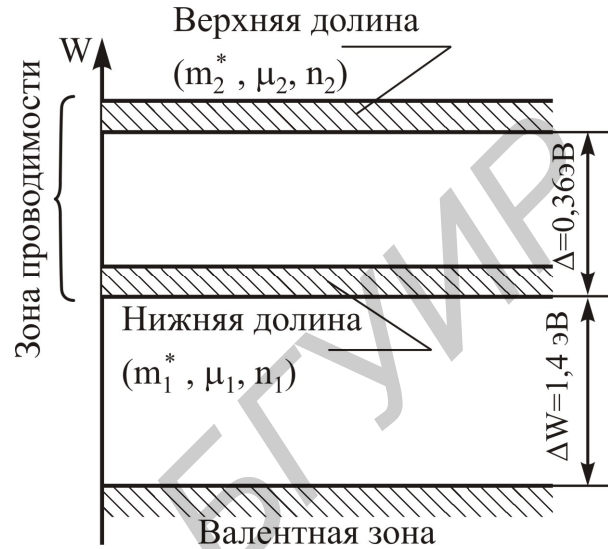


Рис. 11.16

В состоянии термодинамического равновесия, т. е. в отсутствии внешнего воздействия, концентрация электронов n_1 и n_2 в нижней и верхней долинах подчиняются закону Больцмана:

$$n_1 / n_2 = A \cdot e^{-\Delta / (kT)}, \quad (11.16)$$

где $A = N_1 / N_2$, ($A = 70$ для GaAs).

Здесь N_1, N_2 – плотности энергетических состояний в долинах;

$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж / К}$ – постоянная Больцмана.

При комнатной температуре $T = 300 \text{ К}$ согласно (11.16) $n_1 / n_2 = 7 \cdot 10^{-5}$, т. е. практически все электроны зоны проводимости находятся в нижней долине. Положение меняется при прикладывании к диоду напряжения U_0 . С увеличением U_0 возрастает напряженность электрического поля $E = U_0 / L$ (L – длина активной области диода) и энергия электронов, что эквивалентно возрастанию температуры T . В результате возрастает число электронов проводимости, переходящих из нижней долины в верхнюю.

Средняя дрейфовая скорость электронов при любом значении E определяется как средняя арифметическая скорость электронов нижней V_1 и верхней V_2 долин:

$$V = \frac{n_1 V_1 + n_2 V_2}{n_1 + n_2} = \frac{\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2}{n_1 + n_2} E. \quad (11.17)$$

График зависимости скорости электронов от напряженности электрического поля $V(E)$ для n-GaAs приведен на рис. 11.17. При $E < E_{\text{пор}}$ почти все электроны зоны проводимости находятся в нижней долине $n = n_1 + n_2 = n_1, n = 0$. Согласно (11.17) $V = \mu E$, т. е. зависимость $V(E)$ имеет линейный характер.

С увеличением напряженности поля E все большее число электронов переходит в верхнюю долину (n_2 возрастает, n_1 уменьшается), при $E > E_{\text{пор}}$ этот процесс осуществляется настолько резко, что происходит уменьшение средней дрейфовой скорости электронов V . Напряженность поля, соответствующая максимальной скорости V_{max} , называют пороговой (или критической). Для арсенида галлия n-типа эта величина $E_{\text{пор}} = 3,2$ кВ/см.

Из (11.17) следует, что при $E > E_{\text{пор}}$, когда $n_2 = n$ и $n_1 = 0$, зависимость $V(E)$ снова должна стать линейной: $V = \mu_2 E$. В действительности при сильных полях $E > E_{\text{пор}}$ взаимодействие электронов с кристаллической решеткой приводит к насыщению скорости электронов, поэтому $V = V_{\text{нас}} = \text{const}$. Для GaAs с подвижностью $\mu_1 = 7000$ см²/(В·с) $V_{\text{max}} = 2 \cdot 10^7$ см/с, $V_{\text{min}} = 10^7$ см/с. Крутизну падающего участка зависимости $V(E)$ характеризуют дифференциальной подвижностью

$$\mu_3 = dV/dE < 0, \quad (11.18)$$

обычно $\mu_3 = -(1000 \dots 3000)$ см²/(В×с).

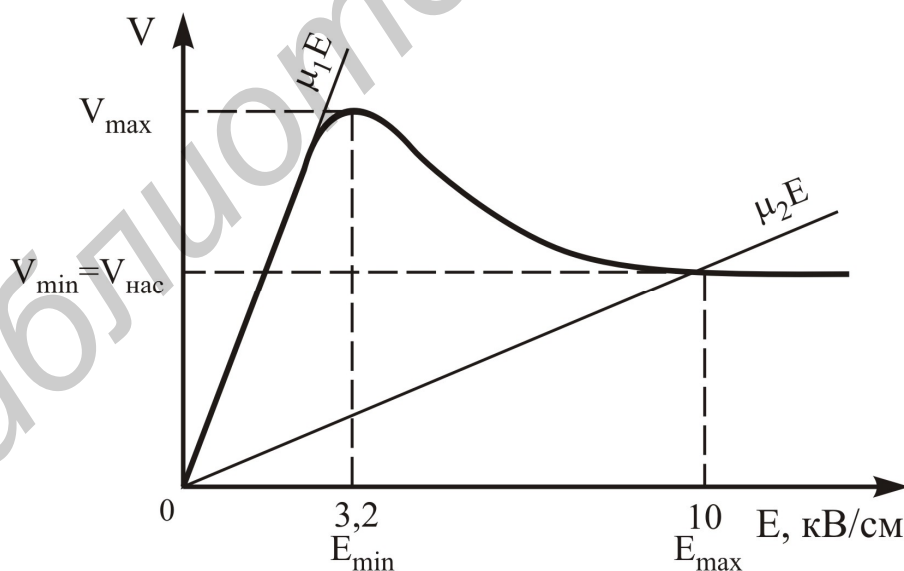


Рис. 11.17

Плотность электронного тока в однородном полупроводнике пропорциональна средней дрейфовой скорости электронов:

$$j = \sigma E = q(\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2) E = q(n_1 + n_2) V, \quad (11.19)$$

где σ – удельная проводимость полупроводника.

При $n_0 = n_1 + n_2 = \text{const}$ во всем объеме полупроводника уменьшение скорости электронов с увеличением напряженности поля ($dV/dE < 0$) равносильно уменьшению плотности тока ($dj/dE < 0$) и, следовательно, является причиной возникновения в полупроводнике состояния отрицательной дифференциальной проводимости ($\sigma < 0$).

Полупроводник, обладающий отрицательной дифференциальной проводимостью, имеет следующее свойство: если в объеме кристалла полупроводника возникает произвольная флуктуация концентрации носителей заряда Δn , избыточная по отношению равновесной концентрации $dV/dE < 0$, то в той области кристалла, где возникла эта флуктуация, начнется нарастание пространственного заряда в пространстве и во времени, что приведет к неустойчивости распределения электрического поля в кристалле при постоянном приложенном напряжении

$$U > U_{\text{пор}} = E_{\text{пор}} \cdot L.$$

Для более подробного рассмотрения этого свойства обратимся к рис. 11.18, который иллюстрирует развитие неустойчивости электрического поля в однородном полупроводнике, обладающем отрицательной дифференциальной проводимостью. Предположим, что при приложении к ДГ напряжения U_0 из катода в однородный полупроводник инжектируются электроны, в результате чего в пределах небольшого участка x возникает неоднородность в виде слоя накопления, в которой количество электронов $n > n_0$ (рис. 11.18, а). Распределение поля $E(x)$ связано с распределением заряда $n(x) - n_0$ уравнением Пуассона:

$$\frac{\partial E(x)}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon} [n(x) - n_0], \quad (11.20)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость.

Там где $n = n_0$, $\partial E/\partial x = 0$ и поэтому $E = \text{const}$. В области, где $\partial E/\partial x > 0$, напряженность поля $E(x)$ возрастает.

Поскольку напряжение $U = \int_0^L E dx = \text{const}$, а в области неоднородности $\partial E/\partial x > 0$, напряженности поля E_1 и E_2 окажутся разными: $E_1 < E_{\text{ср}} = U/L < E_2$. Если $E_{\text{ср}}$ соответствует падающему участку (рис. 11.18, в), скорость электронов $V_1(E_1) > V_2(E_2)$, а заряд движущегося к аноду слоя будет пополняться за счет электронов, поступающих со стороны катода. Увеличение же заряда приведет к увеличению $\partial E/\partial x$ в слое и, как следствие, к увеличению разности полей $E_2 - E_1$ (рис. 11.18, б). Рост E_2 и уменьшение E_1 будут продолжаться до тех пор, пока растущий слой объемного заряда не исчезнет, достигнув анодного контакта.

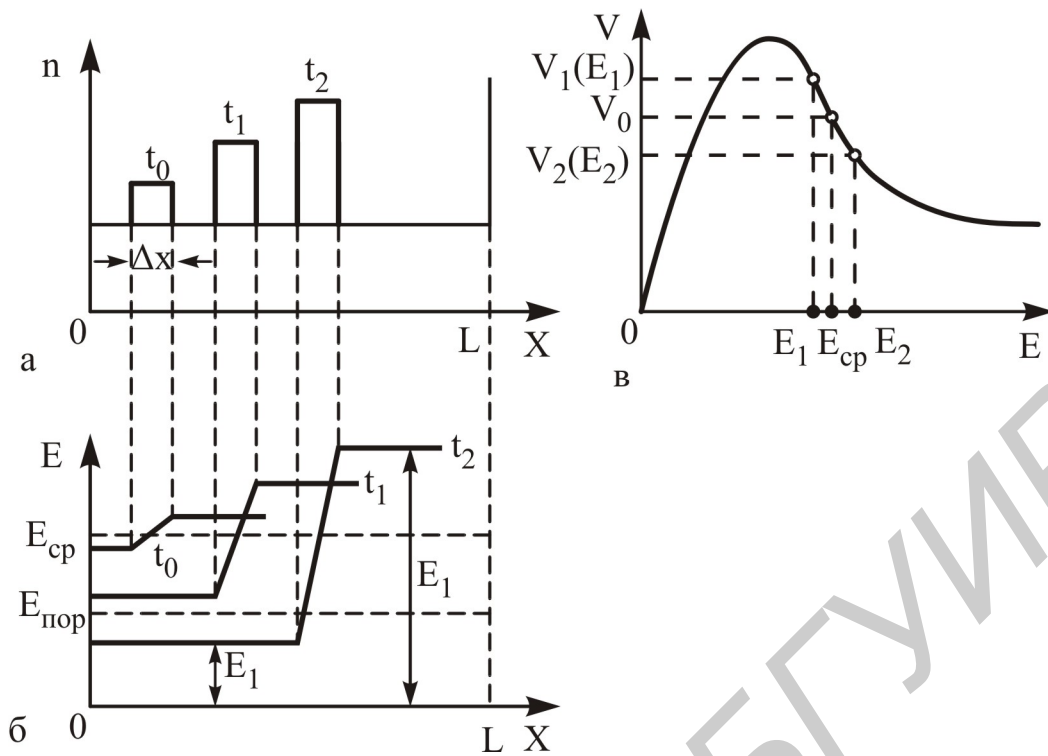


Рис. 11.18

Затем процесс накопления, перемещения растущего заряда и его рассасывания будет периодически повторяться, причем период равен времени движения заряда через кристалл $T = L / V_{\text{нас}}$. При этом будут наблюдаться периодические колебания тока во внешней цепи диода Ганна. В зависимости от длины активной области диода L , концентрации носителей n возможны и другие виды неустойчивости тока в образце GaAs при постоянном приложенном напряжении U_0 .

Явление возникновения колебаний тока в однородном образце n-GaAs было обнаружено Дж. Ганном в 1963 г. и называется эффектом Ганна. Для GaAs $V_{\text{нас}} = 10^7$ см/с, поэтому частота колебаний тока в образце (пролетная частота) равна

$$f_{\text{пр}} = 1/T = 100/L, \quad (11.21)$$

где $f_{\text{пр}}$ получается в гигагерцах, если L выражена в микрометрах, например, при $L = 10$ мкм, $f_{\text{пр}} = 10$ ГГц.

Простейшим генератором СВЧ могла бы быть цепь, в которой последовательно включены ДГ, нагрузочное сопротивление и источник постоянного напряжения. Такой режим работы ДГ называется пролетным. На практике он не получил распространения из-за низкого КПД, невозможности управления частотой.

Обычно генераторы на ДГ (ГДГ) представляют собой объемный резонатор, в соответствующем месте которого помещается диод Ганна. В этом случае на постоянное напряжение источника питания накладывается СВЧ-напряжение

резонатора, которое будет оказывать влияние на процессы образования пространственного заряда. Частота колебаний ГДГ будет определяться резонатором и может значительно отличаться от пролетной частоты диода.

Конструкция генератора на диоде Ганна определяется в основном диапазоном частот. На рис. 11.19 приведена одна из возможных конструкций ГДГ волноводного типа.

Колебательная система генератора образована короткозамкнутым отрезком волновода. Расстояние между диодом и короткозамкнутой стенкой волновода определяет частоту колебаний генератора. Питающее напряжение подается через емкостный фильтр, предотвращающий попадание СВЧ-колебаний в цепь питания. Конструкция генератора должна обеспечивать отвод тепла от диода. Диапазон механической перестройки частоты достигает половины октавы. Электронная перестройка мала – типичная величина составляет 5...90 МГц/В.

ГДГ обеспечивают получение мощностей в широком частотном диапазоне (5...100 ГГц), выходная мощность достигает нескольких сотен милливатт. Достоинствами ГДГ являются малый уровень амплитуды и частотных шумов, низкая величина питающего напряжения $U_0 < 10$ В. Недостатком ГДГ является сравнительно низкое значение КПД, равное 1...4 %.

ГДГ широко используются в качестве гетеродинов приемников, возбуждателей передатчиков, источников накачки параметрических усилителей и т. п.

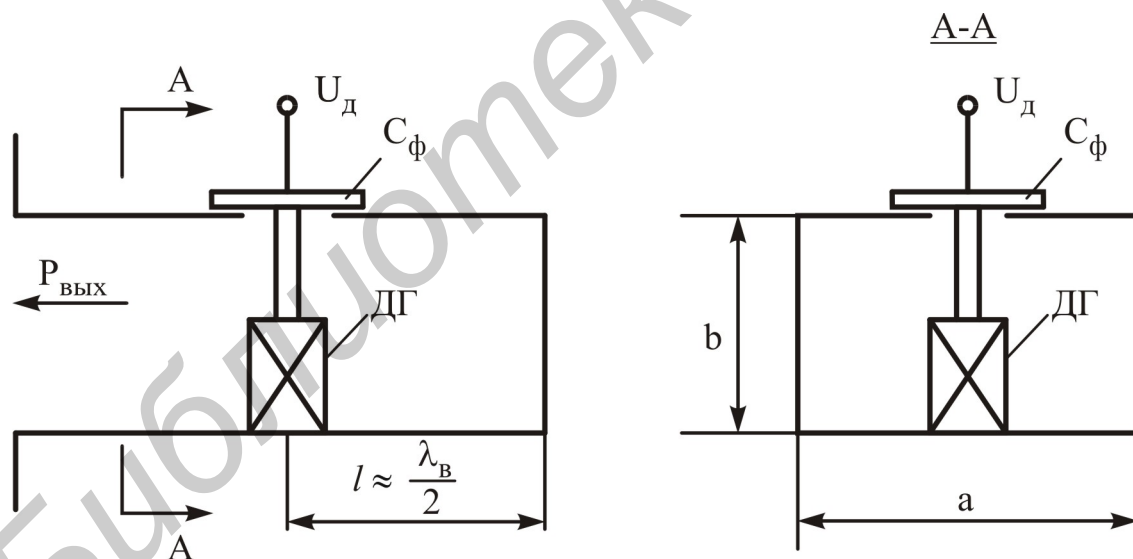


Рис.11.19

11.5. СВЧ-транзисторы

11.5.1. Общая характеристика СВЧ-транзисторов

Работа транзистора ухудшается с ростом рабочей частоты, что обусловлено влиянием нескольких принципиальных физических факторов. Во-первых, следует отметить, что частотный диапазон транзистора ограничивается временем переноса носителей заряда через транзистор. Во-вторых, существуют частотные ограничения, которые обусловлены скоростью изменения заряда, накопленного в транзисторе. Введение носителей заряда в обедненные области р-п-переходов сопровождается накоплением заряда, и напряжение на переходах устанавливается равным входному спустя лишь некоторое время, определяемое временем зарядки емкостей р-п-переходов. В-третьих, конструкции выводов электродов транзистора и соответствующие им паразитные емкости и индуктивности влияют на частотные характеристики транзисторов.

Уменьшение влияния этих факторов достигается использованием различных конструктивно-технологических решений, которые позволяют создать транзисторы, работающие в СВЧ-диапазоне. В основе работы СВЧ-транзисторов лежат физические процессы, характерные для транзисторов вообще, однако значительные конструктивные отличия СВЧ-транзисторов позволяют выделить их в самостоятельную группу полупроводниковых приборов СВЧ.

СВЧ-транзисторы вследствие низкого коэффициента шума, высокого коэффициента полезного действия, большой мощности и присущих им преимуществ по сравнению с двухполосными приборами начинают вытеснять ЛПД и диоды Ганна в диапазоне до 40 ГГц.

СВЧ-транзисторы так же, как и транзисторы более низких частот, по принципу действия разделяются на два типа: биполярные и полевые. В биполярных транзисторах управление током прибора осуществляется путем управления инжекцией неосновных носителей электрического заряда в базовую область, в полевых – путем изменения сопротивления полупроводникового канала, в котором проходит поток основных носителей заряда, с помощью поперечного электрического поля затвора. Процесс управления током в полевом транзисторе является менее инерционным, т. к. не сопровождается накоплением неосновных носителей заряда в активной области, благодаря чему полевые СВЧ-транзисторы могут работать на более высоких частотах.

В настоящее время предельные частоты для биполярных транзисторов равняются 10...12 ГГц, а для полевых транзисторов превышают 60 ГГц. Теоретический предел повышения рабочей частоты транзисторов так же, как и других полупроводниковых СВЧ-приборов, определяется физическими свойствами используемых в них полупроводников. В настоящее время основным материалом для изготовления биполярных СВЧ-транзисторов является кремний, а для полевых – арсенид галлия с электронным типом проводимости.

В соответствии с основным функциональным назначением транзисторы СВЧ-диапазона подразделяются на усилительные, используемые для линейного

усиления малых сигналов во входных и последующих каскадах СВЧ-усилителей и характеризующихся в первую очередь уровнем собственных шумов на номинальной рабочей частоте или в диапазоне частот (малошумящие транзисторы), и генераторные, предназначенные для генерирования (усиления мощности) больших СВЧ-сигналов, которые работают в существенно нелинейных режимах (как правило, с отсечкой коллекторного тока) и характеризуются значением энергетических параметров (выходной мощности, коэффициента усиления по мощности, КПД) на номинальной частоте или в полосе рабочих частот (мощные транзисторы).

Большинство типов СВЧ-транзисторов являются маломощными и предназначены для усиления слабых сигналов в малошумящих усилителях наземных и спутниковых систем связи и радиолокационной аппаратуры, где они успешно заменяют усилители ЛБВ О-типа.

Мощные СВЧ-транзисторы применяются в широкополосных устройствах для систем радиорелейной связи, в бортовых радиоэлектронных системах, где очень важен высокий КПД, например в спутниковых системах связи и системах передачи телеметрии.

11.5.2. Биполярные СВЧ-транзисторы

Современные биполярные СВЧ-транзисторы (БСВЧ-транзисторы) изготавливают по планарно-эпитаксиальной технологии. В маломощных (малошумящих) БСВЧ-транзисторах используются германиевые р-п-р- и все чаще кремниевые п-р-п-структуры. Генераторные БСВЧ-транзисторы имеют исключительно кремниевые п-р-п-структуры, т. к. большая ширина запрещенной зоны кремния позволяет повысить максимально допустимую температуру и пробивное напряжение переходов транзистора, что способствует увеличению выходной мощности транзистора. Более высокая подвижность электронов чем дырок в кремнии (1300 и 470 $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ соответственно) обеспечивает меньшее время их дрейфа через базу с дырочной проводимостью, а значит, и более высокую рабочую частоту.

Частотный диапазон биполярного транзистора ограничивается временем переноса носителей заряда через транзистор, которое определяет постоянную времени задержки сигнала от эмиттера до коллектора:

$$\tau_{\text{ЭК}} = \tau_{\text{Э}} + \tau_{\text{б}} + \tau_{\text{КП}} + \tau_{\text{К}}, \quad (11.22)$$

где $\tau_{\text{Э}}$ – время зарядки емкости эмиттерного перехода;

$\tau_{\text{б}}$ – время пролета носителей заряда через базовую область;

$\tau_{\text{КП}}$ – время пролета обедненной области коллектора;

$\tau_{\text{К}}$ – время зарядки емкости коллекторного перехода.

В СВЧ-транзисторах уменьшение постоянной времени $\tau_{\text{ЭК}}$ в первую очередь достигается уменьшением значения $\tau_{\text{б}}$, для чего необходимо уменьшать толщину базовой области транзистора. Современная технология позволяет полу-

чать транзисторы с толщиной базы до десятых долей микронметра. Наличие сверхтонкой базы является одной из особенностей конструкции БСВЧ-транзистора.

Сокращение времени переноса носителей через базу возможно не только за счет уменьшения толщины базы, но и за счет обеспечения дрейфового характера движения носителей в базе. Дрейфовая скорость может существенно превышать скорость диффузионного движения, если создать в базе внутреннее ускоряющее поле, для этого в базе создают неоднородное распределение примесей, например для базы р-типа обеспечивают экспоненциальное уменьшение концентрации акцепторной примеси в направлении коллектора.

Следует отметить, что при уменьшении толщины базы снижается значение предельно допустимого обратного напряжения коллектор – база, а это ведет к уменьшению выходной мощности транзистора, росту сопротивления базы в поперечном направлении, служащего источником нежелательной обратной связи в транзисторе. Для повышения выходной мощности транзистора необходимо иметь большее поперечное сечение транзисторной структуры, что позволяло бы работу с большими амплитудами тока коллектора. Однако увеличение площади переходов ведет к росту емкости эмиттера и коллектора и ухудшению частотных свойств транзистора. Устранение подобных противоречий достигается использованием планарно-эпитаксиальной конструкции транзистора и особой топологии эмиттерного и базового электродов. Типичные структуры современных БСВЧ-транзисторов приведены на рис. 11.20.

Гребенчатая структура (рис. 11.20, а) используется в маломощных малошумящих СВЧ-транзисторах, в более мощных транзисторах находит применение многоэмиттерная структура (рис. 11.20, б).

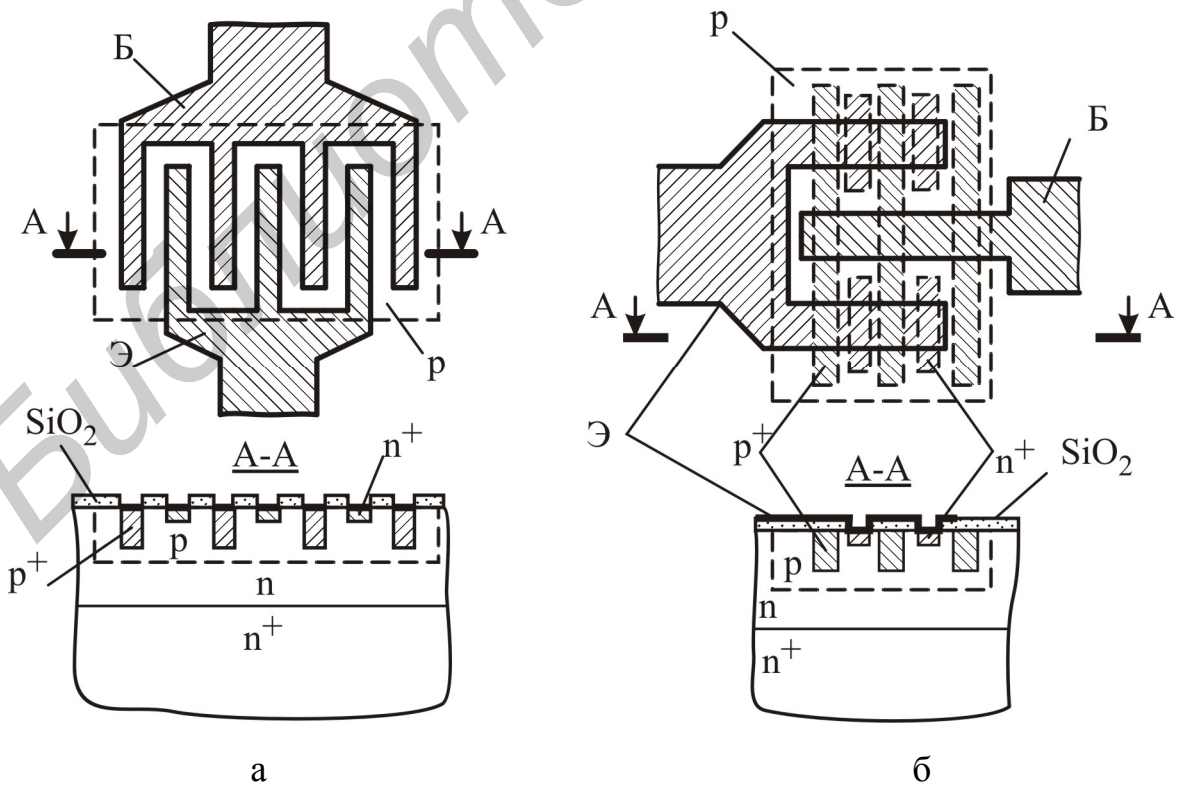


Рис. 11.20

С целью увеличения выходной мощности и улучшения теплоотвода в БСВЧ-транзисторах используется объединение в одном кристалле большого числа единичных структур (до 150), включаемых параллельно, и нескольких кристаллов в одном корпусе. Серьёзным недостатком таких транзисторов являются очень низкие значения входного и выходного сопротивлений, затрудняющие согласование их с источником сигнала и нагрузкой.

Особенностью конструкций СВЧ-транзисторов является использование ленточных выводов, удобных для соединения с микрополосковыми линиями передачи, отсутствие внешнего металлического корпуса, что позволяет уменьшить паразитные ёмкости и индуктивности. Широко используются бескорпусные конструкции для маломощных транзисторов.

С увеличением частоты коэффициент усиления транзистора изменяется. БСВЧ-транзисторы, как правило, применяют в той области частот, где усиление падает с ростом частоты со скоростью примерно 6 дБ/октава (рис. 11.21, а).

Частотные свойства транзисторов обычно характеризуют с помощью нескольких характеристических частот: максимальной частоты генерации f_{\max} , предельных $f_{h_{21э}}$, $f_{h_{21б}}$ и граничной f_T частот. Частоту f_{\max} определяют как наибольшую, на которой способен генерировать транзистор в схеме автогенератора. На этой частоте коэффициент усиления по мощности уменьшается до единицы ($K_p = 0$ дБ).

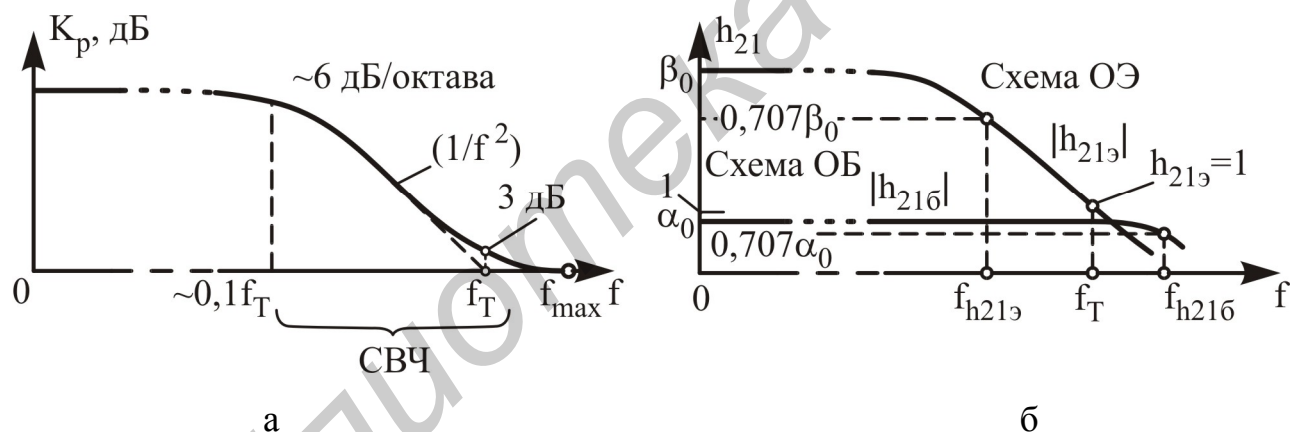


Рис. 11.21

Предельными называют частоты $f_{h_{21э}}$ или f_β и $f_{h_{21б}}$ или f_α , на которых модули коэффициентов передачи тока в схеме с общим эмиттером (ОЭ) $h_{21э}$ и в схеме с общей базой (ОБ) $h_{21б}$ уменьшаются в $\sqrt{2}$ раз (на 3 дБ) по сравнению с их значениями на низкой частоте β_0 и α_0 (рис. 11.21, б).

Связь между f_β и f_α выражается формулой

$$f_\beta / f_\alpha = 1 - \alpha_0. \quad (11.23)$$

В области частот $f > (3...4)f_\beta$ произведение $|\beta|f$ постоянно, поэтому часто используют параметр f_T – граничная частота усиления по току, т. е. частота, на которой $|\beta| = 1$:

$$f_T = |\beta|f = |h_{21э}|f. \quad (11.24)$$

Граничную частоту практически определяют таким образом: на стандартной частоте $f_{изм}$ (одной из ряда 100, 300, 1000, 3000 МГц), в районе которой модуль $h_{21э}$ уменьшается со скоростью примерно 6 дБ/октаву, измеряют $|h_{21э}|$ и рассчитывают f_T по формуле (11.24). Ее значение может составлять 10...15 ГГц. По определению

$$f_T = f_{\beta} \beta_0 / \sqrt{2} = f_{\alpha} \alpha_0 / \sqrt{2}. \quad (11.25)$$

В схеме с ОБ граничная частота может быть определена соотношением

$$f_T = 1/(2\pi\tau_{ЭК}), \quad (11.26)$$

где $\tau_{ЭК}$ – постоянная времени задержки сигнала от эмиттера до коллектора (11.22).

Максимальная частота генерации f_{max} является наиболее объективным критерием эффективности работы транзистора на СВЧ, т. к. коэффициент усиления по мощности транзисторного усилителя при согласовании входа и выхода можно определить по формуле

$$K_p = (f_{max} / f)^2. \quad (11.27)$$

Значение f_{max} зависит от параметров эквивалентной схемы транзистора:

$$f_{max} = \sqrt{\frac{\alpha_0 f_{\alpha}}{30r_{\delta}C_k}} = \sqrt{\frac{f_T}{8\pi r_{\delta}C_k}}, \quad (11.28)$$

где $r_{\delta}C_k$ – постоянная времени коллекторной цепи;

f_{α} выражена в мегагерцах, а f_{max} – в гигагерцах.

Для увеличения значения f_{max} необходимо принимать меры, обеспечивающие снижение r_{δ} и C_k , а также увеличивающие f_{α} , однако такие требования к конструкции транзистора и его электрическим параметрам оказываются противоречивыми и не могут быть реализованы одновременно.

Значение f_{max} может достигать 10...20 ГГц. На частотах, превышающих f_{max} , транзистор перестает быть активным прибором, т. е. только поглощает входной сигнал. Генерация или усиление в этом случае невозможны ни в каких схемах включения. Обычно БСВЧ-транзисторы используют на частотах в 1,5...2 раза ниже f_{max} .

Важным параметром маломощных БСВЧ-транзисторов является коэффициент шума – $K_{ш}$. В биполярных транзисторах СВЧ имеют место два типа шумов: дробовой шум обусловлен флуктуациями количества инжектируемых в базу неосновных носителей заряда в единицу времени и флуктуациями диффузионного процесса (не все инжектируемые носители достигают коллектора). Величина дробового шума зависит от величины рабочего тока транзистора. Тепловой шум обусловлен сопротивлением базы r_{δ} транзистора. Коэффициент шума возрастает с ростом частоты со скоростью примерно 1...3 дБ/октава. Шумы

тем больше, чем больше напряжение на коллекторе и ток эмиттера. Минимум $K_{ш}$ достигается при токах эмиттера, в несколько раз меньших, чем максимум усиления. Коэффициент шума $K_{ш}$ имеет минимальное значение при некотором оптимальном значении внутреннего сопротивления источника сигнала. Коэффициент шума практически не зависит от схемы включения транзистора. В диапазоне частот 0,5...10 ГГц коэффициент шума маломощных БСВЧ-транзисторов лежит в пределах $K_{ш} = 1,5...4$ дБ, а коэффициент усиления $K_p = 3...10$ дБ.

Мощные БСВЧ-транзисторы обладают сравнительно низким значением коэффициента усиления по мощности $K_p = 3...10$ дБ, но по сравнению с другими полупроводниковыми приборами СВЧ отличаются высокой эффективностью преобразования энергии. КПД мощных БСВЧ-транзисторов в низкочастотной части СВЧ-диапазона составляет десятки процентов (60...70 %) и с ростом частоты падает до 15...20 %. Чем мощнее транзистор, тем ниже его предельная частота, что связано с увеличением емкости коллекторного перехода. Мощные БСВЧ-транзисторы с рабочими частотами выше 1 ГГц выпускают, как правило, для включения в схеме с ОБ. При таком включении верхняя рабочая частота транзистора может превышать f_T , а усиление по мощности на частотах выше f_T будет больше, чем в схеме с ОЭ (см. рис. 11.21, б).

Транзисторы СВЧ не принято характеризовать гибридными h -параметрами из-за трудностей обеспечения режимов короткого замыкания и холостого хода при их измерении на СВЧ из-за сильного влияния паразитных индуктивностей и емкостей. В диапазоне СВЧ используется система S -параметров, в которой транзистор представляется в виде четырехполюсника, включенного в линию передачи с волновым сопротивлением Z_0 , согласованную с источником сигнала и нагрузкой.

11.5.3. Полевые СВЧ-транзисторы

Полевые транзисторы (ПТ) различаются по способу управления потоком основных носителей заряда, движущихся в полупроводниковом канале. Они могут иметь изолированный затвор, затвор на основе p - n -перехода или затвор на основе барьера Шотки. ПТ с изолированным затвором из-за наличия МОП-структуры имеют невысокие граничные частоты и используются только в ДМВ диапазоне. ПТ с p - n -переходом не позволяют существенно увеличивать уровень мощности вследствие низких допустимых напряжений и малой площади поверхности отводящей тепло.

Наиболее широкое применение на СВЧ находят ПТ, в которых в качестве затвора используется барьер Шотки (ПТШ). Поперечный разрез структуры ПТ с барьером Шотки изображен на рис. 11.22. СВЧ ПТШ изготавливаются из GaAs n -типа по планарно-эпитаксиальной технологии. В таких транзисторах в высокоомной подложке 1 из GaAs создается эпитаксиальный проводящий ка-

нал 2 n-типа, подсоединенный с помощью омических контактов к выводам истока И и стока С. Затвор 3, расположенный между истоком и стоком, имеет обычно конфигурацию замкнутого кольца или квадрата. Барьер Шотки получают нанесением металлического слоя (золото – хром, алюминий – германий) на поверхность канала n-типа. При подаче напряжения между стоком и истоком через n-канал протекает электронный ток, величина которого изменяется напряжением, прикладываемым к затвору. Повышение обратного смещения на электроде затвора вызывает увеличение ширины обедненной области под затвором (на рис. 11.22 эта область заштрихована) и тем самым сужение n-канала, при этом возрастает сопротивление n-канала и уменьшается ток стока. Таким образом осуществляется модуляция электронного потока в n-канале с помощью внешнего управляющего напряжения.

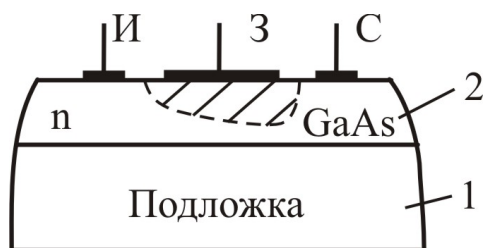


Рис. 11.22

Одним из основных факторов, определяющих частотные свойства ПТШ, является

время пролета носителей заряда в канале:

$$\tau = L / V_n, \quad (11.29)$$

где L – длина канала;

V_n – дрейфовая скорость насыщения носителей заряда в канале.

Максимальная частота генерации f_{\max} для ПТШ определяется выражением

$$f_{\max} = 1 / (2\pi\tau) = V_n / (2\pi L). \quad (11.30)$$

Очевидно, что для улучшения частотных свойств ПТШ необходимо обеспечить малую длину канала и большую дрейфовую скорость насыщения. Основным материалом для изготовления ПТШ служит арсенид галлия, скорость движения электронов в котором примерно в 2 раза выше, чем в кремнии. Длину канала L стремятся уменьшить до значений, определяемых возможностями технологии ($L = 1 \dots 2$ мкм). При этом ток прибора и отдаваемую мощность можно повысить за счет увеличения ширины канала и созданием многоканальных структур, состоящих из нескольких единичных структур, размещенных на одной подложке и соединенных параллельно. Сравнительно малая емкость обратно смещенного барьера Шотки затвора способствует достижению более высоких рабочих частот по сравнению с транзисторами – до 90...120 ГГц. ПТШ имеют и другие преимущества по сравнению с биполярными транзисторами. Благодаря более простой и совершенной технологии изготовления, ПТШ имеют меньший разброс электрических параметров. Ток в них течет не через p-n-переход, а между омическими контактами в однородной среде канала, поэтому ПТШ обладают более высокой линейностью ВАХ, нет шумов токораспределения, а плотность тока может быть большей, следовательно, уровень их шумов меньше, а отдаваемые мощности больше. Внутренняя обратная связь через паразитные емкости в ПТШ незначительна, поэтому усилители с использованием ПТШ работают более устойчиво в широком диапазоне частот. Выходная мощность ПТШ на арсениде галлия пре-

вышает мощность биполярных транзисторов уже на частотах 4...5 ГГц, а по коэффициенту шума – на частотах выше 1...1,5 ГГц.

ПТШ так же, как биполярные, обеспечивают сравнительно малое усиление. Достигнутые значения $K_{p \max}$ в зависимости от частоты лежат в пределах 7...15 дБ.

Наибольшее применение ПТШ на основе GaAs нашли в малошумящих СВЧ-усилителях. В диапазоне 4...40 ГГц они являются лучшими по шумовым и усилительным характеристикам, чем другие приборы того же назначения. Большой динамический диапазон и хорошие шумовые характеристики позволяют использовать их в смесителях. Дальнейшее совершенствование ПТШ привело к созданию транзисторов с двумя затворами или полевого тетрода. При включении полевого тетрода по схеме с общим истоком входной сигнал подводится к одному из затворов, а на другой подается управляющее напряжение 2,5...4 В, с помощью которого можно изменять величину коэффициента усиления транзистора от максимального значения до нуля.

Наименьшие значения коэффициента шума $K_{ш} = 0,6...0,8$ дБ имеют ПТ СВЧ особой конструкции, получившие название НЕМТ-транзисторы (High Electron Mobility Transistor) – транзисторы с высокой подвижностью электронов. НЕМТ-транзисторы имеют канал, состоящий из слоев GaAs и арсенида галлия, легированного атомами алюминия. Благодаря различию свойств материалов, на границе слоев образуется сверхтонкий 10...15 нм слой с очень высокой плотностью носителей заряда, в котором электроны имеют высокую подвижность, что позволяет увеличить граничную частоту транзистора и снизить шумы. Такие транзисторы широко применяются в приемных установках спутниковых систем телевидения и связи. Необходимо отметить, что полевые транзисторы СВЧ-диапазона очень критичны к перенапряжению и действию электрических зарядов (энергия выгорания $1...4 \cdot 10^{-7}$ Дж), поэтому необходимо принимать меры защиты от перегрузок по входу и цепям питания.

11.5.4. Система обозначений полупроводниковых приборов СВЧ

Условные обозначения полупроводниковых приборов СВЧ (ППСВЧ) состоит, как правило, из шести элементов. Первый элемент (цифры 1, 2, 3 и соответственно буквы Г, К, А) обозначает исходный полупроводниковый материал: Ge, Si, соединения галлия.

Второй элемент (буква) определяет подкласс прибора: А – диоды СВЧ, И – туннельные и обращенные диоды, Т – биполярные транзисторы, П – полевые транзисторы. Третий элемент (цифра) указывает на классификационную группу по назначению и применению ППСВЧ. В подклассе А: 1 – смесительный, 2 – детекторный, 4 – параметрический, 5 – регулирующий (переключательный или ограничительный), 6 – умножительный, 7 – генераторный; в подклассе И: 1 – усилительный, 2 – генераторный, 4 – обращенный; в подклассах Т

и П: 3 – малой мощности (рассеиваемая мощность $P_{рас} < 0,3 \text{ Вт}$), 6 – средней мощности ($0,3 \text{ Вт} < P_{рас} < 1,5 \text{ Вт}$), 9 – большой мощности. Четвертый и пятый элементы – порядковый номер разработки технологического типа ППСВЧ (числа от 01 до 99). Шестой элемент – буква русского алфавита – указывает деление данного типа ПП на параметрические группы (типономиналы). Могут быть и дополнительные элементы обозначения, связанные с модификацией конструкции и т. п.

Таким образом, АА113А – арсенид галлиевый смесительный диод, 2А605А – кремниевый умножительный диод, АА703А – арсенид галлиевый генераторный диод, 2Т963Б – кремниевый биполярный транзистор большой мощности, 3П605 – арсенид галлиевый полевой транзистор средней мощности.

Библиотека БГУИР

12. КВАНТОВЫЕ ПРИБОРЫ

12.1. Физические основы квантовых приборов

12.1.1. Уровни энергии частиц и квантовые переходы

Квантовыми приборами называют совокупность радиотехнических и оптических устройств – генераторов, усилителей и различного рода преобразователей, действие которых основано на явлении вынужденного (индуцированного) излучения энергии микрочастицами.

В отличие от электронных приборов, в которых для усиления или генерирования электромагнитных колебаний используется энергия свободных носителей зарядов – электронов, в квантовых приборах используется внутренняя энергия микрочастиц (энергия атомов, ионов, молекул).

Энергия атома или молекулы может принимать лишь некоторые определенные (дискретные) значения, называемые энергетическими уровнями. Совокупность возможных энергетических уровней частицы называют энергетическим спектром.

Графически уровни энергии можно изобразить по аналогии с потенциальной энергией тела, поднятого на различные высоты (уровни), где каждому значению энергии W , отложенному по вертикали, соответствует горизонтальная прямая (рис. 12.1).

Самый нижний уровень, соответствующий наименьшей возможной энергии, называется основным, а все остальные являются возбужденными, так как для перехода на них с основного уровня частица должна возбудиться – поглотить определенную энергию. В дальнейшем совокупность частиц будем называть квантовой системой.

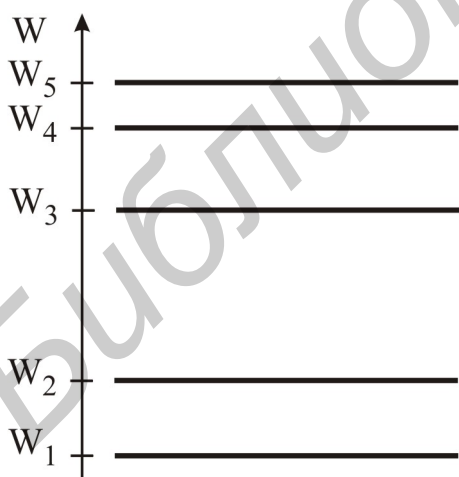


Рис. 12.1

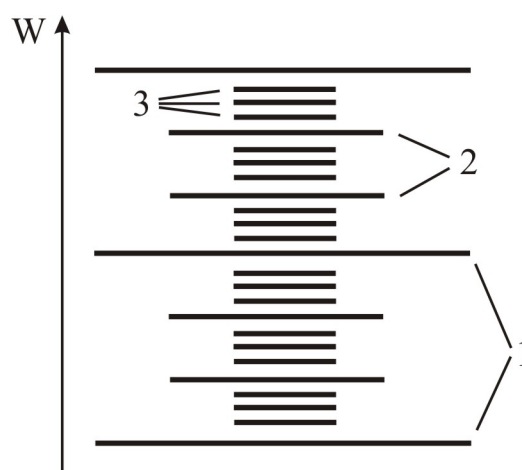


Рис. 12.2

Энергетический спектр молекулы рис. 12.2 гораздо сложнее энергетического спектра атома. В первом приближении полную внутреннюю энергию молекулы можно представить в виде суммы трех слагаемых:

$$W = W_{\text{эл}} + W_{\text{кол}} + W_{\text{вр}}, \quad (12.1)$$

где $W_{\text{эл}}$ – энергия, обусловленная движением электронов;

$W_{\text{кол}}$ – энергия, обусловленная колебательным движением атомов относительно друг друга;

$W_{\text{вр}}$ – энергия, которая определяется вращательным движением молекулы как целого.

Если энергия атома, молекулы либо иона изменяется от значения W_n до W_m , то говорят, что частица совершила переход с уровня W_n на уровень W_m . При $W_n > W_m$ наблюдается излучение кванта энергии

$$h\nu_{nm} = W_n - W_m, \quad (12.2)$$

где ν_{nm} – частота, на которой излучается квант, или частота энергетического перехода.

Из постулата Бора (12.2) следует, что частота перехода определяется только энергетическим зазором $W_n - W_m$, т. е.

$$\nu_{nm} = (W_n - W_m)/h, \quad (12.3)$$

где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка.

При переходе с низкого уровня W_m на более высокий W_n частица поглощает такой же квант энергии.

Квантовые переходы могут быть излучательными и безызлучательными. При излучательных квантовых переходах происходит излучение либо поглощение кванта электромагнитной энергии, а при безызлучательных переходах квант энергии выделяется в виде тепла либо приводит к возбуждению других частиц.

Излучательные квантовые переходы могут быть спонтанными (самопроизвольными) либо вынужденными (индуцированными, стимулированными).

Спонтанные переходы могут совершать возбужденные частицы, переходя с более высокого уровня на низкий. Это объясняется тем, что возбужденное состояние частицы является неустойчивым, и через некоторое время пребывания на верхнем уровне она самопроизвольно (спонтанно) под действием внутренних возмущений совершает переход на нижний энергетический уровень. При спонтанных переходах излучения частиц некогерентны, т. е. ни их начальные фазы, ни направления распространения не коррелированы между собой. Такое излучение представляет собой не что иное, как шум.

Если же квантовая система облучается электромагнитной волной на частоте перехода (12.3), то возможны переходы с верхнего уровня W_n на нижний W_m и с нижнего уровня W_m на верхний W_n . В первом случае под действием внешнего электромагнитного поля с частотой ν_{nm} происходит вынужденное испускание квантов энергии $h\nu_{nm}$. При этом излучения отдельных квантов когерентны и синфазны с облучающим электромагнитным колебанием, т. е. происходит усиление облучающего поля. Это служит предпосылкой для создания

квантовых усилителей и генераторов, рабочая частота которых определяется энергетическим расстоянием между уровнями.

Необходимо отметить, что при вынужденных переходах с излучением энергии не затрачивается энергия внешнего поля, которое является лишь стимулятором процесса.

При вынужденных переходах с нижнего уровня W_m на верхний W_n необходимо затратить энергию внешнего поля, равную разности энергии верхнего и нижнего уровней: $h\nu_{nm} = W_n - W_m$.

Анализ выражения (12.3) показывает, что переходам между электронными уровнями соответствует излучение на частотах $10^{14} \dots 10^{15}$ Гц (видимый и ультрафиолетовый диапазоны волн), переходам между колебательными уровнями – инфракрасная область спектра ($10^{12} \dots 10^{13}$ Гц), переходам между вращательными уровнями – излучение в диапазоне миллиметровых длин волн на частотах $10^{10} \dots 10^{11}$ Гц.

Квантовые переходы являются случайными процессами и поэтому характеризуются вероятностными характеристиками, для определения которых рассмотрим энергетически изолированную квантовую систему. Для простоты рассуждений будем полагать, что каждая частица может обладать лишь двумя значениями энергии: низким W_1 либо высоким W_2 . Такие системы называют двухуровневыми.

Число частиц в 1 см^3 вещества, находящихся на данном энергетическом уровне, называется населенностью этого уровня.

Пусть населенности нижнего и верхнего уровней равны соответственно N_1 и N_2 . Подсчитаем число спонтанных переходов dN_2 за время dt при вероятности спонтанного перехода A_{21} в единицу времени:

$$dN_2 = -A_{21}N_2 dt. \quad (12.4)$$

Здесь знак «минус» отражает убывание населенности N_2 . После интегрирования (12.4) получим

$$N_2 = N_2(0)e^{-A_{21}t}, \quad (12.5)$$

где $N_2(0)$ – населенность верхнего уровня W_2 в момент времени $t = 0$, т. е. исходное значение населенности N_2 .

Из последнего выражения видно, что населенность верхнего уровня убывает с течением времени по экспоненте.

Величина, обратная вероятности перехода в единицу времени,

$$\tau = 1/A_{21} \quad (12.6)$$

называется средним временем жизни частиц на данном уровне или временем релаксации. Эта величина характеризует время, в течение которого первоначальная населенность верхнего уровня убывает в $e = 2,73$ раза. Типичное время релаксации составляет $10^{-6} \dots 10^{-9}$ с. Но иногда это время оказывается значи-

тельно больше, достигая 10^{-3} с и даже единиц секунд. Такие уровни называются метастабильными. Именно они используются для усиления и генерации.

Следует отметить, что в энергетически изолированной квантовой системе спонтанным переходам с верхних уровней на нижние сопутствуют переходы и в обратном направлении, т. к. излученные кванты поглощаются частицами нижних уровней, и они переходят «вверх». При постоянной температуре наблюдается термодинамическое равновесие, т. е. среднее число переходов «вниз» и «вверх» одно и то же.

Распределение населенностей при термодинамическом равновесии называется равновесным.

При данной абсолютной температуре T соотношение населенностей уровней определяется законом Больцмана:

$$N_1/N_2 = e^{\frac{h\nu_{21}}{kT}}, \quad (12.7)$$

где k – постоянная Больцмана.

При условии $h\nu_{21} \gg kT$ получим $N_1 \gg N_2$. Таким образом, если частица верхнего уровня может самопроизвольно (спонтанно) излучить энергию и перейти на нижний уровень, то частица нижнего уровня перейдет «наверх» только в том случае, когда поглотит квант энергии. Из рассмотренного следует, что квантовая система, предоставленная сама себе, не может излучать энергию в окружающее пространство. Хотя частицы верхнего уровня и излучают энергию, она поглощается частицами нижнего уровня.

12.1.2. Взаимодействие квантовых систем с электромагнитным излучением

Рассмотрим двухуровневую квантовую систему, облучаемую электромагнитной волной, частота которой совпадает с частотой перехода (12.3).

Процессы, происходящие в такой системе, были исследованы А. Эйнштейном в 1917 г. Результаты этих исследований сводятся к следующему.

Частицы верхнего уровня спонтанно излучают энергию независимо от попавшего в систему электромагнитного излучения (12.4).

Наряду с излучением энергии за время dt частицы нижнего уровня в количестве dN_1 поглотят энергию. Число dN_1 поглощенных квантов пропорционально плотности энергии ρ в объеме на частоте перехода ν_{21} и числу частиц нижнего уровня, т. е. $dN_1 = B_{12}\rho N_1 dt$. (12.8)

Коэффициент пропорциональности B_{12} называют коэффициентом Эйнштейна для поглощения. Величина

$$B_{12}\rho = dN_1/N_1 dt \quad (12.9)$$

является вероятностью поглощения.

Число же вынужденных переходов пропорционально плотности энергии на частоте перехода ν_{21} и числу частиц N_2 на верхнем уровне:

$$dN_2 = B_{21}\rho N_2 dt, \quad (12.10)$$

где B_{21} – коэффициент Эйнштейна для вынужденного излучения.

Произведение ρB_{21} представляет собой вероятность вынужденного излучения:

$$B_{21}\rho = dN_2 / (N_2 dt). \quad (12.11)$$

Коэффициенты B_{21} и B_{12} имеют смысл вероятностей совершения вынужденных переходов за 1 с при единичной объемной плотности энергии внешнего поля

$$\rho = 1 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Эйнштейн установил, что вероятности вынужденных переходов в квантовой системе, находящейся в состоянии термодинамического равновесия, должны быть равны

$$B_{12} = B_{21} = B. \quad (12.12)$$

Вероятность спонтанных переходов пропорциональна третьей степени частоты перехода:

$$A_{21} = 8\pi\nu_{21}^3 B_{21} / c^3. \quad (12.13)$$

При воздействии на квантовую систему электромагнитного поля наряду с вынужденным излучением происходят вынужденные переходы с поглощением энергии и релаксационные переходы.

Вынужденные переходы с излучением и поглощением энергии имеют резонансный характер, т. к. происходят при совпадении частоты электромагнитного поля с частотой перехода.

При заданной объемной плотности энергии внешнего поля ρ число вынужденных переходов в единицу времени в единице объема с выделением энергии будет равно

$$\frac{dN_2}{dt} = B_{21}\rho N_2. \quad (12.14)$$

Выделяемая при этих переходах энергия в единице объема в единицу времени, т. е. мощность

$$P_{\text{выд}} = \frac{dN_2}{dt} h\nu_{21} = B_{21}\rho N_2 h\nu_{21}. \quad (12.15)$$

Аналогично поглощаемая от внешнего поля мощность в единице объема будет равна

$$P_{\text{погл}} = \frac{dN_1}{dt} h\nu_{21} = B_{12}\rho N_1 h\nu_{21}. \quad (12.16)$$

С учетом полученных выражений (12.15), (12.16) найдем результирующую мощность P , которой обменивается внешнее поле с квантовой системой:

$$P = P_{\text{выд}} - P_{\text{погл}} = B h\nu_{21} \rho (N_2 - N_1). \quad (12.17)$$

Если $P > 0$, т. е. выделяемая мощность превышает поглощаемую, то в системе происходит усиление внешнего электромагнитного поля. При $P < 0$ преобладает поглощение энергии и энергия внешнего поля убывает.

Из полученного выражения следует, что для получения усиления внешнего поля необходимо и достаточно выполнения условия

$$N_2 > N_1. \quad (12.18)$$

Такое состояние квантовой системы, при котором населенность верхнего уровня больше населенности нижнего, называется состоянием с инверсной населенностью, а среда с инверсной населенностью – инверсной или активной.

В случае возможного равенства населенностей верхнего и нижнего уровней ($N_2 = N_1$) из (12.17) следует, что $P = 0$, т. е. отсутствуют усиление и ослабление внешнего электромагнитного поля. Состояние с равными населенностями уровней называют насыщением перехода.

Таким образом, поскольку только активная среда обеспечивает увеличение мощности облучающего поля, становится очевидной структурная схема квантового усилителя, показанная на рис. 12.3.

Принцип его действия сводится к тому, что входным сигналом, подлежащим усилению, облучаются частицы активной среды. Если частота входного сигнала совпадает с частотой квантового перехода, то частицы верхнего уровня стимулированно излучают энергию и увеличивают мощность входного сигнала. Поэтому

$$P_{\text{ВЫХ}} = P_{\text{ВХ}} + P_a, \quad (12.19)$$

где P_a – результирующая мощность, излученная активной средой.

Из (12.19) видны усилительные свойства, а именно: мощность выходного сигнала $P_{\text{ВЫХ}}$ возрастает по сравнению с $P_{\text{ВХ}}$ на величину P_a .

Для построения генератора необходимо выход усилителя соединить со входом элементом обратной связи, как показано на рис. 12.4.

Если в усилителе поле, облучающее активную среду, возбуждается входным сигналом, подлежащим усилению, то в квантовом генераторе такое поле первоначально возникает за счет флуктуации и, в частности, за счет спонтанного излучения.



Рис. 12.3

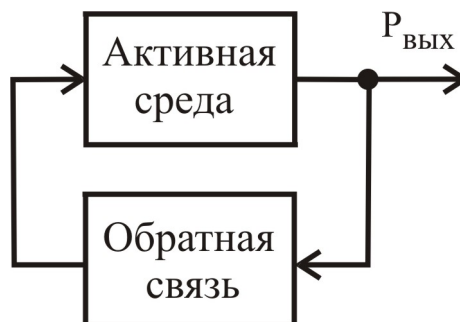


Рис. 12.4

Для создания активной среды в современных квантовых приборах используются два основных метода: сортировка частиц по энергетическим состояниям и инверсия населенностей.

Метод сортировки преследует цель удалить из системы частицы нижнего энергетического уровня и заключается в пространственном разделении атомов либо молекул верхнего и нижнего уровней. Для этого используют неоднородные постоянные электрические или магнитные поля, а сам метод применим только для газообразных веществ.

Инверсия населенностей достигается следующими способами: вспомогательным излучением (накачкой), электронным возбуждением (бомбардировкой электронами), инъекцией носителей заряда и др.

Все перечисленные методы обеспечивают не что иное, как питание квантовых приборов.

12.1.3. Спектральная линия излучения

Применительно к двухуровневой системе из выражения (12.3) следует, что при строго фиксированных W_2 и W_1 излучается энергия на одной единственной частоте, т. е. излучение монохроматично. Однако в реальных системах уровни W_2 и W_1 не являются бесконечно тонкими. Они имеют конечную ширину или «размытость». Поэтому частота ν_{21} не является строго фиксированной, и поглощение энергии квантовой системой либо излучение наблюдается в некоторой полосе частот $\Delta\nu$. Эта полоса тем уже, чем больше время жизни частиц на верхнем уровне. Последнее утверждение вытекает из принципов неопределенностей В. Гейзенберга.

Из теории колебаний известно, что если длительности сигнала Δt соответствует полоса частот $\Delta\nu$, то

$$\Delta t \Delta\nu \approx 1. \quad (12.20)$$

Из (12.3) можно установить, что какому-либо изменению энергии ΔW частицы соответствует изменение частоты перехода:

$$\Delta\nu = \Delta W/h. \quad (12.21)$$

Подставив (12.21) в (12.20), получим

$$\Delta W \Delta t \approx h. \quad (12.22)$$

Выражение (12.22) является одним из соотношений неопределенностей Гейзенберга.

Поскольку постоянная Планка h есть числовой коэффициент, то из (12.22) видно, что некоторой размытости уровня ΔW соответствует неопределенность момента времени Δt перехода частицы с одного уровня на другой. Поскольку спонтанные переходы имеют статистический характер, то неопределенность Δt выражается в произвольности времени жизни τ частицы на верхнем уровне, т. е. $\Delta t = \tau$. Тогда (12.22) переписется в виде

$$\Delta W \tau \approx h. \quad (12.23)$$

Монохроматичному излучению соответствует равенство $\Delta\nu = 0$, которое выполнимо лишь при $\Delta W = 0$. Но для этого, как следует из (12.23), требуется $\tau \rightarrow \infty$, т. е. время жизни частиц на верхнем уровне должно быть неограниченным. Поскольку это невозможно, размытость уровня ΔW является конечной величиной и, следовательно, излучение не является монохроматичным.

Таким образом, частицы излучают целый спектр частот, образующий спектральную линию (рис. 12.5).

Из рис. 12.5 видно, что максимум мощности P_{\max} излучается (поглощается) на средней частоте перехода ν_0 . Однако из-за размытости уровней имеется излучение (поглощение) и на других частотах. Частотные свойства активной среды оценивают шириной спектральной линии $\Delta\nu$, отсчитываемой на уровне половинной мощности $0,5P_{\max}$.

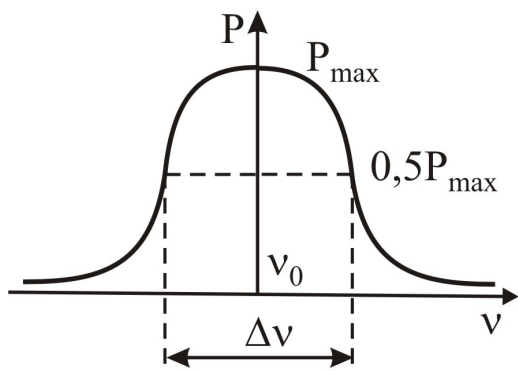


Рис. 12.5

Если частицы не подвержены внешним воздействиям, то $\Delta\nu$, определяемая по соотношениям (12.21) и (12.22), обусловлена только временем жизни частиц τ на верхнем уровне. Такое значение $\Delta\nu$ называется естественной шириной спектральной линии, которая фактически обусловлена только спонтанным излучением.

Поскольку интенсивность спонтанного излучения пропорциональна третьей степени частоты перехода (12.13), то естественная ширина спектральной линии с ростом частоты увеличивается.

Форма спектральной линии в случае естественной ее ширины может быть представлена так называемой лоренцевой кривой, совпадающей с резонансной характеристикой колебательного контура.

В реальных условиях наблюдается «уширение» спектральных линий, т. е. они становятся больше естественных. Если при уширении форма спектральной линии остается лоренцевой, а меняется лишь ее ширина, то такое уширение называется однородным. Различают также неоднородное уширение, характеризующееся тем, что при этом изменяется форма спектральной линии.

В реальных условиях наблюдается «уширение» спектральных линий, т. е. они становятся больше естественных. Если при уширении форма спектральной линии остается лоренцевой, а меняется лишь ее ширина, то такое уширение называется однородным. Различают также неоднородное уширение, характеризующееся тем, что при этом изменяется форма спектральной линии.

12.2. Квантовые приборы СВЧ

12.2.1. Квантовые генераторы

Исторически первым квантовым прибором СВЧ является аммиачный генератор, структурная схема которого приведена на рис. 12.6.

Он состоит из трех основных узлов: источника аммиака 1, сортирующего устройства 2 и объемного резонатора 3, настроенного на частоту перехода.

Рабочим веществом являются молекулы аммиака NH_3 . Использование колебательных уровней молекул аммиака определяет частоту перехода, равную 23870,14 МГц, на которой работает аммиачный генератор.

В качестве сортирующего устройства используется квадрупольный конденсатор (рис. 12.7), представляющий собой четыре параллельно расположенных металлических стержня, к которым прикладывается постоянное напряжение порядка 20 кВ. Напряженность электрического поля между стержнями максимальна вблизи стержней и равна нулю на оси симметрии конденсатора, вдоль которой распространяются молекулы.

кулы аммиака. Под действием неоднородного электрического поля квадрупольного конденсатора происходит пространственное разделение молекул нижнего и верхнего уровней. Молекулы верхнего уровня будут двигаться по оси симметрии и направляться в объемный резонатор, а молекулы нижнего уровня будут отклоняться от оси симметрии и удаляться из устройства с помощью вакуумного насоса.

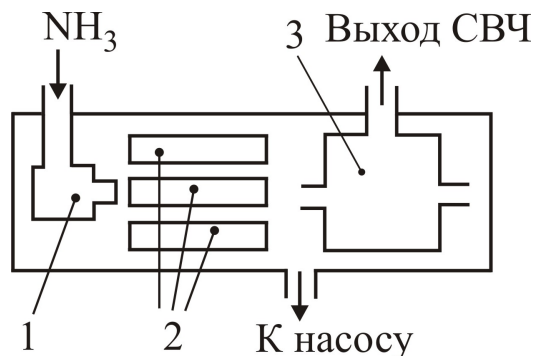


Рис. 12.6

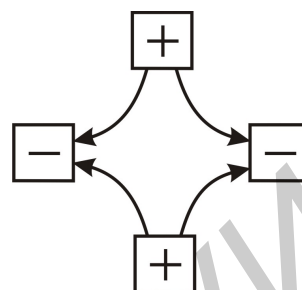


Рис. 12.7

Молекулы верхнего уровня, влетевшие в резонатор, в первоначальный момент излучают свою энергию либо под действием флуктуаций электрического поля резонатора, либо спонтанно, в результате чего увеличивается плотность энергии ρ в резонаторе, а также усиливается вероятность ρV_{21} индуцированного излучения энергии последующими молекулами. Поскольку через резонатор пролетают молекулы непрерывным потоком, то последующие молекулы излучают энергию под действием электромагнитного поля, обусловленного излучением предыдущих молекул.

Таким образом, осуществляется положительная обратная связь, в результате действия которой в резонаторе возбуждаются колебания, мощность которых нарастает до установившегося значения. Посредством выходного волновода мощность из резонатора отводится в нагрузку.

Мощность аммиачных генераторов не превышает $10^{-10} \dots 10^{-9}$ Вт.

Относительная нестабильность частоты генератора

$$S = \Delta \nu_{\text{ген}} / \nu_0, \quad (12.24)$$

где $\Delta \nu_{\text{ген}}$ – абсолютная величина произвольных изменений частоты генерируемых колебаний;

ν_0 – частота перехода для аммиачного генератора, не лучше 10^{-9} .

Помимо аммиачного генератора используется квантовый водородный генератор, работающий на длине волны, равной 21 см. Относительное изменение его частоты не превышает 10^{-11} , т. е. нестабильность на два порядка меньше по сравнению с аммиачным генератором.

В водородных генераторах используется энергетический переход, обусловленный расщеплением основного уровня атома водорода. Энергетический зазор между используемыми уровнями в водородном генераторе равен $5 \cdot 10^{-6}$ эВ, т. е. на два порядка меньше, чем у аммиачного, поэтому выходная мощность также меньше и не превышает $10^{-12} \dots 10^{-11}$ Вт.

Водородный генератор состоит из тех же основных элементов, что и аммиачный генератор: источника газа, сортирующего устройства, резонатора.

Атомы водорода обладают магнитным дипольным моментом, и для их сортировки используют неоднородное магнитное поле, создаваемое системой постоянных магнитов.

Высокая стабильность частоты квантовых генераторов позволяет использовать их в качестве активных стандартов частоты.

12.2.2. Квантовые усилители

Если на активную среду, размещенную в отрезке волновода, воздействует входной сигнал мощностью $P_{ВХ}$, частота которого совпадает с частотой перехода активной среды, то за счет индуцированного излучения может произойти усиление входного сигнала до мощности $P_{ВЫХ}$ (рис. 12.8):

$$K_P = \frac{P_{ВЫХ}}{P_{ВХ}}. \quad (12.25)$$

При маломощных входных сигналах активная среда обладает линейными свойствами. Тогда прирост мощности ΔP сигнала на участке активной среды пропорционален длине участка dz и абсолютной мощности P :

$$dP = \alpha P dz, \quad (12.26)$$

где α – коэффициент пропорциональности.

Интегрируя (12.26),

$$\int_{P_{ВХ}}^{P_{ВЫХ}} \frac{dP}{P} = \alpha \int_0^z dz, \text{ получим } \ln P_{ВЫХ} - \ln P_{ВХ} = \alpha z \text{ или с учетом (12.24)}$$

$$K_P = e^{\alpha z}. \quad (12.27)$$

Для определения физического смысла коэффициента α разложим (12.27) в степенной ряд и, полагая $\alpha z \ll 1$, ограничимся двумя первыми членами разложения:

$$K_P = 1 + \alpha z. \quad (12.28)$$

С учетом выражений (12.25) и (12.28) найдем.

$$\alpha = \frac{P_{ВЫХ} - P_{ВХ}}{P_{ВХ} \cdot z}. \quad (12.29)$$

Таким образом, величина α представляет собой показатель усиления $\frac{P_{ВЫХ} - P_{ВХ}}{P_{ВХ}}$ активной среды, приходящийся на единицу её длины, и называется показателем квантового усиления, α имеет размерность 1/см.

Волна, проходя в активной среде расстояние $z = 1/\alpha$, увеличивает свою мощность в $e = 2,73$ раза. Как следует из (12.26), единственным способом уве-



Рис. 12.8

личения коэффициента усиления является увеличение длины активной среды. Так как α не превышает 10^{-2} , то для достижения $K_p=100$ требуется $z = 5$ м, что практически неосуществимо.

Для уменьшения геометрической длины квантовых усилителей без уменьшения их эффективности используют действие положительной обратной связи. Для этого активное вещество помещают в объемный резонатор, настроенный на частоту перехода, т. е. на частоту усиливаемого сигнала. Волна, пройдя через активное вещество, усиливается в $e^{\alpha z}$ раз, где z – длина, на которой распределено активное вещество. Затем, отразившись от стенок резонатора, снова проходит через вещество и усиливается еще в $e^{\alpha z}$ раз и т. д. В результате многократного отражения волн коэффициент усиления может достигнуть сколь угодно больших значений. Выходная мощность не может возрастать неограниченно, т. к. каждый индуцированный переход «вниз» уменьшает населенность верхнего уровня и увеличивает населенность нижнего уровня. При равенстве населенностей верхнего и нижнего уровней усиление исчезает, поэтому необходимо поддерживать избыток частиц на верхнем уровне.

Величина коэффициента квантового усиления α должна быть возможно большей. Можно показать, что

$$\alpha \sim (N_2 - N_1), \quad (12.30)$$

поэтому рабочее вещество должно обладать возможно большей концентрацией частиц, чтобы обеспечивать максимальное усиление сигнала.

Для создания широкополосного квантового усилителя необходимо активное вещество с широкими спектральными линиями в СВЧ-диапазоне. Широкие спектральные линии возникают при сильном взаимодействии частиц в плотных средах – жидкостях и твердых телах. Однако в таких средах трудно подобрать систему уровней, соответствующих СВЧ-диапазону, и осуществить инверсию населенностей уровней.

Использование в качестве активной среды диамагнитных кристаллов с примесью парамагнитных ионов позволило создать квантовые усилители, работающие в СВЧ-диапазоне. Такого рода усилители получили название квантовых парамагнитных усилителей (КПУ).

В КПУ в качестве активного вещества используют рубин (Al_2O_3), рутил (TiO_2) с примесью ионов хрома Cr^{+++} и других веществ.

Ионы хрома являются парамагнитными веществами, у которых под действием внешнего магнитного поля появляются магнитный момент и происходит расщепление энергетических уровней на подуровни (зеemanовское расщепление уровней).

В результате расщепления уровней образуется квантовая система с энергетическими зазорами между уровнями, соответствующими переходам, лежащими в области СВЧ.

Характер расщепления уровней и значения зазоров между подуровнями зависят от ориентации кристалла парамагнетика относительно внешнего постоянного магнитного поля и от напряженности магнитного поля. Усиление элек-

ромагнитных колебаний в КПУ происходит за счет вынужденного излучения, обусловленного электронным парамагнитным резонансом.

Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) – это избирательное по частоте поглощение либо излучение электромагнитной энергии парамагнитным веществом, находящимся в постоянном магнитном поле.

При облучении парамагнитных ионов на частоте перехода в процессе ЭПР наблюдается поглощение энергии электромагнитного поля ионами нижнего уровня. Следовательно, в результате ЭПР может достигаться инверсия населенностей, т. е. может создаваться активная среда. Она же, в свою очередь, способна усилить сигнал. Для обеспечения усиления необходимо осуществить многократное взаимодействие усиливаемого сигнала с активной средой, для чего парамагнитное вещество размещают в объемном резонаторе. Он должен иметь две резонансные частоты: одна резонансная частота должна совпадать с частотой усиливаемого сигнала, а вторая – с частотой накачки.

Существенное влияние на эффективность работы КПУ и его параметры оказывает охлаждение до температуры жидкого гелия (4,2 К) активного вещества и резонатора.

Для этого они помещаются в криостат, образованный двумя сосудами Дьюара, из которых внутренний заполнен жидким гелием, а внешний – жидким азотом. Криостат размещается между полюсными наконечниками электромагнита, создающего магнитное поле для парамагнитного резонанса в активном веществе.

Сильное охлаждение приводит к замедлению тепловых процессов в парамагнетике, металле резонатора, благодаря чему увеличивается коэффициент усиления КПУ, снижается мощность накачки, увеличивается КПД усилителя и уменьшаются его шумы.

КПУ являются самыми малошумящими приборами в диапазоне СВЧ.

Из-за сложности конструкции КПУ нашли применение только в стационарных устройствах в радиоастрономии, дальней космической связи, для усиления предельно слабых сигналов и только при отсутствии сильных помех.

12.3. Квантовые приборы оптического диапазона

12.3.1. Основные элементы и общий принцип действия лазера

Из-за большой интенсивности спонтанного излучения в оптическом диапазоне усилители не нашли применения. Поэтому квантовые приборы оптического диапазона в основном представлены оптическими квантовыми генераторами (ОКГ). Эти приборы известны также под названием «лазеры».

Само слово «лазер» образовано из начальных букв основных слов английской фразы «Light Application by Stimulated Emission of Radiation» – LASER, что в переводе означает «Усиление света при помощи вынужденного излучения».

Лазер не имеет прототипов и является единственным источником когерентного излучения. Когерентность, монохроматичность и направленность из-

лучения отличают лазер от всех прочих естественных и искусственных источников света. Лазер состоит из трех основных элементов: рабочего вещества, источника питания и резонансной системы.

По агрегатному состоянию рабочего вещества лазеры подразделяются на твердотельные, жидкостные и газовые.

Что касается источника питания, то он предназначен для создания активной среды, т. е. для обеспечения инверсии населенностей. В этой связи для питания используются вспомогательное излучение (подсветка), электронная бомбардировка, инжекция носителей заряда и другие методы.

В качестве резонансной системы в любом лазере используется открытый резонатор Фабри – Перо, в задачу которого входит обеспечение положительной обратной связи.

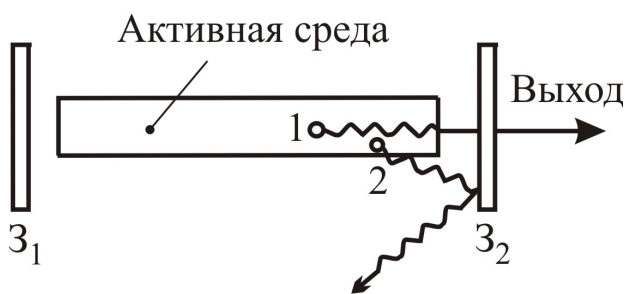


Рис. 12.9

Схема лазера приведена на рис. 12.9. Активная среда, созданная в рабочем веществе посредством источника питания (на схеме не показан), располагается в открытом резонаторе Фабри – Перо. Он представляет собой два плоско-параллельных зеркала Z_1 и Z_2 , отражающие поверхности которых обращены друг к другу. Для вывода энергии хотя бы одно

из зеркал, например Z_2 , выполняется полупрозрачным. Расстояние между зеркалами равно целому числу длин полуволн.

В активной среде всегда имеются спонтанно излученные фотоны (кванты). Их характеристики и, в частности, направления распространения произвольны и равновероятны. Поэтому в ансамбле спонтанно излученных фотонов может оказаться фотон типа 1 с направлением распространения, перпендикулярном поверхности зеркал. Встречая на своем пути частицы верхнего энергетического уровня, фотон 1 облучает их, вызывая стимулированное излучение новых фотонов.

В соответствии с законом индуцированного излучения вновь излученные фотоны имеют такие же характеристики (фазу, поляризацию и направление распространения), как и первичный облучающий фотон. Излученные фотоны, следовательно, распространяются также в направлении, перпендикулярном поверхности зеркал. На своем пути они облучают частицы верхнего уровня и т. д.

Таким образом, из-за спонтанно излученного фотона 1 появляется лавина стимулированно излученных фотонов с одинаковыми характеристиками, т. е. возникает когерентное излучение. Достигнув полупрозрачного зеркала Z_2 , часть фотонов выходит наружу, обеспечивая выходной луч, а другая их часть, отражаясь под углом падения, возвращается в активную среду и вызывает новую лавину подобных фотонов. Отразившись от зеркала Z_1 , фотоны снова возвращаются в активную среду и вызывают лавину фотонов, подобных себе. Так ре-

зонатор Фабри – Перо обеспечивает положительную обратную связь для фотонов с направлением, перпендикулярным поверхности зеркал.

Если же в активной среде возник фотон типа 2 с другим направлением распространения, то, отражаясь зеркалом под углом падения, он не возвращается в активную среду. Следовательно, для фотонов с направлением, не перпендикулярным поверхности зеркал, положительной обратной связи нет.

Таким образом, лазер излучает поток когерентных фотонов с направлением, перпендикулярным поверхности зеркал резонатора, т. е. направленность излучения довольно высока. Луч лазера обладает как временной, так и пространственной когерентностью.

12.3.2. Спектр излучения лазера

Если на длине резонатора L укладывается целое число полуволн, то из-за многократных отражений в резонаторе образуется стоячая волна, условие образования которой имеет вид

$$q\lambda/2 = L, \quad (12.31)$$

где $q = 1, 2, 3, \dots$ – индекс;
 λ – длина волны.

В активной среде с показателем преломления n длина волны связана с частотой f следующим выражением:

$$\lambda = cn/f, \quad (12.32)$$

где c – скорость света.

Подставив (12.30) в (12.31), найдем собственную частоту резонатора

$$f = qc/2L. \quad (12.33)$$

Из полученного выражения видно, что в зависимости от числа q полуволн, укладывающихся на длине L резонатора, в нем существует множество видов (мод) колебаний. Поскольку значение q довольно велико, то моды расположены по частоте близко друг к другу. Интервал частот между двумя соседними модами определится как

$$\Delta f = f_q - f_{q-1} = c/2L. \quad (12.34)$$

Таким образом, чем длиннее резонатор, тем гуще его спектр. Что же касается спектра излучения лазера, то он зависит от соотношения Δf и ширины спектральной линии $\Delta\nu$ активной среды. Если ширина $\Delta\nu$ меньше разности Δf между двумя собственными частотами резонатора f_q и f_{q-1} ($\Delta\nu < \Delta f$), то лазер работает в одномодовом режиме, т. е. возбуждается только на одной резонансной частоте (рис. 12.10). При этом излучение лазера монохроматично и его спектр определяется шириной линии резонатора Δf_p . В тех случаях, когда $\Delta\nu > \Delta f$, возможен многомодовый режим (рис. 12.11).

Следует особо отметить, что многомодовость зависит также от мощности накачки. Если она недостаточна, то излученная частицами мощность меньше порога $P_{\text{пор}}$ (рис. 12.12) и генерация невозможна. При увеличении мощности

накачки до значения P_1 условия генерации выполняются в первую очередь для той частоты, которая близка к частоте перехода ($f_q = \nu_0$). При этом возникает одномодовый режим с монохроматичным излучением небольшой мощности.

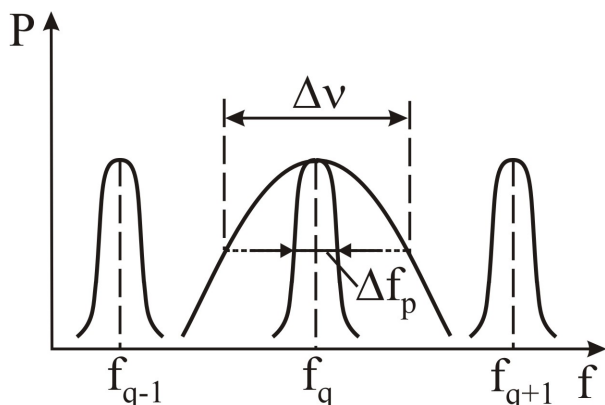


Рис. 12.10

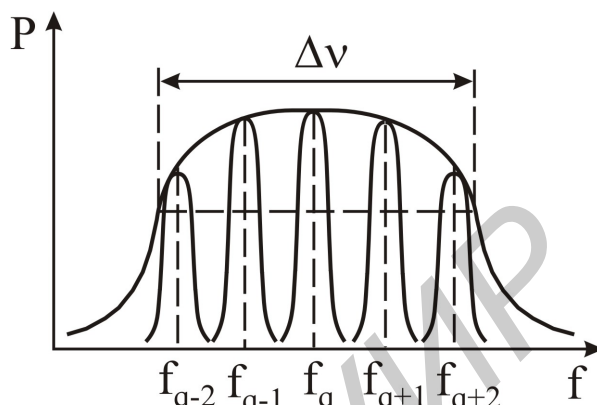


Рис. 12.11

Дальнейшее повышение мощности накачки до P_2 приводит к увеличению генерируемой мощности, но неизбежно вызывает появление колебаний на соседних частотах f_{q-1} и f_{q+1} .

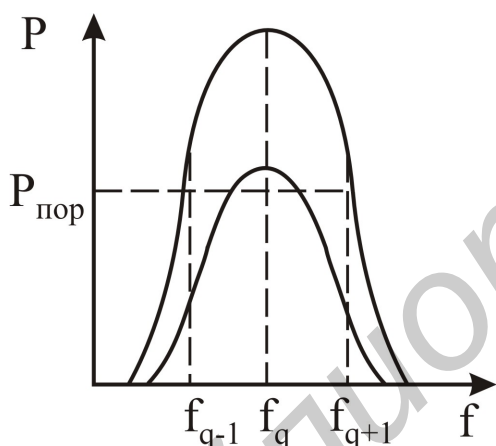


Рис. 12.12

Таким образом, требования обеспечения монохроматичности и повышения мощности излучения противоречивы. Однако несмотря на это степень монохроматичности лазера намного выше в сравнении с любым другим источником света.

Виды колебаний (моды) обусловлены распределением электромагнитного поля не только по оси, но и на поверхности зеркал. Поэтому виды колебаний принято обозначать как TEM_{mnpq} , где m – число перемен знака поля вдоль радиуса, а n – по азимуту; m и n – поперечные индексы; q называют продольным индексом. Его значение

велико ($10^5 \dots 10^6$). Поэтому в обозначении его опускают. На рис. 12.13 показано распределение поля по поверхности зеркал, а на рис. 12.14 – поперечное сечение светового поля в оптическом резонаторе для различных видов колебаний.

Каждому виду колебаний соответствует свой спектр. Поэтому для передачи информации желательно обеспечивать одномодовый, т. е. одночастотный режим.

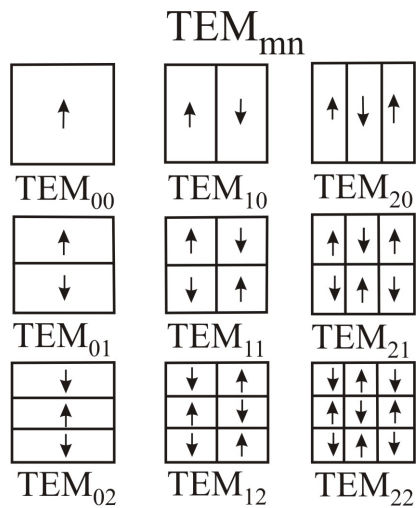


Рис. 12.13

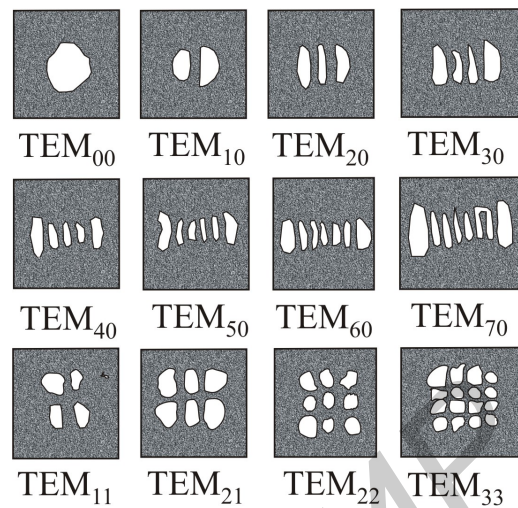


Рис. 12.14

12.3.3. Разновидности открытых резонаторов

Разновидности резонаторов обусловлены формой отражающих поверхностей, в качестве которых используются зеркала различной формы (плоские, сферические, параболические), грани призм полного внутреннего отражения, границы раздела сред с различными показателями преломления (рис. 12.15). На рис. 12.15 показаны: 1 – активная среда; 2 – плоские зеркала; 3 – сферические зеркала; 4 – призма. Расстояние между зеркалами зависит от размеров активного вещества и в современных лазерах находится в пределах от десятых долей миллиметра в полупроводниковых лазерах, до сотен метров – в газовых. В последнем случае резонатор содержит несколько секций (рис. 12.16). В случае криволинейных отражающих поверхностей они должны быть конфокальными, т. е. их фокусы должны быть расположены в центре резонатора.

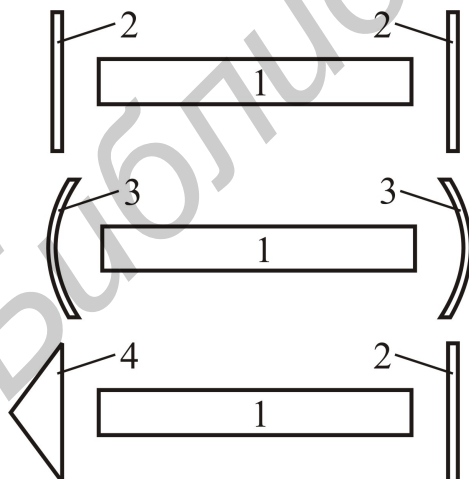


Рис. 12.15

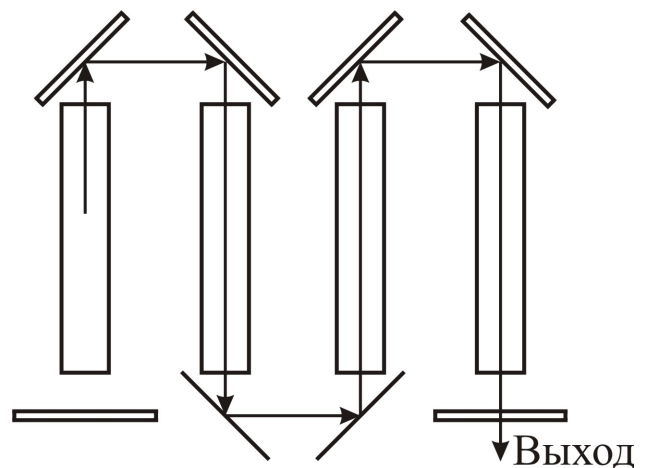


Рис.12.16

В пассивных резонаторах (без активного вещества) можно указать два основных вида потерь: потери в зеркалах и дифракционные. Первые из них вызыва-

ются тем, что отражение сопровождается некоторым рассеянием и поглощением излучения в зеркале. Дифракционные же потери возникают в результате дифракции плоской волны на зеркалах. Если диаметр зеркала D , то отраженная им волна распространяется в пределах дифракционного угла

$$\theta = \lambda/D, \quad (12.35)$$

где λ –длина волны.

Вследствие конечности этого угла часть электромагнитной энергии выходит за пределы резонатора.

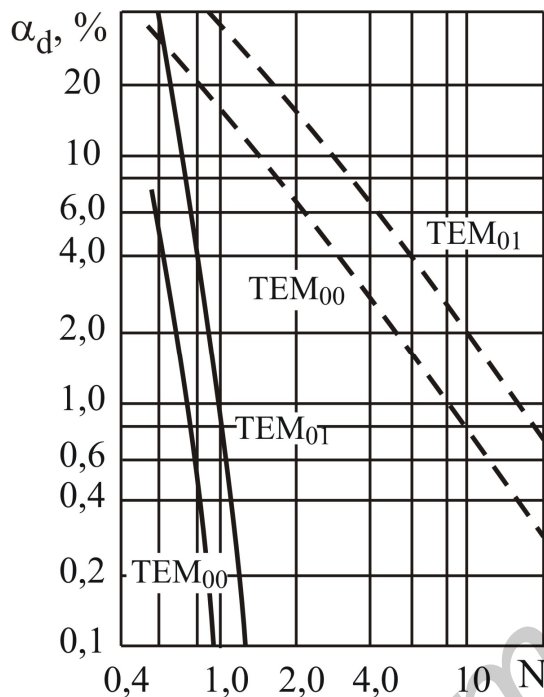


Рис. 12.17

Дифракционные потери учитывают коэффициентом потерь α_d , зависимость которого от числа Френеля

$$N = D^2/\lambda L \quad (12.36)$$

приведена на рис. 12.17. Графики, представленные сплошной линией, соответствуют конфокальным сферическим зеркалам, а прерывистой – круглым плоским зеркалам.

Из приведенных зависимостей можно установить следующее.

Потери возрастают с уменьшением числа Френеля, т. е. с ростом длины резонатора L либо при уменьшении диаметра зеркала D . В конфокальных резонаторах потерь меньше. Это позволяет при той же выходной мощности использовать меньший объем активного вещества. Помимо этого

в конфокальных резонаторах менее жесткие требования к юстировке зеркал, нежели в резонаторе с плоскими зеркалами. Однако направленность излучения в конфокальных резонаторах хуже.

Наконец, из рис. 12.17 видно, что потери растут с увеличением поперечных индексов. Это явление может быть использовано для селекции мод.

Для развития генерации все виды потерь должны быть скомпенсированы мощностью, излученной активной средой. Поэтому активная среда имеет некоторый начальный (пусковой) объем.

12.3.4. Газовые лазеры

Газовыми лазерами называются оптические квантовые генераторы, в которых активной средой является газ, смесь нескольких газов или смесь газа с парами металла. В зависимости от того, состояние каких частиц используются для получения инверсии населенностей, различают атомные, ионные и молекулярные лазеры.

Поскольку в газах атомы, молекулы, ионы слабо взаимодействуют между собой, то размытость энергетических уровней весьма мала, и поэтому газовые лазеры обладают самой высокой степенью когерентности и монохроматичности излучения. Высокая оптическая однородность газовых сред позволяет получать наименьший угол расхождения луча, равный примерно одной угловой минуте. Газовые лазеры излучают на волнах от ультрафиолетового до инфракрасного диапазона ($\lambda = 0,15 \dots 699,5$ мкм).

Из-за перечисленных преимуществ газовые лазеры получили самое широкое распространение.

Гелий-неоновый лазер. Этот лазер явился первым газовым источником когерентного света, работающим в непрерывном режиме. Схема гелий-неонового лазера приведена на рис. 12.18. Продольная ось стеклянной или кварцевой трубки 2 со смесью газов гелия и неона перпендикулярна поверхности зеркал 4, торцы трубки 5 скошены под углом Брюстера. Между анодом 1 и термокатодом 3 приложено постоянное напряжение для обеспечения тлеющего разряда.

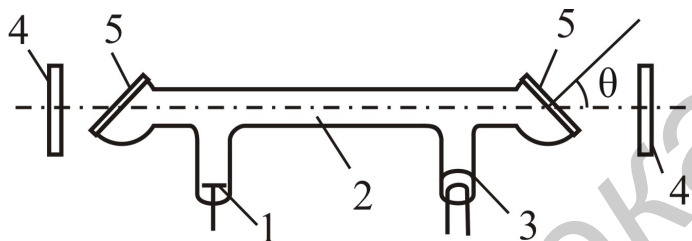


Рис. 12.18

Переходя к процессу образования инверсной населенности, отметим, что рабочим веществом является неон. Из всей совокупности его квантовых переходов в гелий-неоновом лазере используется переход 6–3. Его частота (длина волны) находится в оптическом диапазоне. Таким образом,

необходимо обеспечить инверсию населенностей 6 и 3-го уровней. Для этой цели здесь используется метод бомбардировки электронами, которые в газоразрядном промежутке обладают различными запасами энергии. В процессе соударений с атомами основного уровня 1 электроны передают им часть своей энергии, в результате чего происходит заселение всех верхних уровней. Однако чем ниже расположен уровень, тем интенсивнее он заселяется. Поэтому только за счет электронного возбуждения невозможно добиться инверсии населенностей, т. е. на 6 уровне всегда будет меньше атомов, нежели на уровне 3.

Для избирательного заселения определенного уровня используют вспомогательный (буферный) газ, энергетическая диаграмма которого должна удовлетворять следующим требованиям. Основной и верхний уровни должны быть такими же, как и в рабочем газе, а нижний уровень излучательного перехода (в данном случае уровень 3) в буферном газе должен отсутствовать. Этим требованиям применительно к неону удовлетворяет гелий (рис. 12.19). Его переход I–III используется для создания активной среды в неоне на переходе 6–3. Что же касается промежуточного уровня II в атоме гелия, то он для инверсии не используется и только снижает КПД.

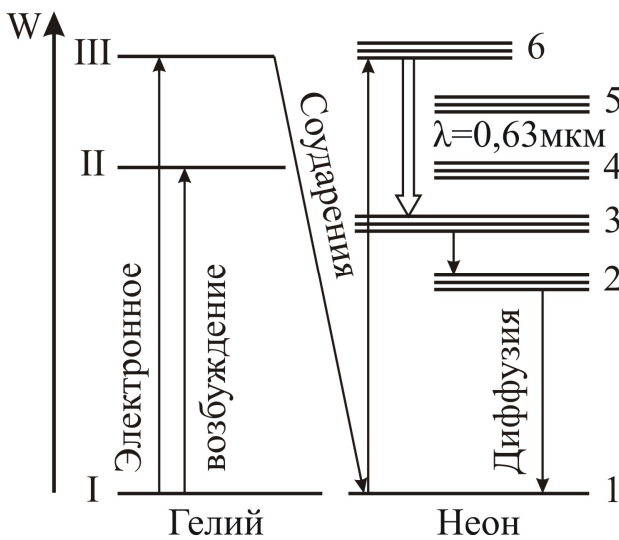


Рис. 12.19

Инверсия населенностей в неоне на переходе 6–3 осуществляется следующим образом. Помимо соударений атомов обоих газов со свободными электронами наблюдаются также неупругие соударения атомов гелия верхнего уровня III с атомами неона основного уровня 1. Поскольку энергетические расстояния между крайними уровнями в обоих газах совпадают, то излученный атомом гелия III уровня квант может поглотиться атомом неона только основного уровня 1. При этом атом Ne неизбежно перейдет на уровень 6. Для исключения обратного процесса – передачи энергии от неона к гелию –

концентрация последнего должна быть избыточной. Поэтому отношение парциальных давлений гелия и неона в смеси выбирают равным 5–15 при общем давлении порядка 1 мм. рт. ст.

Таким образом, за счет резонансной передачи энергии атомами гелия происходит заселение только уровня 6 в неоне. При этом самое главное то, что уровень 3 неона посредством атомов гелия не заселяется, ибо в гелии такого уровня нет. Следовательно, населенность уровня 6 окажется больше, нежели 3.

Что касается процесса развития генерации, то он ничем не отличается от описанного ранее.

Переходя к особенностям конструкции лазера, отметим что они вызваны в основном низким коэффициентом полезного действия. Его малая величина обусловлена тем, что рабочий переход значительно удален от основного уровня 1. Поэтому эффективность накачки низкая. Следовательно, должны быть приняты меры для уменьшения потерь в резонаторе, т. е. для повышения его добротности. В частности, следует уменьшить потери мощности на торцах трубки за счет отражений. Для этого торцовые окна располагают под углом Брюстера.

В результате волна с плоскостью поляризации, лежащей в плоскости падения, проходит через плоскопараллельную пластину без отражения, т. е. без потерь. Излучение с любой другой поляризацией подвержено потерям: из-за отражения уходит в сторону. Торцовые окна располагают так, чтобы нормаль окна образовала с осью трубки угол Брюстера. При этом излучение только с одной поляризацией будет проходить без потерь на отражение к зеркалам резонатора и обратно. Поскольку генерация в лазере начинается со спонтанного излучения, то первичные фотоны имеют произвольную поляризацию, но окна Брюстера пропустят фотоны только одной поляризации. Отобранные таким способом фотоны в активной среде вызовут стимулированное излучение фотонов с той же поляризацией. Таким образом, применение окон Брюстера позво-

ляет не только уменьшить потери в резонаторе, но и упорядочить поляризацию, т. е. обеспечить когерентность излучения.

Следующей особенностью конструкции гелий-неонового лазера является критичность диаметра трубки. Интенсивность излучения лазера тем выше, чем меньше населенность уровня 3 неона. Поэтому его опустошение должно быть достаточно интенсивным. Оно проходит в два этапа. Сначала атомы спонтанно переходят с уровня 3 Ne на уровень 2, вызывая обычное некогерентное свечение неона. С уровня же 2 атомы неона переходят на уровень 1 в основном за счет соударений со стенками трубки в результате диффузии. Для облегчения диффузии возбужденных атомов к стенкам трубки следует уменьшать ее диаметр. Поэтому в гелий-неоновых лазерах диаметр газоразрядной трубки не превышает 10 мм.

Что же касается режима работы, то он также имеет особенности. Одна из них заключается в немонотонной зависимости выходной мощности от тока разряда в трубке (рис. 12.20). При начальном увеличении тока возрастает инверсия населенностей и выходная мощность повышается. При чрезмерном увеличении тока проявляется электронное возбуждение атомов уровня 2Ne. В результате заселяется уровень 3Ne, инверсия населенностей перехода 6–3 снижается и выходная мощность падает вплоть до срыва генерации.

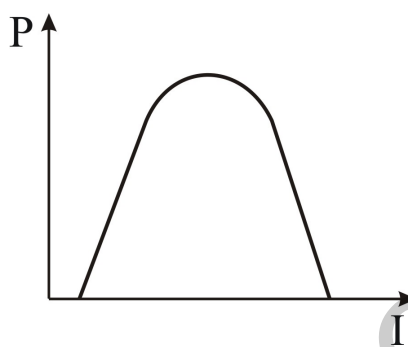


Рис. 12.20

Оптимальная величина тока разряда находится в диапазоне 20...80 мА, при этом выходная мощность лазера составляет десятки милливатт при общем давлении газа в трубке порядка 1 мм рт. ст.

Таким образом, выходная мощность гелий-неонового лазера ограничена. Ее не удастся повысить и за счет повышения давления в трубке, т. к. при этом увеличивается концентрация атомов и уменьшается длина свободного пробега электронов. Поэтому они не могут приобрести энергию, достаточную для перевода атомов на

верхние уровни.

КПД гелий-неонового лазера составляет доли процента. Это объясняется тем, что лишь небольшая часть энергии, затрачиваемой на поддержание газового разряда, используется для возбуждения верхнего рабочего уровня.

Спектр излучения гелий-неонового лазера состоит из отдельных спектральных линий, соответствующих продольным и поперечным типам колебаний используемого открытого резонатора. При длине резонатора в 1 м возможно генерирование до 10...12 типов продольных колебаний. Ширина спектральных линий достигает 1 Гц. Стабильность частот составляет 10^{-10} . Используя специальные методы селекции типов колебаний, возможно получить генерацию на одной частоте.

Ионные газовые лазеры. В лазерах этого типа используются энергетические переходы между возбужденными состояниями ионов инертных газов без каких-либо примесей. Поэтому инверсия населенности создается не за счет ре-

зонансной передачи энергии от соударения атомов, а только вследствие электронного возбуждения. Следовательно, ионные лазеры могут работать при значительных разрядных токах, обеспечивая при этом гораздо большую выходную мощность по сравнению с гелий-неоновым лазером. В ультрафиолетовом и видимом диапазонах ионные лазеры являются самыми мощными источниками когерентного излучения. Выходная мощность достигает десятков ватт в непрерывном режиме.

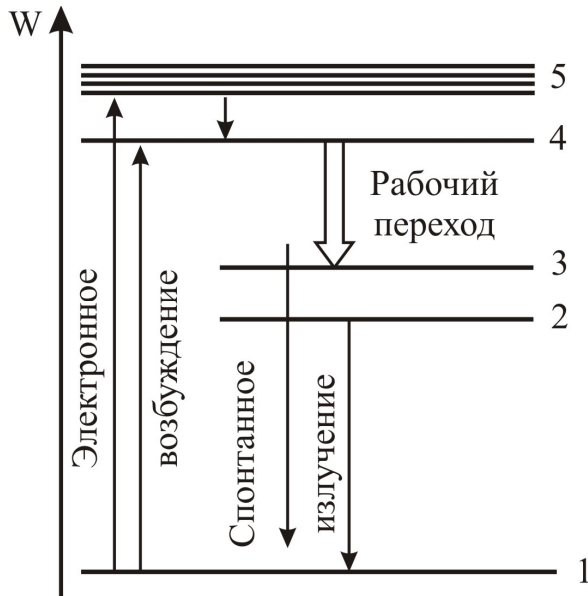


Рис. 12.21

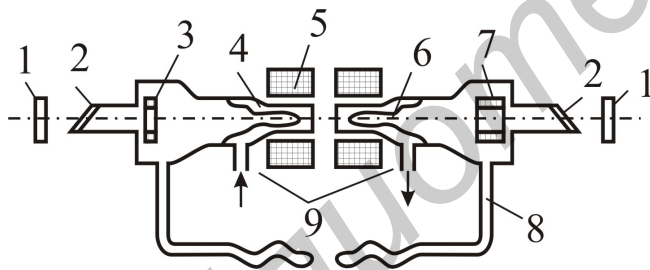


Рис. 12.22

Наибольшее распространение получил аргоновый лазер. В нем рабочим веществом являются ионы аргона, энергетическая диаграмма которых приведена на рис. 12.21. Время жизни ионов на всех уровнях, кроме четвертого, мало. Поэтому за счет электронного возбуждения интенсивно будет заселяться только уровень 4. Этому дополнительно способствуют спонтанные переходы ионов с 5-го уровня на 4-й. Следовательно, на рабочем переходе 4–3 создается инверсная населенность.

Схема аргонового лазера изображена на рис. 12.22, на котором показаны: 1 – зеркала; 2 – окна Брюстера; 3 – катод; 4 – канал жидкостного охлаждения; 5 – магнит; 6 – капилляр; 7 – анод; 8 – обводная газовая трубка; 9 – патрубки охлаждения. В капилляре находится ионизированный аргон. Для повышения мощности используется дуговой разряд, в котором плотность тока достигает 100 A/cm^2 . При этом в капилляре создается плазма. Чтобы ее оторвать от стенок и сосредоточить в центре капилляра, используется магнит. В результате возрастают КПД и выходная мощность. Поскольку в процессе разряда газ смещается к аноду, то для выравнивания катодную и анодную области соединяют обводной трубкой. В остальном принцип действия такой же, как и гелий-неонового лазера. Диапазон длин волн лежит в пределах $0,45 \dots 0,53 \text{ мкм}$. К недостаткам следует отнести низкий КПД из-за большого удаления рабочего перехода от основного уровня.

Молекулярные газовые лазеры. Эти лазеры выгодно отличаются от ионных и атомарных более высоким КПД. Если в лазерах первых двух типов КПД составляет доли процента, то в молекулярных лазерах его величина дости-

гает 1...20 %. Это объясняется тем, что используемые колебательные уровни располагаются ближе друг к другу, нежели электронные (см. рис. 12.2). Так, например, если разность энергии между электронными уровнями равна примерно 20 эВ, то расстояние между основным и рабочим колебательными уровнями составляет около 0,35 эВ.

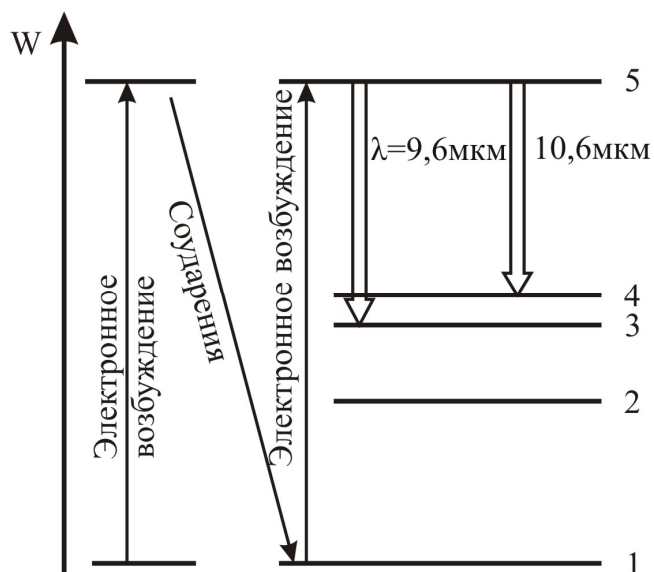


Рис. 12.23

Наиболее перспективными являются лазеры на углекислом газе CO_2 . Схема колебательных уровней его молекулы приведена на рис. 12.23. Здесь же приведена диаграмма молекулы азота N_2 , который добавляется для резонансной передачи энергии с целью увеличения мощности.

Инверсия населенностей на рабочих переходах 5–4 и 5–3 достигается как за счет прямого электронного возбуждения молекул CO_2 в газоразрядной плазме, так и вследствие резонансной передачи энергии от молекул азота N_2 , как в

гелий-неоновом лазере.

Лазер на углекислом газе работает в инфракрасном диапазоне преимущественно на длине волны $\geq 10,6$ мкм.

Что же касается конструктивных особенностей, то они обусловлены большой выходной мощностью, которая и настоящее время достигает 10 кВт в непрерывном режиме. Длина газоразрядных трубок достигает нескольких метров. Поэтому их секционируют (см. рис. 12.16). При этом каждую секцию длиной 0,8...1 м питают отдельно. Под действием разряда число молекул CO_2 уменьшается в результате диссоциации на кислород и окись углерода: $2\text{CO}_2 \rightarrow 2\text{CO} + \text{O}_2$. Поэтому в мощных лазерах смесь в газоразрядной трубке постоянно обновляют подкачкой из внешнего резервуара.

12.3.5. Твердотельные лазеры

В лазерах на твердом теле в качестве активной среды используют кристаллические либо аморфные диэлектрики с присадками ионов хрома или редкоземельных элементов. Поскольку в твердом теле концентрация частиц на несколько порядков выше, чем в газовых средах, то для получения той же мощности требуется меньший объем активной среды. В этой связи твердотельные лазеры имеют меньшие габариты по сравнению с газовыми.

Одним из распространенных твердотельных лазеров является рубиновый. Рабочим его веществом является рубин, представляющий собой кристалличе-

скую решетку корунда Al_2O_3 с присадкой трижды ионизированных ионов хрома Cr^{+++} .

На рис. 12.24 приведена схема энергетических уровней иона хрома.

Инверсия населенностей достигается подсветкой (накачкой) на длине волны λ_{13} . Для этой цели используются лампы подсветки, в спектре излучения которых преобладает зеленый свет. При этом ионы с уровня 1 переходят на уровни 3 с малым временем жизни. В результате ионы, совершая безызлучательные переходы, заселяют уровень 2. Таким образом, достигается инверсия населенностей рабочего перехода 2–1. Следует отметить, что излучение рубинового лазера имеет особенности. Оно состоит из «пичков» – нерегулярных во времени всплесков выходной мощности (рис. 12.25).

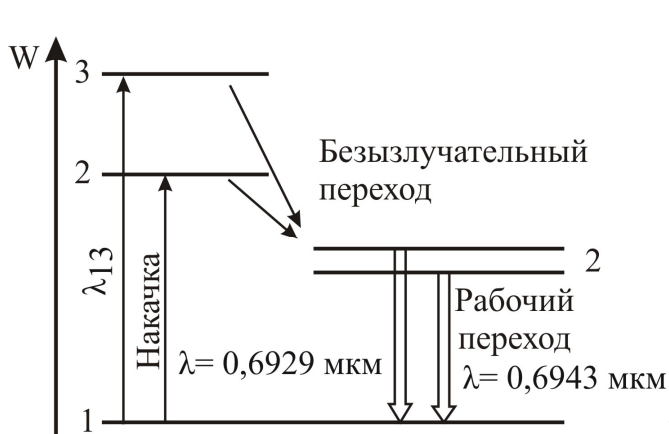


Рис. 12.24

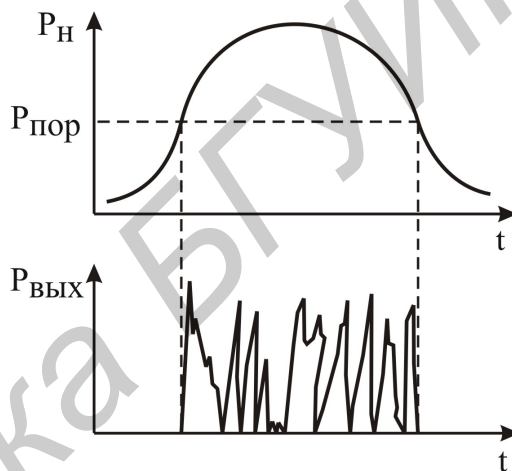


Рис. 12.25

Что же касается особенностей конструкции, то они в основном обусловлены проблемой интенсивной и равномерной подсветки рубина. Для этого используют специальные конструкции ламп и рефлекторов: со спиральной лампой подсветки (рис. 12.26, а), эллиптическим отражателем (рис. 12.26, б), рупорным облучателем (рис. 12.26, в).

Наряду с рубиновыми лазерами в настоящее время широко применяются лазеры на стеклах с присадкой редкоземельных элементов (неодима, диспрозия, самария, эрбия, гальмия и празеодима). Принципиальное отличие их от рубина в том, что здесь используется четырехуровневая схема инверсии (рис. 12.27), поэтому в лазерах на стеклах с редкоземельными элементами требуется гораздо меньшая мощность накачки, нежели в рубиновом лазере, где используется трехуровневая схема инверсии.

Твердотельные лазеры, как правило, работают в импульсном режиме с низкой частотой следования импульсов и длительностью импульсов, не превышающих несколько миллисекунд, и при этом обеспечивают выходную мощность в несколько киловатт. При работе в непрерывном режиме необходимо охлаждение активной среды. КПД твердотельных лазеров лежит в пределах от долей до единиц процентов.

Переходя к недостаткам, отметим, что оптическая неоднородность твердых тел больше, нежели газов, из-за чего возникает рассеяние излучения. Кроме того, небольшая длина активных элементов также способствует расхождению луча. Из-за сильного взаимодействия частиц между собой степень монохроматичности твердотельных лазеров меньше, чем газовых.

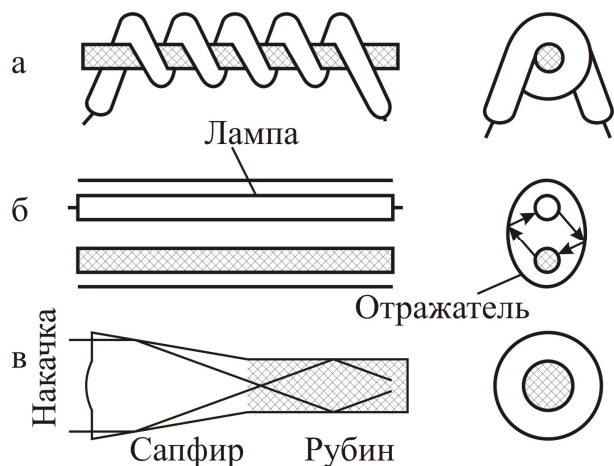


Рис. 12.26

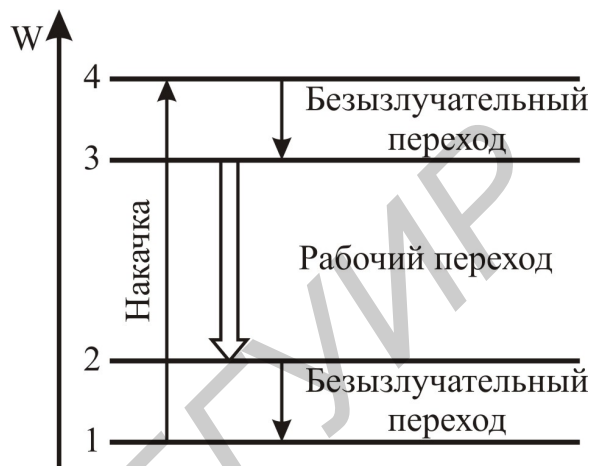


Рис. 12.27

12.3.6. Полупроводниковые лазеры

В полупроводниковых лазерах активной средой является кристалл полупроводника. Широкое распространение получил инжекционный лазер на основе арсенида галлия (GaAs), конструкция которого показана на рис. 12.28. Монокристалл арсенида галлия имеет форму призмы, на основаниях которой изготовлены контакты, один из контактов выполняется массивным для отвода тепла от области p-n-перехода.

Полупроводниковые лазеры, изготовленные из одного вида полупроводника, называются гомолазерами.

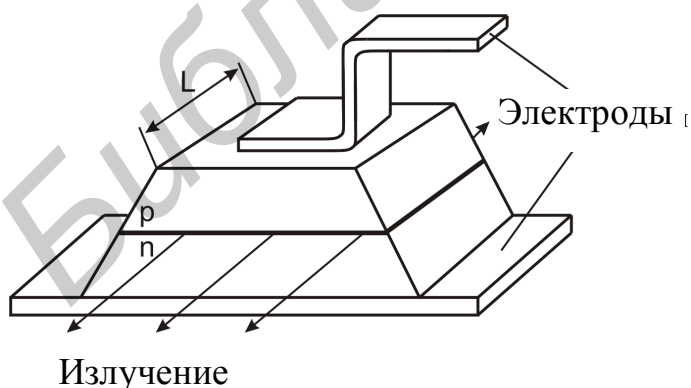


Рис. 12.28

В инжекционном лазере используется p-n-переход между вырожденными полупроводниками n- и p-типа. Состояние с инверсией населенностей получается при прямом включении p-n-перехода. В этом случае происходит встречная инжекция электронов из n-области и дырок из p-области. В результате этого в области перехода значительно возрастает число свободных

электронов и дырок и уменьшается число валентных электронов (растет число дырок). При достаточной величине прямого напряжения в некотором узком

слое перехода возникает состояние с инверсией населенностей и появляется возможность усиления. Этот слой становится активной средой.

Положительная обратная связь, необходимая для самовозбуждения лазера, обеспечивается следующим образом. Из-за различия показателей преломления материала и воздуха излучение, распространяющееся в активной среде, частично отражается от границы раздела. Чтобы усилить обратную связь, две грани призмы кристалла (передняя и задняя на рис. 12.28) делаются параллельными друг другу и перпендикулярными плоскости p-n-перехода. Отражающие поверхности (грани) образуют оптический резонатор. Так как расстояние между гранями превышает длину волны оптического излучения, самовозбуждение лазера возможно только на некоторых собственных частотах резонатора. Две другие грани наклонены к плоскости p-n-перехода, чтобы не создавать в этом направлении условий для самовозбуждения. Размеры сторон полупроводника имеют значение порядка нескольких десятых долей миллиметра.

Спонтанное излучение, всегда имеющееся в веществе, вызывает вынужденные переходы. Лавинообразно нарастает число фотонов, направление распространения и частота которых удовлетворяют условиям самовозбуждения.

При некотором пороговом токе, когда вынужденное излучение, вызванное спонтанным излучением, достаточно для компенсации потерь света в материале полупроводника и в отражающих поверхностях наступит генерация. Таким образом, p-n-переход при малых токах является источником спонтанного (рекомбинационного) излучения, а при токах более порогового – источником когерентного излучения.

Для когерентного излучения необходимая плотность тока достигает значений 10 кА/см^2 , что делает невозможным непрерывный режим работы при комнатной температуре.

Современные гомолазеры обеспечивают мощность излучения порядка 100 Вт в режиме непрерывного генерирования при температуре жидкого гелия 4,2 К и порядка 10 Вт в режиме импульсного генерирования при комнатной температуре. КПД в лучших экземплярах составляет 60...70 %.

Практическая реализация непрерывного режима работы полупроводникового лазера при комнатной температуре стала возможной в результате использования гетеропереходов, основанных на контакте полупроводников с различной шириной запрещенной зоны. Отличие структуры гетеролазеров от простейшей структуры лазера, показанной на рис. 12.28, состоит в том, что по обе стороны от активного слоя создаются слои из полупроводника с большей шириной запрещенной зоны (так называемые лазеры с двойной гетероструктурой). Образовавшиеся гетеропереходы препятствуют проникновению инжектированных в активный слой носителей из одного широкозонного слоя в другой. Поэтому наблюдается эффект удержания носителей в узком активном слое и снижается необходимый пороговый ток. Кроме этого, наблюдается эффект удержания света в активном слое. Связано это с тем, что коэффициент преломления материала с большей шириной запрещенной зоны оказывается меньше, чем в активном слое, имеющем меньшую ширину запрещенной зоны. Происходящая

концентрация света и носителей в активном слое обеспечивает их эффективное взаимодействие и делает возможным создание лазеров с низким пороговым током, которые могут работать при комнатных температурах. В качестве материала для активного слоя может быть, например, использован GaAs (p-типа), а в соседних слоях – сложные соединения $Al_xGa_{1-x}As$ (n- и p⁺-типа). Индекс x определяет относительное содержание атомов Al в полупроводниковом соединении, которое влияет на значение ширины запрещенной зоны.

Изменяя концентрацию алюминия от 0 до 30 %, можно создавать лазеры с различной длиной волны излучения в пределах 0,9...0,68 мкм.

Достоинствами гетеролазеров являются высокий КПД, малые габариты, удобство модуляции.

Из-за малых размеров излучающей поверхности направленность излучения полупроводниковых лазеров значительно хуже, чем других типов лазеров. Недостатком полупроводниковых лазеров также является зависимость спектра излучения от температуры.

Библиотека БГУИР

ЛИТЕРАТУРА

1. Пасынков, В. В. Полупроводниковые приборы / В. В. Пасынков, Л. К. Чиркин. – СПб. : Лань, 2003. – 480 с.
2. Дулин, В. Н. Электронные приборы / В. Н. Дулин, Н. А. Аваев, В. П. Демин. – М. : Энергоатомиздат, 1989. – 496 с.
3. Батушев, В. А. Электронные приборы / В. А. Батушев. – М. : Высш. шк., 1980. – 383 с.
4. Булычев, А. Л. Электронные приборы / А. Л. Булычев, П. М. Лямин, Е. С. Тулинов. – Минск : Выш. шк., 1999. – 414 с.
5. Электронные, квантовые приборы и микроэлектроника / Ю. Я. Бобровский [и др.]. – М. : Радио и связь, 1998. – 560 с.
6. Валенко, В. С. Электроника и микросхемотехника / В. С. Валенко, М. С. Хандогин. – Минск : Беларусь, 2000. – 325 с.
7. Смирнов, А. Г. Квантовая электроника и оптоэлектроника. – Минск : Выш. шк., 1987. – 197 с.
8. Быстров, Ю. А. Электронные приборы для отображения информации / Ю. А. Быстров, И. И. Литвак, Г. М. Персианов. – М. : Радио и связь, 1985. – 240 с.
9. Ткаченко, Ф. А. Электронные приборы и устройства : учебник для студ. вузов [утв. МО РБ] / Ф. А. Ткаченко. – Минск : Новое знание, М. : ИНФРА-М, 2011. – 682 с.
10. Аваев, Н. А. Основы микроэлектроники / Н. А. Аваев, Ю. Г. Наумов, В. Т. Фролкин. – М. : Радио и связь, 1991. – 288 с.
11. Щука, А. А. Электроника / А. А. Щука. – СПб. : БХВ, 2005. – 580 с.
12. Терехов, В. А. Задачник по электронным приборам / В. А. Терехов. – СПб. : Лань, 2003. – 288 с.
13. Дробот, С. В. Электронные приборы и устройства. Практикум : учеб. пособие для студ. по направлению информатики и радиоэлектроники / С. В. Дробот, В. А. Мельников, В. Н. Путилин. – Минск : БГУИР, 2009. – 256 с.
14. Андрушко, А. М. Электронные и квантовые приборы СВЧ / А. М. Андрушко, Н. Д. Федоров. – М. : Радио и связь, 1981. – 208 с.
15. Федоров, Н. Д. Электронные и квантовые приборы СВЧ / Н. Д. Федоров. – М. : Атомиздат, 1979. – 247 с.
16. Дулин, В. Н. Электронные и квантовые приборы СВЧ / В. Н. Дулин. – М. : Энергия, 1972. – 224 с.
17. Лебедев, И. В. Техника и приборы СВЧ. 2-е изд. Т.2 / И. В. Лебедев. – М. : Высш. шк., 1972. – 376 с.
18. Березин, В. М. Электронные приборы СВЧ / В. М. Березин, В. С. Буряк. – М. : Высш. шк., 1985. – 296 с.
19. Милованов, О. С. Техника сверхвысоких частот / О. С. Милованов, Н. П. Собенин. – М. : Атомиздат, 1980. – 464 с.
20. Кукарин, С. В. Электронные СВЧ-приборы / С. В. Кукарин. – М. : Радио и связь, 1981. – 272 с.

21. Царапкин, Д. В. Генераторы СВЧ на диодах Ганна / Д. В. Царапкин. – М. : Радио и связь, 1982. – 112 с.
22. Давыдова, Н. С. Диодные генераторы и усилители СВЧ / Н. С. Давыдова, Ю. З. Данюшевский. – М. : Радио и связь, 1986. – 184 с.
23. Гусятинер, Н. С. Полупроводниковые и сверхвысокочастотные диоды / Н. С. Гусятинер, А. И. Горбачев. – М. : Радио и связь, 1983. – 224 с.
24. Гасанов, Л. Г. Твердотельные устройства СВЧ в технике связи / Л. Г. Гасанов, А. А. Липатов. – М. : Радио и связь, 1988. – 288 с.
25. Колосов, М. В. СВЧ-генераторы и усилители на полупроводниковых приборах / М. В. Колосов, С. А. Перегонов. – М. : Сов. радио, 1974. – 80 с.
26. Полупроводниковые приборы в схемах СВЧ / под. ред. М. Хауэса, Д. Моргана: пер. с англ. / Под. ред. В. С. Эткина. – М. : Мир, 1979. – 448 с.
27. Кацман, Ю. А. Приборы СВЧ / Ю. А. Кацман. – М. : Высш. шк., 1983. – 368 с.
28. Воскобойник, М. Ф. Техника и приборы СВЧ / М. Ф. Воскобойник, А. И. Черников. – М. : Радио и связь, 1982. – 208 с.
29. Батура, М. П. Моделирование и оптимизация мощных электронных приборов СВЧ / М. П. Батура, А. А. Кураев, А. К. Сеницын. – Минск : БГУИР, 2006. – 275 с.
30. Батура, М. П. Основы теории, расчета и оптимизации современных электронных приборов СВЧ / М. П. Батура, А. А. Кураев, А. К. Сеницын. – Минск : БГУИР, 2007. – 245 с.
31. Хрулев, А. К. Диоды и их зарубежные аналоги / А. К. Хрулев, В. П. Черепанов. В 3 т. – М. : ИП РадиоСофт, 1998.
32. Галкин, В. И. Полупроводниковые приборы : Транзисторы широкого применения : справочник / В. И. Галкин, А. Л. Булычев, П. М. Лямин. – Минск : Беларусь, 1995. – 383 с.

Учебное издание

Хандогин Михаил Степанович
Рожанский Виктор Борисович
Дробот Сергей Викторович

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

Учебное пособие

Редактор *Н. В. Гриневиц*

Подписано в печать 12.05.2011. Формат 60x84 1/16. Бумага офсетная. Гарнитура «Times». Отпечатано на ризографе. Усл. печ. л. 18,25. Уч.-изд. л. 17,8. Тираж 200 экз. Заказ 239.

Издатель и полиграфическое исполнение: учреждение образования
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»
ЛИ №02330/0494371 от 16.03.2009. ЛП №02330/0494175 от 30.04.2009.
220013, Минск, П. Бровки, 6