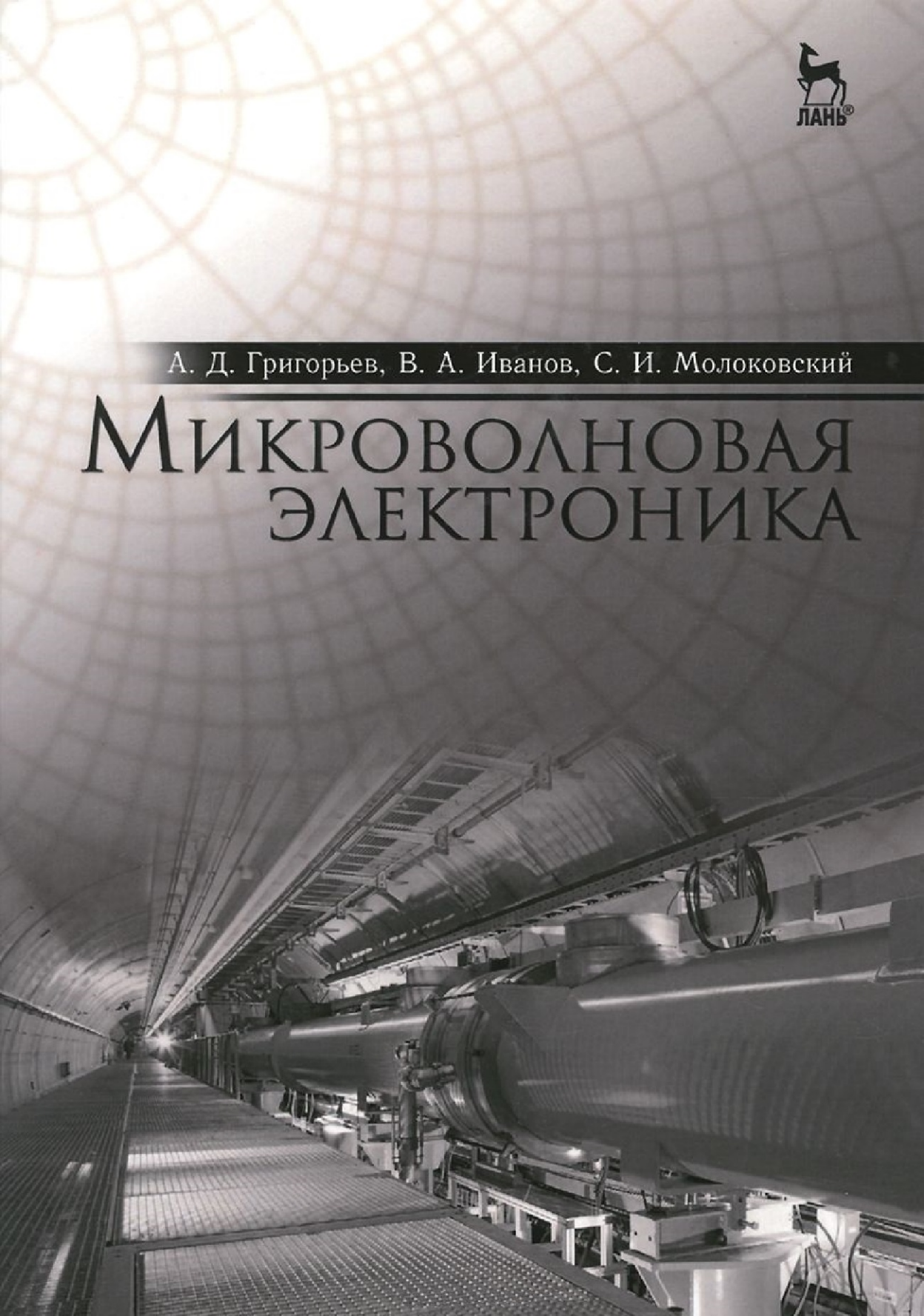
А. Д. Григорьев, В. А. Иванов, С. И. Молоковский

Микроволновая электроника



· САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
· МОСКВА
· КРАСНОДАР
2016
ЛАНЬ®

А. Д. ГРИГОРЬЕВ, В. А. ИВАНОВ,
С. И. МОЛОКОВСКИЙ

МИКРОВОЛНОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Под редакцией профессора А. Д. Григорьева

РЕКОМЕНДОВАНО
УМО вузов РФ по образованию
в области радиотехники, электроники,
биомедицинской техники и автоматизации
в качестве учебника для студентов вузов,
обучающихся по направлениям подготовки бакалавров и магистров
«Электроника и наноэлектроника»

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
МОСКВА
КРАСНОДАР
2016

ББК 32.85я73
Г 83

Григорьев А. Д., Иванов В. А., Молоковский С. И.

Г 83 Микроволновая электроника: Учебник / Под ред. А. Д. Григорьева. — СПб.: Издательство «Лань», 2016. — 496 с.: ил. — (Учебники для вузов. Специальная литература).

ISBN 978-5-8114-1967-8

Рассматриваются основные типы и разновидности микроволновых приборов, их принцип действия, теория, характеристики и параметры, конструктивные особенности. Подробно изложены механизмы взаимодействия электромагнитного поля с заряженными частицами, законы их движения в различных средах. Физические основы вакуумной и твердотельной микроволновой электроники рассмотрены с единых позиций. Изложение сопровождается большим количеством иллюстраций.

Учебник предназначен для студентов, обучающихся по направлениям подготовки бакалавров «Электроника и наноэлектроника», «Конструирование и технология электронных средств», «Приборостроение», аспирантов и магистров смежных направлений подготовки, а также будет полезен инженерно-техническим работникам и всем, интересующимся микроволновой электроникой.

ББК 32.85я73

Рецензент

П. И. АКИМОВ — доктор физико-математических наук, профессор кафедры «Электронные приборы» Национального исследовательского университета «МЭИ».

Обложка
Е. А. ВЛАСОВА

© Издательство «Лань», 2016
© А. Д. Григорьев, В. А. Иванов, С. И. Молоковский, 2016
© Издательство «Лань», художественное оформление, 2016

ПРЕДИСЛОВИЕ

Микроволновая электроника сегодня — это большая и быстроразвивающаяся отрасль науки и техники, оказывающая огромное влияние на экономику страны и ее обороноспособность. Большинство телекоммуникационных систем, радиоастрономия, ускорительная техника, термоядерные установки, технология и медицина, практически все виды вооружения используют в той или иной мере достижения микроволновой электроники. В значительной степени эти достижения обусловлены использованием новых механизмов взаимодействия потоков заряженных частиц с электромагнитным полем, новых материалов, новых технологий изготовления приборов и устройств микроволновой электроники.

Физические законы и явления, используемые в микроволновых электронных приборах, принципы действия этих приборов, их конструкция, характеристики и параметры составляют предмет дисциплины «Микроволновая электроника», которая занимает важное место в системе подготовки бакалавров, специализирующихся по направлению «Электроника и наноэлектроника». Более углубленно эти законы, явления и приборы изучаются в магистерских программах соответствующего направления.

К сожалению, существующие к моменту подготовки рукописи учебники и учебные пособия по данной дисциплине либо были изданы достаточно давно и устарели, либо не охватывают все содержание дисциплины. В частности, отсутствуют современные пособия, рассматривающие с единых позиций процессы, протекающие в вакуумных и полупроводниковых микроволновых приборах.

В предлагаемом учебнике достаточно подробно описаны основные механизмы взаимодействия микроволнового излучения с заряженными частицами в вакууме и твердом теле. Большое внимание уделяется особенностям использования этих механизмов в вакуумных и твердотельных микроволновых электронных приборах. Эта теоретическая часть дополняется описанием конструкций приборов, их параметров и характеристик.

Авторы надеются, что предлагаемый учебник окажет помощь студентам, обучающимся по направлению «Электроника и наноэлектроника» и по смежным

направлениям. Книга будет также полезна аспирантам и специалистам, занимающимся разработкой и применением изделий микроволновой электроники.

В основу учебника положен курс лекций, читаемый авторами бакалаврам и магистрам в Санкт-Петербургском государственном электротехническом университете «ЛЭТИ».

Авторы выражают глубокую благодарность рецензенту — доктору физико-математических наук, профессору кафедры электронных приборов МЭИ П. И. Акимову за тяжелый труд по изучению рукописи и за ценные замечания, направленные на улучшение качества учебника. Авторы искренне благодарны также заведующему кафедрой радиотехнической электроники ЛЭТИ В. Б. Янкевичу за ценные советы и неоценимую помощь в подготовке рукописи к изданию.

Природа проста в своих законах,
но неизмеримо богата и разнообразна в их приложениях!

Г. В. Лейбниц

ВВЕДЕНИЕ

Предмет микроволновой электроники — исследование физических процессов, происходящих в электронных приборах, предназначенных для генерации, усиления и преобразования электромагнитных колебаний микроволнового диапазона, а также разработка методов проектирования и конструирования этих приборов, рекомендаций по их эксплуатации.

Микроволновым диапазоном, в соответствии с рекомендациями Международной электротехнической комиссии, называют участок спектра электромагнитных колебаний от $3 \cdot 10^8$ до $3 \cdot 10^{11}$ Гц (300 МГц…300 ГГц), что соответствует длинам волн в вакууме от 1 м до 1 мм. Микроволновый диапазон делится на несколько поддиапазонов:

- ультравысокие частоты (УКВ, или дециметровые волны (ДМВ)) — диапазон частот 300 МГц…3 ГГц (длины волн 1 м…10 см);
- сверхвысокие частоты (СВЧ, или сантиметровые волны (СМВ)) — диапазон частот 3…30 ГГц (длины волн 10…1 см);
- крайне высокие частоты (КВЧ, или миллиметровые волны (ММВ)) — диапазон частот 30…300 ГГц (длины волн 1 см…1 мм).

Часто к микроволновому диапазону относят и соседние участки спектра — со стороны низких частот — поддиапазон очень высоких частот (ОВЧ) или метровых волн (МВ) — диапазон частот 30…300 МГц (длины волн 10…1 м), а с высокочастотной стороны — поддиапазон гипервысоких частот (ГВЧ) или децимиллиметровых волн (ДММВ) — диапазон частот 300 МГц…3 ТГц (длины волн 1 мм…100 мкм). Этот диапазон часто называют терагерцевым диапазоном, а волны этого диапазона — Т-лучами. В последнее время к этому диапазону привлечено особое внимание исследователей.

Как видно, микроволны занимают большой участок спектра с отношением крайних частот 1:1000 (или 1:100 000, если присоединить соседние поддиапазоны). Они расположены на шкале частот между радио- и оптическим диапазонами. Исторически первым человек стал использовать оптический диапазон, когда впервые зажег костер в своей пещере, чтобы греть и освещать ее. В конце 19-го века благодаря трудам Г. Герца, А. С. Попова, Г. Маркони и многих других ученых наступила очередь радиодиапазона.

По мере развития радиотехники становились все более очевидными преимущества использования высоких частот. Поэтому в середине 30-х годов прошлого века началось освоение микроволнового диапазона. При этом исследователи и разработчики аппаратуры встретились с большими трудностями, так как методы генерирования, усиления, детектирования и канализации электромагнитного излучения, разработанные для соседних диапазонов, оказались непригодными в микроволновом диапазоне частот. Использование оптических методов затрудняла малая, по сравнению с энергией теплового движения, энергия квантов излучения. Переносу методов из радиодиапазона препятствовали большое время пролета электронов в активной области приборов, сравнимое с периодом колебаний, а также большие паразитные емкости и индуктивности элементов конструкции приборов. В результате необходимо было разработать новые механизмы взаимодействия заряженных частиц с электромагнитным полем, а также новые конструкции приборов и волноведущих структур. Первые такие практически реализуемые механизмы и конструкции появились к концу 30-х годов прошлого века.

Колоссальный импульс развитию микроволновой техники и электроники дали создание и совершенствование радиолокации перед Второй мировой войной и во время войны. После окончания войны развитие микроволновой электроники продолжалось ускоренными темпами, появились новые области ее применения — радиоастрономия, радиоспектроскопия, ускорительная техника, установки термоядерного синтеза. К концу прошлого века бурными темпами стали развиваться микроволновые системы телекоммуникаций, включая сотовую и спутниковую связь, системы глобального позиционирования. Расширяется применение микроволн в биологии и медицине, в химии, пищевой промышленности, технологии изготовления новых материалов, в логистике и других областях науки и промышленности.

Становление и развитие микроволновой электроники стало возможным благодаря трудам больших коллективов ученых и инженеров многих стран. Отметим в этой связи фундаментальные работы Дж. Пирса, Дж. Слэтера, Дж. Роу, М. Чодорова, Г. Кайно, И. Клавира, Дж. Ганна, В. Рида. Существенный вклад в развитие микроволновой электроники внесли российские ученые П. Л. Капица, В. Л. Гинзбург, Л. А. Вайнштейн, Н. Д. Девятков, А. В. Гапонов, Ю. А. Кацман, В. Н. Шевчик, А. С. Тагер, С. А. Зусмановский, С. В. Королев и многие другие.

Сегодня микроволновая электроника — это синтетическая область знаний, объединяющая фундаментальные науки (радиофизику, электродинамику, физику плазмы и твердого тела, математическое моделирование), конструирование, сложнейшие технологии производства, современное измерительное и

испытательное оборудование. Успешная работа в этой области требует глубоких теоретических знаний и практических навыков.

В предлагаемом читателю учебнике делается попытка с единых позиций рассмотреть процессы взаимодействия электромагнитного поля с потоками заряженных частиц в вакууме, плазме и твердом теле и вытекающие из этого особенности конструкции, характеристики и параметры различных микроволновых приборов.

Учебник содержит три части. В первой рассматриваются механизмы индивидуального и коллективного излучения электронов, волновые и колебательные процессы в электронных потоках, вводятся основные понятия микроволновой электроники.

Вторая часть посвящена вакуумным микроволновым приборам. Рассматриваются электронно-оптические и электродинамические системы этих приборов, излагаются принципы их действия, конструкции, характеристики и параметры. Наряду с «обычными» рассматриваются и приборы релятивисткой микроволновой электроники.

Третья часть содержит описание принципа действия, конструкции и параметров полупроводниковых микроволновых приборов. Большое внимание уделяется приборам на новых широкозонных материалах — карбиде кремния и нитриде галлия.

В заключение формулируются проблемы, стоящие перед разработчиками микроволновых приборов в настоящее время, и обсуждаются возможные пути их решения.

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

Скалярные величины обозначаются латинскими буквами, набранными курсивом, и греческими буквами, набранными прямым шрифтом: a, υ, A, φ, ψ и т. д. Векторы и тензоры обозначаются латинскими и греческими буквами, набранными полужирным прямым шрифтом: $\mathbf{A}$, $\mathbf{B}$, $\mathbf{\Psi}$. В необходимых случаях обозначения векторов, тензоров и матриц заключаются в прямые скобки: $|\mathrm{A}|$, $|\mathrm{B}|$ или надчеркиваются: $\overline{\varepsilon}$, $\overline{\mu}$. Комплексные величины при необходимости отмечаются точкой над символом: $\dot{\rho}$, $\dot{A}$, $\dot{\mathbf{A}}$. Константы набираются прямым шрифтом: e, i. Скалярное произведение обозначается точкой: $\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}$, векторное произведение — косым крестом: $\mathbf{A} \times \mathbf{B}$. Для обозначения дифференциальных операций над векторами используется оператор Гамильтона ∇.

a — ускорение, м/с^2

$\mathbf{A}$ — векторный потенциал, В·с/м

$\mathbf{B}$ — магнитная индукция, В·с/м^2

B — реактивная проводимость, См

$c = 2{,}9979 \cdot 10^8$ — скорость света в вакууме, м/с

C — емкость, Ф

$\mathbf{D}$ — вектор электрической индукции, А·с/м^2

D — коэффициент диффузии, м^2/с

$\mathrm{e} = 2{,}71828$ — основание натуральных логарифмов

$e = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ — абсолютная величина заряда электрона, Кл

$\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля, В/м

f — частота, Гц

$\mathbf{F}$ — сила, Дж/м

G — активная проводимость, См

G — коэффициент усиления

$h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ — постоянная Планка, Дж·с

$\mathbf{H}$ — напряженность магнитного поля, А/м

i — мнимая единица

i, I — электрический ток, А

j, J — плотность электрического тока, А/м^2

k, $\mathbf{k}$ — волновое число, волновой вектор, 1/м

$k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ — постоянная Больцмана, Дж/град

L — индуктивность, Гн

M — взаимная индуктивность, Гн

M — коэффициент взаимодействия

n — концентрация, м$^{-3}$

n_m — показатель преломления среды

n_p, n_g — замедление фазовой и групповой скоростей волны

P — мощность, Вт

$\mathbf{P}_w$ — плотность мощности (плотность потока энергии), Вт/м^2

$\mathbf{p}$ — импульс, кг·м/с

Q — добротность

q — электрический заряд, Кл

R — активное сопротивление, Ом

R_c — сопротивление связи, Ом

R_e — эквивалентное сопротивление резонатора, Ом

T — температура, К

U — напряжение (разность потенциалов), В

$\mathbf{v}$, v — скорость, м/с

W — энергия, Дж

w — плотность энергии, Дж/м^3

X — реактивное сопротивление, Ом

Y — полная проводимость, См

Y_g — волновая проводимость линии передачи, См

Z — полное сопротивление, Ом

Z_0 — волновое сопротивление резонатора, Ом

Z_g — волновое сопротивление линии передачи, Ом

α — постоянная затухания, 1/м

β — постоянная фазы, 1/м

$\gamma = \beta - i\alpha$ — постоянная распространения, 1/м

δ — глубина проникновения поля, м

ε_r — относительная диэлектрическая проницаемость

$\varepsilon_0 = 10^7/(4\pi c^2)$ — диэлектрическая постоянная, А·с/(В·м)

η — коэффициент полезного действия

$\eta_0 = 120\pi$ — характеристическое сопротивление вакуума, Ом

θ — угол пролета, рад

λ — длина электромагнитной волны в вакууме, м

λ_c — критическая длина волны в линии передачи, м

λ_g — длина волны в линии передачи, м

μ — подвижность носителей заряда, м^2/(В·с)

μ_r — относительная магнитная проницаемость

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ — магнитная постоянная, В·с/(А·м)

Π — вектор Пойнтинга, Вт/м^2

ρ — плотность объемного электрического заряда, Кл/м^3

ρ — волновое (характеристическое) сопротивление, Ом

σ — электропроводность, См/м

τ — постоянная релаксации, с

φ — фаза, рад

Φ — скалярный потенциал

ψ — функция вероятности

Ψ — поток магнитной индукции, Вб

ω — круговая частота, рад/с

Пустая страница

ЧАСТЬ 1

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МИКРОВОЛНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

1 ГЛАВА ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ РАЗВИТИЯ МИКРОВОЛНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

1.1. ПРЕДЫСТОРИЯ

Эра радио началась с доказательства существования электромагнитных волн профессором Политехнического университета Карлсруэ Г. Герцем в 1888 г. Он создал первые примитивные искровые генератор и приемник этих волн. Длина волны излучения, которое он исследовал, составляла около 3 м (частота 100 МГц). В 1890 г. Э. Бранли изобрел более совершенный прибор для приема электромагнитных волн, представлявший собой трубку, наполненную металлическими опилками. Под воздействием электромагнитного излучения сопротивление трубки резко уменьшалось за счет микропробоев оксидных пленок, покрывающих поверхность опилок. По существу, это был первый *твердотельный электронный прибор*. В 1894 г. О. Лодж усовершенствовал этот прибор и дал ему название «*когерер*». С его помощью Лодж продемонстрировал 14 августа 1894 г. в Королевском институте в Лондоне беспроводную передачу и прием сигналов азбуки Морзе, т. е. передачу сигналов по радио на расстояние около 40 м. Однако Лодж не запантентовал свое устройство. В дальнейшем А. С. Попов и Г. Маркони положили начало широкому использованию радиосвязи.

В этих первых опытах использовались радиоволны сравнительно короткой длины — метрового диапазона. Однако в связи с необходимостью увеличения дальности радиосвязи, передачи речи и музыки появились новые типы генераторов — дуговые и машинные, работающие в режиме незатухающих колебаний с длиной волны несколько километров. В дальнейшем когереры в приемниках были заменены «кристаллическими детекторами» — полупроводниковыми приборами с барьером Шоттки, изобретенными немецким профессором К. Брауном в 1898 г. (хотя таких понятий, как «полупроводник» и «барьер Шоттки», тогда еще не было).

В 1906 г. американский ученый Ли де Форест изобрел трехэлектродную лампу *аудион* (триод), способную усиливать радиосигналы. С этого момента началась вакуумная электроника. В 1920-х годах усилители и генераторы на вакуумных приборах достигли мощности, позволяющей использовать их в передат-

чиках радиостанций. Однако в радиолиниях все еще использовались длинные и сверхдлинные волны.

В 1921 г. сотрудник Нижегородской радиолаборатории О. Лосев обнаружил, что контакт цинкита (ZnO) со стальной проволокой имеет отрицательное динамическое сопротивление. По существу, это был первый *туннельный диод*. Используя этот прибор, Лосев собрал приемник, названный им кристадином и имевший повышенную чувствительность. Однако его исследования не получили продолжения.

В конце 20-х — начале 30-х годов прошлого века радиолюбители обнаружили, что на коротких волнах (длина волны 10…50 м) удается установить связь на большие расстояния, используя передатчики небольшой мощности. С этого времени началась гонка за освоение все более высоких частот, которая продолжается и в настоящее время (рис. 1.1.1). За 100 лет верхняя рабочая частота систем связи увеличилась почти в миллион раз! Новый импульс эта гонка получила в конце 30-х годов, когда встала задача обнаружения быстролетящих самолетов. Началось развитие радиолокации.

Впервые возможность обнаружения объектов (кораблей) с помощью радиоволн была отмечена А. С. Поповым еще в 1895 г., когда он заметил ослабление сигнала, передаваемого одним кораблем другому при прохождении между ними третьего судна. Однако попыток реализовать это наблюдение сделано не было.

«Использование радиоволн для обнаружения удаленных металлических объектов» было продемонстрировано К. Холсмайером в 1904 г. (обнаружение судна в густом тумане), однако расстояние до судна не определялось. Первый импульсный радар (RAdio Detection And Ranging) был продемонстрирован

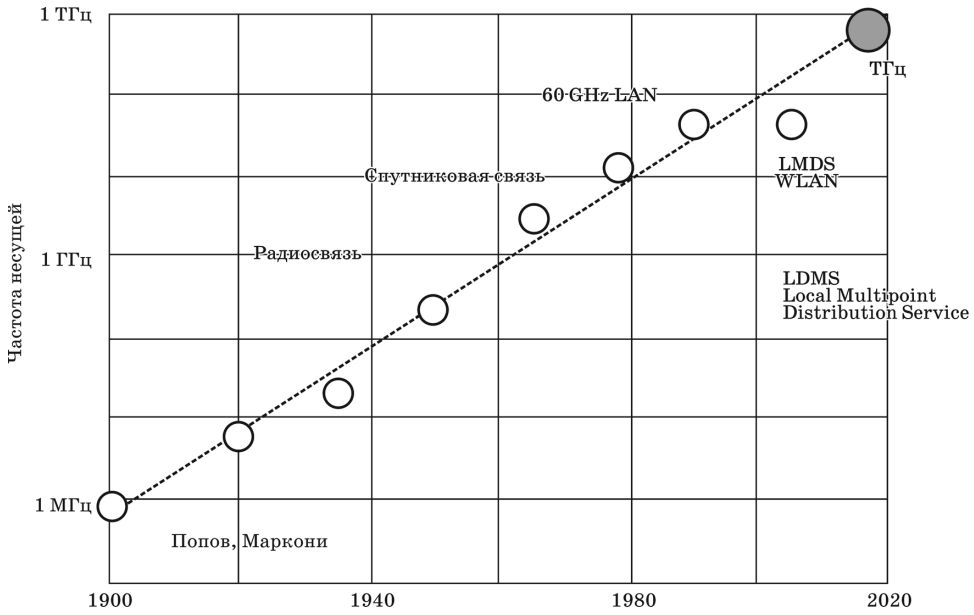


Рис. 1.1.1
Изменение верхней частоты систем связи

в США Робертом Пэйджем в 1934 г. Подобная система была разработана Рудольфом Кюнхольдом в Германии в 1935 г. и одновременно Робертом Уаттом в Великобритании. В 1943 г. Пэйдж существенно увеличил точность и помехозащищенность радаров, предложив моноимпульсную систему, которая используется до сих пор.

В СССР первый радиообнаружитель самолетов «Рапид» был создан в Ленинградском радиофизическом институте в 1934 г. под руководством А. И. Мержеевского. Он работал на длине волны 5 м и имел мощность передатчика около 200 Вт. В состав «Рапида» входили одна передающая и три приемные антенны. Он обнаруживал самолеты на расстоянии до 5 км. Первый импульсный радиолокатор был создан Ю. Б. Кобзаревым в ЛФТИ в 1938 г. Он позволил обнаруживать самолеты на расстояниях до 50 км при одновременном определении расстояния до цели.

Англичане первыми начали широкое использование радаров для защиты от нападений с воздуха. Изобретение магнетрона позволило им устанавливать радары на самолеты-истребители. «Битва за Англию» в 1940–1941 гг., когда Великобритания сражалась с Германией фактически в одиночку, во многом была выиграна за счет радаров. В дальнейшем в ходе Второй мировой войны радиолокационные станции (РЛС) широко использовались всеми воюющими сторонами на суше, в море и в воздухе. СССР в ходе войны получил 445 РЛС обнаружения и орудийной наводки по ленд-лизу.

После войны совершенствование РЛС продолжалось быстрыми темпами. Появились и новые области применения микроволн — радиоспектроскопия, радиоастрономия, бытовые и промышленные нагревательные установки, нагрев и диагностика плазмы в установках термоядерного синтеза, наземная и космическая связь с высокой скоростью передачи информации, системы обнаружения скрытых объектов, биология и медицина и многие другие.

При разработке первых РЛС конструкторы столкнулись с отсутствием достаточно мощных и высокочастотных источников энергии и малошумящих усилителей. Быстро стало понятно, что известные в то время электронные лампы не могут эффективно работать на сверхвысоких частотах (больше 300 МГц). Необходимо было разработать приборы, свободные от ограничений на междуэлектродные емкости и время пролета электронов в пространстве взаимодействия.

1.2. ВАКУУМНАЯ МИКРОВОЛНОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Изобретение братьями Р. и С. Вариан **пролетного клистрона** в Стенфордском университете в 1937 г. было первой ласточкой в этом направлении. Прибор позволял получать мощность до 10 Вт на частоте 1 ГГц. Большой вклад в развитие этих приборов внес Хансен, разработавший первые типы объемных резонаторов. В дальнейшем, уже после войны, клистроны были усовершенствованы, и сегодня они отдают мощность до нескольких десятков МВт в диапазоне частот от 1 до 30 ГГц.

Первый образец *магнетрона* с разрезным анодом был создан А. Халлом в 1920 г. Он же предложил и термин «магнетрон». Однако этот и последующие

образцы магнетронов с разрезным анодом не годились для практического применения.

Многорезонаторный магнетрон был изобретен Холманом в Берлине в 1935 г., однако немцы не оценили значение этого прибора. В 1939 г. Алексеев и Муляров в СССР разработали конструкцию многорезонаторного магнетрона с постоянной откачкой, способного генерировать мощность до 300 Вт на частоте 3 ГГц. В 1940 г. Дж. Рэндалл и Г. Бут в университете Бирмингема создали компактный многорезонаторный магнетрон, отдававший мощность в 100 раз больше, чем любой известный тогда источник микроволнового излучения. В сентябре 1940 г. Черчилль согласился на предложение Тизарда передать в США образец магнетрона в обмен на финансовую и промышленную помощь. В ходе миссии Тизарда образец магнетрона с выходной мощностью 6 кВт на частоте 3 ГГц был передан правительству США, где развернулось массовое производство этих приборов. Недостатком первых многорезонаторных магнетронов была нестабильность и «перескоки» частоты, однако в 1941 г. Рэндалл и Бут решили эту проблему, введя связки между резонаторами. Другие типы источников (клистроны), имеющиеся в США и Германии, имели в этом диапазоне в то время мощность не более 10 Вт.

Магнетроны стали основой радиолокационных станций Второй мировой войны. Однако в радиолокационных приемниках по-прежнему использовались кристаллические детекторы, так как предельная частота вакуумных диодов не превышала 400 МГц.

Быстрое развитие вакуумной микроволновой электроники в 1940–1950-х гг. характеризовалось как появлением новых типов приборов, так и быстрым совершенствованием параметров уже известных. Этот период можно назвать золотым веком вакуумной микроволновой электроники.

Лампа бегущей волны типа О — широкополосный малошумящий усилитель, которого так не хватало разработчикам радаров, — была изобретена в 1942 г. в лаборатории Британского адмиралтейства Р. Компфнером. Теория этого прибора была разработана Пирсом в 1950–1952 гг. в лаборатории Белл (США). Она позволила существенно улучшить параметры прибора.

Лампа обратной волны типа О — электрически перестраиваемый маломощный генератор, работающий в сантиметровом и миллиметровом диапазоне длин волн, — была впервые продемонстрирована Компфнером в 1951 г. На сегодняшний день это прибор, генерирующий рекордно высокую частоту вплоть до 1 ТГц.

В 1950-х годах были изобретены «родственники» магнетрона — **электронные приборы типа М**, также использующие скрещенные поля. В 1949 г. Д. Уилбор и Ф. Питерс (США) разработали митрон, в 1950 г. Варнеке во Франции создал ЛБВ типа М, затем в 1952 г. Эпштейн во Франции изобрел ЛОВ типа М, Браун (США) в том же году — платинотрон. Эти приборы существенно расширили возможности проектировщиков РЛС.

Мазеры на циклотронном резонансе были предложены в 1959 г. независимо Гапоновым-Греховым в СССР, Шнайдером и Пантеллом в Австралии. Первые работающие гиротроны были созданы в 1965 г. в Институте прикладной физики АН СССР. В настоящее время гиротроны позволяют получать мощности до

1 МВт в импульсном и сотни кВт в непрерывном режиме работы в миллиметровом диапазоне длин волн с КПД до 30…40% . Разработаны также гироклистроны и гиро-ЛБВ. В большинстве гирорезонансных приборов используются сверхпроводящие магниты, что резко увеличивает их массу и габариты.

В 1960-х гг. возникло новое направление — релятивистская микроволновая электроника, основанная на использовании электронов, движущихся с релятивистскими скоростями. Однако первые приборы этого типа имели слишком малый КПД и низкое качество сигнала, что делало невозможным их практическое использование.

Ситуация изменилась в 1980-х гг. после создания убитрона, лазера на свободных электронах (ЛСЭ), релятивистских ЛОВ-ЛБВ. Эти приборы (совместно с гиротронами) позволили заполнить так называемый «терагерцевый провал», генерируя на частотах 0,1…1 ТГц мощность от единиц мВт до десятков Вт.

К сожалению, ЛСЭ и релятивистские ЛОВ-ЛБВ — это, скорее, не приборы, а установки, занимающие вместе с ускорителем электронов большой производственный корпус. Их нельзя использовать на подвижных платформах. Поэтому задача создания мощных источников когерентного излучения в диапазоне 0,3…3 ГГц до сих пор не теряет своей актуальности.

1.3. ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ МИКРОВОЛНОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

В 1947 г. У. Шокли, Д. Бардин и У. Браттейн в лаборатории Белл создали первый **биполярный транзистор**. С этого момента началось быстрое развитие полупроводниковой электроники. Однако транзисторы Браттейна имели предельную частоту усиления, не превышающую нескольких МГц.

Требования микроминиатюризации радиоэлектронных средств и повышения их рабочей частоты обусловили рост числа разработок полупроводниковых приборов и схем на их основе.

Вначале это были диодные пассивные элементы, в частности, детекторные и смесительные диоды на барьере Шоттки, выполненные по новой технологии, а также варакторы и p–i–n-диоды. На их основе создавались элементы, преобразующие спектр сигналов: выпрямители, смесители и умножители частоты, а также переключатели, ограничители и фазовращатели. В этот период времени создание активных элементов для усиления и генерации микроволновых колебаний на транзисторной основе было невозможно ввиду технологических сложностей в изготовлении структур с микронными размерами активных областей. Более простым оказался путь создания активных (усилительных и генераторных) приборов на основе диодных структур, имеющих отрицательное динамическое сопротивление в микроволновом диапазоне. Одним из первых приборов, созданных для этих целей, был туннельный диод, созданный Л. Эсаки в Японии в 1957 г.

В 1958 г. У. Т. Рид показал, что диод, работающий в условиях лавинного пробоя, может иметь отрицательное динамическое сопротивление и, следовательно, может быть использован для генерации или усиления электромагнитных колебаний. В 1959 г. А. С. Тагер, А. И. Мельников и другие эксперимен-

тально обнаружили эффект генерации микроволнового излучения при лавинном пробое полупроводникового диода. Так был изобретен лавинно-пролетный диод (ЛПД, английская аббревиатура IMPATT — IMPact Avalanche and Transit Time). Генераторы на ЛПД позволили получить в сотни раз большую мощность, чем туннельные диоды.

В 1963 г. Дж. Ганн открыл эффект появления отрицательного динамического сопротивления в образцах GaAs, и началось создание приборов на основе диодных структур с отрицательной дифференциальной подвижностью (**диодов Ганна**). Другое название таких приборов — **приборы с междолинным переносом электронов**, что отражает физический принцип их работы. Многообещающие перспективы использования простых диодных арсенид-галлиевых структур привели к небывалому росту числа исследований и разработок в этой области во всем мире. Однако практика применения этих приборов выявила нестабильность работы, необходимость выдерживания жестких допусков на технологию изготовления, сложность схемных решений. Все это привело к снижению интереса к ним на фоне прогресса в создании микроволновых транзисторов. Тем не менее диоды Ганна и сегодня используются для генерации микроволновых колебаний, особенно в миллиметровом диапазоне длин волн. Перспективы продвижения в терагерцевый диапазон открываются для диодов Ганна на новых материалах, таких как GaN.

В начале 1970-х гг. благодаря прогрессу технологии производства полупроводниковых структур стало возможно создавать первые транзисторы в нижней части микроволнового диапазона. Однако экспоненциальный рост производства этих приборов и интегральных схем на их основе стал возможен с применением нового более дорогого материала — арсенида галлия вместо широко используемого дешевого кремния.

В конце 1970-х стали промышленно выпускаться микроволновые *полевые транзисторы с барьером Шоттки* (ПТШ). Английское название — MEtal-Semiconductor Field Effect Transistor (MESFET). История рождения и применения ПТШ — пример открытия, намного опередившего свое время. Изобретенный в 1930 г., он пережил второй рождение в 1970-х годах. Именно появление ПТШ позволило создавать усилители и генераторы микроволнового диапазона. Дальнейший прогресс в создании не только дискретных приборов, но и монолитных интегральных схем, был основан на применении гетероструктур AlGaAs. В 2000-х гг. успехи в технологии создания субмикронных гетероструктур на широкозонных полупроводниках позволили создавать приборы, работающие в верхней части микроволнового диапазона 100…200 ГГц. К таким материалам относятся карбид кремния SiC, нитрид галлия GaN, алмаз C. Важно отметить, что применение новых материалов и сокращение размеров активной области до размеров порядка 0,05…0,1 мкм привело к возможности получения вакуумного (баллистического) переноса носителей, подобного процессу переноса в вакуумных приборах. Появление полевых транзисторов с высокой подвижностью электронов в 2000-х гг. (HEMT — High Electron Mobility Transistor) позволило создавать приборы, работающие в верхней части микроволнового диапазона 100…200 ГГц, а использование новых широкозонных материалов (GaN, SiC) на порядок повысило выходную мощность полупроводни-

ковых усилителей и генераторов в микроволновом диапазоне. В настоящее время разработаны HEMT-транзисторы на основе GaN, способные отдавать мощность до 100 Вт в диапазоне частот до 6 ГГц (фирма Cree, США). На этих транзисторах можно разрабатывать усилители с выходной мощностью до нескольких кВт.

1.4. СРАВНИТЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ВАКУУМНЫХ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

В настоящее время в микроволновых устройствах и системах широко используются как вакуумные, так и полупроводниковые приборы. Оптимальный выбор того или иного прибора определяется, прежде всего, необходимой мощностью и частотой. На рисунке 1.4.1 показаны достигутые уровни мощности различных классов микроволновых приборов в зависимости от рабочей частоты. На рисунке обозначены GaN-HEMT — полевые транзисторы на GaN с высокой подвижностью электронов, Si-БТ — кремниевые биполярные транзисторы, PHEMT —псевдоморфный полевой транзистор с высокой подвижностью электронов, ДГ — диод Ганна, GaAs-MESFET — полевой транзистор на GaAs с барьером Шоттки, ЛБВ — лампа с бегущей волной. Как видно, вакуумные приборы (клистроны, ЛБВ, гиротроны) значительно (на несколько порядков) опережают полупроводниковые приборы как по максимальной выходной мощности, так и по максимальной рабочей частоте.

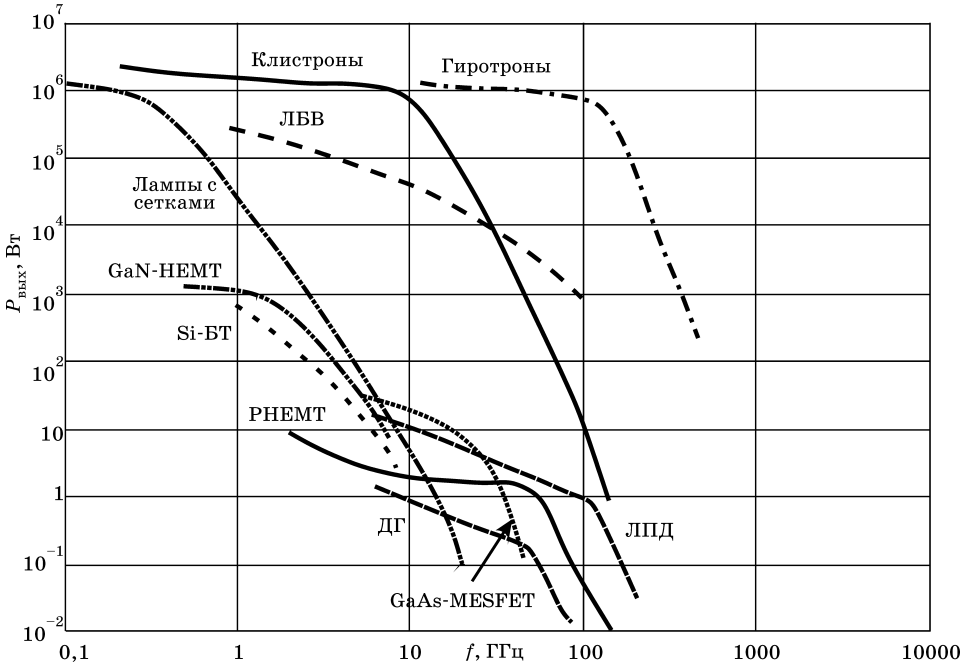


Рис. 1.4.1
Достигутый уровень мощности различных классов микроволновых приборов

Основные области применения вакуумных приборов — передатчики радиолокационных станций, передатчики высокоскоростных линий связи, системы питания ускорителей заряженных частиц, устройства нагрева плазмы в термоядерных реакторах, технологические микроволновые установки. Прогресс в области развития микроволновых полупроводниковых приборов связан, прежде всего, с бурным развитием РЛС с активными фазированными антенными решетками (АФАР) и систем мобильной связи.

В последнее время мощные транзисторы на основе GaN стали заменять вакуумные приборы в выходных каскадах передатчиков РЛС с активными фазированными антенными решетками (АФАР), так как от таких передатчиков не требуется большая мощность — она получается сложением мощностей сотен и даже тысяч отдельных излучателей в радиолуче.

1.5. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ МИКРОВОЛНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

В настоящее время развитие микроволновой электроники происходит по нескольким направлениям. Продолжается борьба за освоение все более высоких частот — терагерцевого диапазона. Здесь поставлена задача разработки малогабаритных мощных источников когерентного излучения, которая решается путем продвижения «классических» приборов — клистронов, ЛБВ, ламп с индуктивным выходом — в область более высоких частот, что требует использования совершенно новых конструкторских решений и технологий изготовления. Совершенствуются параметры новых типов приборов — гиротронов, оротронов — как в области увеличения рабочей частоты и мощности, так и в увеличении КПД, надежности, качества спектра колебаний.

На низком уровне мощности та же задача решается с помощью твердотельных приборов — резонансных туннельных диодов, диодов Ганна на GaN. Со стороны оптического диапазона наибольшие достижения в уменьшении рабочей частоты связаны с разработкой квантовых каскадных лазеров.

Области преимущественного применения вакуумных и твердотельных микроволновых приборов показаны на рисунке 1.4.1, где по оси абсцисс отложена частота, а по оси ординат — средняя мощность приборов. По мере развития микроволновой электроники кривые, характеризующие достигнутый уровень в вакуумной и твердотельной электронике, сдвигаются вверх и вправо. Одновременно улучшаются параметры существующих приборов — их КПД, срок службы, радиационная стойкость, шумовые свойства. Быстро происходят микроминиатюризация микроволновой аппаратуры, разработка групповых технологий изготовления как отдельных приборов, так и устройств на их основе — приемо-передающих модулей, фазовращателей, защитных устройств. При этом снижается трудоемкость изготовления приборов и устройств и их стоимость.

ГЛАВА 2 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПЕРЕМЕННЫМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

2.1. ИНДИВИДУАЛЬНОЕ И КОЛЛЕКТИВНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Индивидуальное излучение. Как отмечено во Введении, принцип действия любого электронного прибора основан на использовании взаимодействия между заряженными частицами (ЗЧ) и высокочастотным электромагнитным полем, сопровождающегося обменом энергией между ними. В вакуумных электронных приборах в качестве ЗЧ используют электроны, в полупроводниковых — свободные электроны и дырки. В дальнейшем вместо термина «заряженная частица» часто будет употребляться слово «электрон».

Рассмотрим процессы излучения электромагнитной энергии одной заряженной частицей. Из электродинамики известно, что если ЗЧ движется в инерциальной системе координат прямолинейно и равномерно, она не излучает. Однако если она движется в электрическом поле с замедлением, ее кинетическая энергия уменьшается. Избыток энергии излучается в виде квантов электромагнитного излучения (фотонов). Этот процесс называют *тормозным излучением*. Мощность излучения определяется формулой

$$P = \frac{2q^2a^2}{3c^3\varepsilon_0}, \qquad (2.1.1)$$

где q — заряд частицы; a — ее замедление. При ускорении частица забирает эту мощность от электромагнитного поля, поглощая фотоны.

Другой механизм излучения реализуется при движении ЗЧ вблизи идеально проводящей поверхности. Рассмотрим, например, электрон, движущийся перпендикулярно к поверхности (рис. 2.1.1). В данный момент времени он образует вместе со своим зеркальным изображением диполь с электрическим моментом $p = 2ql$, где l — расстояние до поверхности. С течением времени рас-

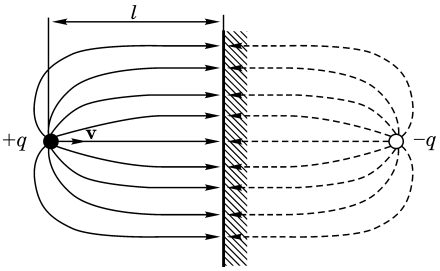


Рис. 2.1.1
К анализу переходного излучения

стояние l изменяется, что приводит к изменению электрического момента. Диполь с переменным моментом — это излучатель, мощность излучения которого, в соответствии с классической электродинамикой, выражается формулой

$$P = \frac{32e^2v^2}{3\varepsilon_0 c^3}\delta(t_0), \qquad (2.1.2)$$

где v — скорость электрона; t_0 — момент столкновения с поверхностью. Этот процесс называют *переходным излучением*. Как видно, это короткий импульс, возникающий в момент удара электрона о поверхность («схлопывания» диполя). Отметим разницу между двумя рассмотренными типами излучения. Если мощность тормозного излучения пропорциональна квадрату ускорения, то мощность переходного излучения пропорциональна квадрату скорости. Полная энергия переходного излучения определяется интегрированием выражения (2.1.2) по времени и равна

$$W = \frac{32e^2v^2}{3\varepsilon_0 c^3}.$$

Тормозное и переходное излучения используются в приборах с электростатическим управлением, приборах клистронного типа и большинстве полупроводниковых приборов.

Излучение возникает и при равномерном движении ЗЧ со скоростью, превышающей скорость света в данной среде. Это так называемое *излучение Вавилова — Черенкова*, или *черенковское излучение*. Рассмотрим электрон, движущийся с постоянной скоростью v в среде с показателем преломления n_m в направлении оси z. Движущийся электрон создает ток с плотностью

$$j_z = ev\delta(x)\delta(y)\delta(z - vt). \qquad (2.1.3)$$

Применив к (2.1.3) интегральное преобразование Фурье, получим

$$j_z(\omega) = \frac{e}{\pi}\delta(x)\delta(y)\mathrm{e}^{-i\beta_e z},$$

где $\beta_e = \omega/v$ — «электронная» постоянная фазы. Записанное выражение описывает волну тока, распространяющуюся вдоль оси z. Эта волна возбуждает в окружающем пространстве электромагнитную волну, распространяющуюся со скоростью света в данной среде $u = c/n_m$. В цилиндрической системе координат ρ, φ, z волновой вектор этой волны имеет вследствие аксиальной симметрии задачи две составляющих:

$$k_z = \beta_e \quad \text{и} \quad k_\rho = \sqrt{k^2 - \beta_e^2} = \beta_e\sqrt{(v/u)^2 - 1}.$$

Если $v/u > 1$, радиальное волновое число k_ρ действительно и от траектории движения электрона расходится коническая волна (рис. 2.1.2), волновой вектор которой образует с осью z угол θ, определяемый выражением

$$\cos\theta = \frac{\beta_e}{\sqrt{k_\rho^2 + k_z^2}} = \frac{u}{v}.$$

Если $v/u < 1$, k_ρ — мнимая величина и излучение в радиальном направлении отсутствует. Энергию, излученную за промежуток времени (t_1, t_2), можно вычислить по формуле

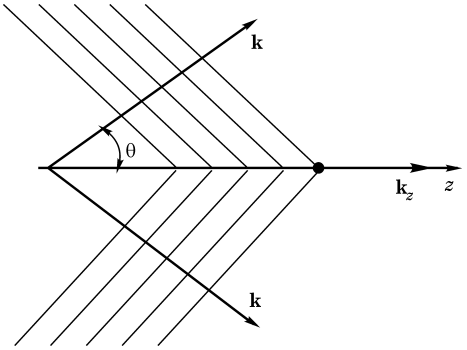


Рис. 2.1.2
Излучение Вавилова — Черенкова

$$W = \int_V dV \int_{t_1}^{t_2} j_z E_z dt,$$

где E_z — продольная составляющая электрического поля волны; V — объем, занятый током. Энергия излучения в полосе частот $\Delta\omega$ с единицы длины пути частицы определяется выражением

$$\Delta W = \frac{q^2}{4\pi\varepsilon c^2}\left(1 - \frac{u^2}{v^2}\right)\omega\Delta\omega.$$

Аналогичный эффект возникает при движении ЗЧ вблизи периодической структуры. В этом случае волна тока возбуждает в окружающем пространстве поле, которое можно представить в виде разложения по пространственным гармоникам:

$$k_{zn} = \frac{\omega}{v} + \frac{2\pi n}{D}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots,$$

где D — период структуры. Введя угол $\theta_n = \arccos(k_{zn}/k)$, найдем, что если этот угол принимает действительные значения, наблюдается излучение на n-й пространственной гармонике, называемое *излучением Смита — Парсела*, или *варотронным*. Черенковское излучение используется в приборах типа лампы бегущей волны, а излучение Смита — Парсела — в лампах обратной волны.

Отметим, что наличие среды, в которой или вблизи которой движется заряженная частица, является необходимым условием существования черенковского или варотронного излучения. Поэтому эти излучения можно рассматривать как излучения среды, в которой под действием пролетающей частицы возникают движения собственных заряженных частиц. Наконец, еще один вид индивидуального излучения ЗЧ — *осцилляторное излучение*, возникающее, когда частица совершает периодическое движение — колебание и вращение. Его можно рассматривать как разновидность тормозного излучения, поскольку частица при периодическом движении испытывает ускорения. Рассмотрим

электрон, колеблющийся вдоль оси z со скоростью v и одновременно двигающийся в плоскости, перпендикулярной этой оси, со скоростью $v_\perp$. Такой электрон можно рассматривать как осциллятор, колеблющийся с частотой ω_0, излучение которого происходит за счет изменения его полной энергии, складывающейся из энергии продольного и поперечного движения. При этом излучение происходит с частотой

$$\omega(\theta) = \frac{\omega_0}{|1-(v_z/u)\cos\theta|}, \qquad (2.1.4)$$

зависящей от угла между осью z и прямой, направленной от точки наблюдения к электрону. Эту зависимость называют *эффектом Доплера*. Нормальный эффект Доплера наблюдается, когда $(v_z/u)\cos\theta < 1$. Излучение при этом происходит за счет уменьшения энергии поперечного движения частицы. При аномальном эффекте Доплера $(v_z/u)\cos\theta > 1$. Осциллятор в этом случае увеличивает энергию поперечного движения. Энергия излучения и добавка к энергии поперечного движения черпаются из энергии продольного движения частицы. Отметим, что при малой величине знаменателя в (2.1.4), частота излучения может во много раз превосходить частоту осциллятора, что важно для создания генераторов миллиметрового и субмиллиметрового поддиапазонов, а также оптического и рентгеновского диапазонов.

Нормальный эффект Доплера используется в мазерах на циклотронном резонансе (МЦР), аномальный — в лазерах на свободных электронах (ЛСЭ).

Всякое излучение формируется в некоторой области (зоне формирования), отличающейся когерентным сложением излучений от отдельных точек. Излучение Вавилова — Черенкова имеет бесконечно протяженную зону формирования. Переходное, тормозное и осцилляторное излучения характеризуются конечной зоной формирования, которая ограничена точками, излучение из которых имеет сдвиг по фазе, равный π радиан. Длина зоны формирования l_p максимальна для излучения, направленного вдоль траектории частицы:

$$l_p = \gamma^2\lambda,$$

где λ — длина волны излучения; γ — релятивистский фактор, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$.

Проведенный анализ индивидуального излучения ЗЧ не учитывает обратного действия поля на частицу и поэтому может рассматриваться только как приближенный.

Коллективное излучение. Излучение одной заряженной частицы слишком слабо, чтобы его можно было использовать в практических целях. Для увеличения интенсивности излучения необходимо использовать множество индивидуальных излучателей, или как говорят, ансамбль частиц. В зависимости от численности этого ансамбля, его плотности и размеров могут наблюдаться различные типы взаимодействия между отдельными частицами.

Рассмотрим для конкретности ансамбль частиц, часть которых имеет энергию W_1, а другая часть — W_2, причем $W_1 > W_2$. Как говорят, частицы расположены на двух энергетических уровнях — верхнем и нижнем. При переходе с верхнего уровня на нижний частица излучает квант излучения, при обратном переходе — поглощает его. Обозначим время жизни частицы на верхнем

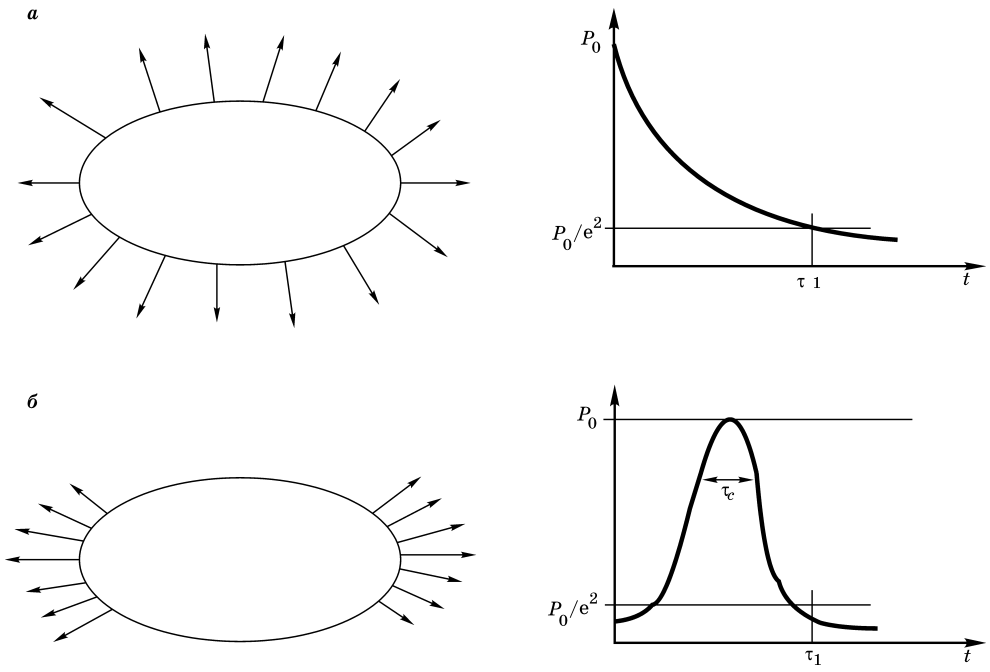


Рис. 2.1.3
Спонтанное излучение (*а*) и сверхизлучение Дике (*б*)

уровне τ_1. При *спонтанном излучении* частицы переходят на нижний уровень независимо друг от друга. Поэтому мощность излучения пропорциональна числу частиц N: $P = N\hbar\omega_0/\tau_1$, где $\hbar\omega_0$ — энергия кванта. Излучение в данном случае не когерентно, так как каждая частица излучает в своей фазе, и распределено равномерно по всем направлениям (рис. 2.1.3*а*). Такие же спонтанные переходы происходят с нижнего уровня на верхний с поглощением энергии поля.

По мере увеличения концентрации частиц между излучателями возникает самопроизвольная корреляция за счет обмена квантами. Если время установления корреляции $\tau_c < \tau_1$, ансамбль может перейти на нижний уровень за время $\tau_c \sim N^{-1}$. В результате мощность излучения

$$P = N\hbar\omega_0/\tau_c \sim N^2\hbar\omega_0$$

оказывается пропорциональной квадрату числа частиц. Кроме того, изменяется пространственное распределение излучения (рис. 2.1.3*б*) и оно становится когерентным. Таким образом, интенсивность излучения резко возрастает. Это явление называют *сверхизлучением Дике*. Оно используется для создания сверхмощных импульсов микроволнового излучения.

Индуцированное излучение характеризуется тем, что под действием внешнего излучения осцилляторы излучают в одинаковых фазах (происходит фази-

ровка осцилляторов). Таким внешним излучением может стать и излучение самих частиц, если оно не уходит в пространство, а собирается в конечном объеме (резонаторе или линии передачи), содержащем ансамбль частиц. Для возникновения индуцированного излучения требуется, в числе прочих условий, чтобы максимальный размер ансамбля не превышал половину длины волны излучения. Индуцированное излучение используется в большинстве микроволновых электронных приборов. Для его реализации необходимо создать ансамбль ЗЧ небольшой протяженности (осуществить пространственную группировку) и (или) обеспечить фазировку отдельных осцилляторов (фазовую группировку). Различные типы электронных приборов отличаются типами индивидуального излучения частиц и используемыми механизмами их фазировки и группировки.

2.2. МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ МИКРОВОЛНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Огромное количество заряженных частиц, используемых для усиления или генерации микроволнового излучения, можно рассматривать как непрерывную заряженную среду. Предел отношения числа частиц данного сорта ΔN, содержащихся в объеме ΔV, к этому объему при стремлении последнего к нулю называют *концентрацией частиц* $n = \lim\limits_{\Delta V \to 0} (\Delta N / \Delta V)$. Под физически бесконечно малым объемом в этом и ему подобных выражениях необходимо понимать объем, достаточно малый по сравнению с характерными размерами задачи. В то же время он должен быть достаточно велик для того, чтобы в нем содержалось количество частиц, достаточное, чтобы статистическими флуктуациями их числа можно было бы пренебречь.

Плотность заряда определяют аналогичным выражением:

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \lim_{\Delta V \to 0} (\Delta Q / \Delta V).$$

Заряд ΔQ, содержащийся в объеме ΔV, определяется формулой $\Delta Q = q \Delta N$, где q — заряд частицы. Отсюда следует, что

$$\rho(\mathbf{r}, t) = qn(\mathbf{r}, t). \qquad (2.2.1)$$

Предположим, что все частицы в объеме ΔV обладают одинаковой скоростью $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$. Такое допущение называют *гидродинамическим приближением*. Заряд, переносимый через элемент площади $\Delta \mathbf{S}$, ориентированный под углом к вектору скорости частицы:

$$\delta Q = \rho \Delta \mathbf{S} \cdot \mathbf{v} \delta t.$$

Отсюда ток, проходящий через элемент поверхности $\Delta I = \delta Q / \delta t = \rho \mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{S}$, а плотность тока $\mathbf{J} = \rho \mathbf{v}$. Этот ток называют *конвекционным*, так как он обусловлен движением (конвекцией) заряженных частиц.

Заряженные частицы в электронных приборах излучают и поглощают фотоны. Совокупность большого числа фотонов можно рассматривать как непре-

рывную субстанцию — электромагнитное поле. В таком приближении электромагнитное поле описывается законами классической электродинамики, т. е. уравнениями Максвелла:

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J}; \tag{2.2.2}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0; \tag{2.2.3}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho; \tag{2.2.4}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \tag{2.2.5}$$

Из уравнений (2.2.2) и (2.2.4) видно, что источниками электромагнитного поля являются электрические токи и заряды, т. е. совокупность заряженных частиц.

Вычислив дивергенцию левой и правой части уравнения (2.2.2) и подставив в результат уравнение (2.2.4), получим *уравнение непрерывности*

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0. \tag{2.2.6}$$

Проинтегрировав это уравнение по произвольному объему V, ограниченному поверхностью S, найдем

$$\frac{dQ}{dt} + I = 0, \tag{2.2.7}$$

где $Q = \int_V \rho dV$ — электрический заряд, содержащийся в объеме V; $I = \oint_S \mathbf{J} d\mathbf{S}$ — электрический ток, протекающий через поверхность S. Таким образом, уравнение (2.2.7) есть закон сохранения заряда, который содержится в уравнениях Максвелла (2.2.2)–(2.2.5).

Максвелл назвал второй член в левой части уравнения (2.2.2) *плотностью тока смещения* $\mathbf{J}_d = \partial \mathbf{D}/\partial t$. Используя это обозначение, уравнение (2.2.2) можно переписать следующим образом:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_d + \mathbf{J} = \mathbf{J}_{tot},$$

где $\mathbf{J}_{tot}$ — плотность полного тока, равного сумме плотности тока смещения и плотности конвекционного тока. Вычислив дивергенцию обеих частей этого уравнения, получим

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_{tot} = 0. \tag{2.2.8}$$

Это равенство называют *законом полного тока*. Оно утверждает, что у плотности полного тока нет источников, т. е. линии полного тока либо замкнуты, либо начинаются в бесконечности и уходят в бесконечность.

2.3. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

2.3.1. ДВИЖЕНИЕ ОДИНОЧНОЙ ЧАСТИЦЫ В ВАКУУМЕ

Движение заряженной частицы в вакууме определяется уравнением

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \tag{2.3.1}$$

где $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ — импульс частицы; q, m, $\mathbf{v}$ — ее заряд, масса и скорость. В правой части уравнения стоит сила, с которой поле действует на ЗЧ (сила Лоренца). Сила Лоренца создается полным полем, действующим на частицу. Это поле является суммой внешнего по отношению к данной частице электромагнитного поля и поля, создаваемого самими частицами. Суммарное поле, воздействуя на частицы, изменяет их положения и скорости, что приводит к изменению поля, излучаемого этими частицами. Таким образом, в электронике необходимо решать так называемую *самосогласованную задачу*, учитывая взаимное влияние поля и заряженных частиц.

В соответствии с теорией относительности масса частицы

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, \tag{2.3.2}$$

где m_0 — масса покоя частицы; v — ее скорость в инерциальной системе отсчета; $c = 2{,}998 \cdot 10^8$ м/с — скорость света в вакууме. Релятивистское увеличение массы электронов играет существенную роль в мощных и сверхмощных микроволновых приборах, работающих при высоких ускоряющих напряжениях (более 30 кВ).

Найдем работу, совершаемую электромагнитным полем при перемещении частицы на расстояние $d\mathbf{l}$:

$$dA = \mathbf{F}d\mathbf{l} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v}dt = q\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}dt.$$

Как видно, магнитное поле не производит работу над частицей. Мощность взаимодействия частицы с электромагнитным полем

$$P = dA/dt = q\mathbf{E} \cdot \mathbf{v} \tag{2.3.3}$$

может быть как положительной (поле отдает часть своей энергии частице), так и отрицательной (частица отдает энергию полю). Именно последний эффект используется в микроволновых электронных приборах.

Пусть в малом объеме ΔV находится заряд $\Delta q = \rho \Delta V$. Мощность взаимодействия этого заряда с электромагнитным полем

$$\Delta P = \rho \Delta V \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}.$$

Разделив левую и правую части этого равенства на ΔV, найдем удельную мощность взаимодействия тока с электромагнитным полем:

$$p_{\text{вз}} = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}. \tag{2.3.4}$$

Помножим уравнение (2.3.1) скалярно на v. Пренебрегая релятивистской зависимостью массы от скорости, запишем

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt}\cdot\mathbf{v} = q\mathbf{E}\cdot\mathbf{v} + q(\mathbf{v}\times\mathbf{B})\cdot\mathbf{v}.$$

Второй член в правой части этого выражения равен нулю, так как два вектора в векторно-скалярном произведении имеют одинаковые направления. После несложных преобразований оставшихся членов получим

$$\frac{d}{dt}(W_k + W_p) = 0, \qquad (2.3.5)$$

где $W_k = mv^2/2$ — кинетическая энергия частицы; $W_p = qU$ — ее потенциальная энергия; $U = -\mathbf{E}\cdot\mathbf{r}$ — потенциал поля в месте нахождения частицы. Уравнение (2.3.5) выражает *закон сохранения энергии* заряженной частицы, движущейся в электромагнитном поле. Закон сохранения энергии позволяет определить скорость частицы, движущейся в электростатическом поле. Пусть начальная скорость частицы равна нулю, а электростатический потенциал в месте нахождения частицы равен Φ_1. Под действием электрического поля частица начинает двигаться и через некоторое время попадает в точку, где потенциал равен Φ_2. Изменение потенциальной энергии частицы на этом пути $\Delta W_p = q(\Phi_1 - \Phi_2) = qU$, где $U = \Phi_1 - \Phi_2$ — разность потенциалов (напряжение) между начальной и конечной точками. Из закона сохранения энергии (2.3.5) следует, что на эту же величину (с обратным знаком) должна измениться кинетическая энергия частицы. Поскольку в начальной точке кинетическая энергия частицы равна нулю, получим уравнение для определения скорости частицы с учетом релятивистской поправки

$$\frac{m_0}{2\sqrt{1 - v^2/c^2}}v^2 = qU.$$

Решив это биквадратное уравнение, получим

$$v = \sqrt{2\frac{qU}{m_0}}\left(\frac{\gamma+1}{2\gamma^2}\right)^{1/2}, \qquad (2.3.6)$$

где $\gamma = 1 + |q\Phi|/(m_0c^2)$ — релятивистский фактор. Для электронов ($q = -e$, $m_0 = m_e$)

$$v = 5{,}95\cdot10^7\sqrt{U}[(\gamma+1)/(2\gamma^2)]^{1/2},\ \ \gamma = 1 + 1{,}96\cdot10^{-6}U, \qquad (2.3.7)$$

где напряжение U подставляется в вольтах.

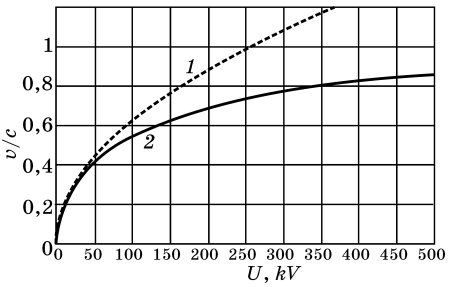


Рис. 2.3.1
Зависимость скорости электрона от ускоряющего напряжения:
1 — без релятивистской поправки; *2* — с поправкой.

Зависимость скорости электрона от ускоряющего напряжения показана на рисунке 2.3.1. Как видно, релятивистская поправка становится существенной при ускоряющих напряжениях больше 25 кВ.

При совместном решении уравнений Максвелла и уравнения движения необходимо учитывать, что уравнения Максвелла записаны в так называемых *переменных Эйлера*, в которых координаты и время являются независимыми переменными. Уравнение движения (2.3.1) записано в *переменных Лагранжа*, т. е. для конкретной частицы, координаты которой зависят от времени. Для перехода от переменных Лагранжа к переменным Эйлера необходимо рассматривать $\mathbf{p}(\mathbf{r}, t)$ как сложную функцию времени:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{p}. \qquad (2.3.8)$$

2.3.2. ДВИЖЕНИЕ АНСАМБЛЯ ЧАСТИЦ В ВАКУУМЕ

Во многих случаях необходимо учитывать, что находящиеся в данном элементе объема в данный момент времени частицы имеют различные скорости (импульсы). Рассмотрим движение совокупности таких частиц (ансамбля). Если рассматриваются частицы только одного сорта, для них вводят *одночастичную функцию распределения* $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$. Эта функция определяет число частиц, находящихся в элементе шестимерного фазового пространства $dn(t) = f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)dVdP$ в момент времени t. Элемент фазового пространства определяется объемом пространства $dV(\mathbf{r})$, расположенным вокруг точки с радиус-вектором $\boldsymbol{r}$ и объемом пространства импульсов $dP(\mathbf{p})$, содержащего частицы со импульсами, близкими к импульсу $\boldsymbol{p}$. Очевидно, что интеграл от функции распределения по всем возможным импульсам должен быть равен числу частиц в единице объема, т. е. их концентрации:

$$\int_P f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)dP = n(\mathbf{r}, t).$$

Плотности заряда и тока, соответственно, определяются выражениями:

$$\rho(\mathbf{r}, t) = q\int_P f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)dP; \qquad (2.3.9)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \frac{q}{m}\int_P \mathbf{p} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)dP. \qquad (2.3.10)$$

В качестве примера приведем так называемую *максвелловскую функцию распределения*, которой в ряде практически важных случаев соответствует *распределение электронов по скоростям* в электронном потоке вакуумных приборов с учетом теплового разброса скоростей:

$$f(v) = n\left(\frac{m}{2\pi k T_e}\right)^{3/2} \mathrm{e}^{-\frac{mv^2}{kT_e}}, \qquad (2.3.11)$$

где T_e — так называемая электронная температура, характеризующая среднюю энергию теплового движения электронов.

Сформулируем уравнение движения (переноса) для ансамбля частиц одного сорта в вакууме. Для этого используем теорему Лиувилля, которая утверж-

дает, что функция распределения остается постоянной вдоль любой траектории в фазовом пространстве, т. е.

$$\frac{df(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{dt}=0. \tag{2.3.12}$$

Используя правило нахождения производной от функции многих переменных, перепишем (2.3.12) в виде:

$$\frac{df(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{dt}=\frac{\partial f}{\partial t}+\frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}}\frac{d\mathbf{r}}{dt}+\frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}}\frac{d\mathbf{p}}{dt}=0. \tag{2.3.13}$$

Перепишем уравнение (2.3.13), принимая во внимание соотношения

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt}=\mathbf{v},\quad \frac{d\mathbf{p}}{dt}=\mathbf{F},$$

где $\mathbf{v}$ — скорость частиц в элементе фазового объема; $\mathbf{F}$ — внешняя сила, действующая на эти частицы. В результате получим

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\mathbf{v}\cdot\nabla_r f+\mathbf{F}\cdot\nabla_p f=0, \tag{2.3.14}$$

где индексами r и p отмечены операторы, действующие на координаты и проекции импульса соответственно.

Если к полю сил $\mathbf{F}$ добавить силу воздействия самосогласованного поля, зависящего от функции распределения, получим *уравнение Власова*, описывающее движение частиц в поле, равном сумме внешнего поля и поля, создаваемого самими частицами. Такой подход используется в вакуумных приборах для анализа движения частиц при наличии теплового разброса скоростей в электронном потоке.

Члены уравнения (2.3.14) имеют простой физический смысл. Изменение функции распределения во времени $\partial f/\partial t$ происходит за счет ухода частиц из элемента объема $\mathbf{v}\cdot\nabla_{\mathbf{r}} f$ (при наличии пространственного градиента в распределении частиц) и изменения импульса под действием внешней силы $\mathbf{F}\cdot\nabla_p f$. Если в пространстве присутствуют несколько сортов частиц, уравнение Больцмана надо записывать для частиц каждого сорта.

2.3.3. ДВИЖЕНИЕ АНСАМБЛЯ ЧАСТИЦ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

В отличие от движения частиц в вакууме, при анализе процессов переноса в твердом теле необходимо учитывать процессы рассеяния, рекомбинации и генерации частиц. Учет этих явлений обеспечивается введением в правую часть (2.3.14) так называемого столкновительного члена $(\partial f/\partial t)_c$:

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\mathbf{v}\cdot\nabla_r f+\mathbf{F}\cdot\nabla_p f=\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c. \tag{2.3.15}$$

Это уравнение называют *кинетическим уравнением Больцмана*.

Использование уравнения Больцмана для анализа взаимодействия потока заряженных частиц и поля — достаточно сложная задача. На практике важно иметь уравнения, связывающие интегральные параметры процесса, такие как средняя скорость дрейфа, плотность тока, средняя энергия. Для получения таких уравнений проведем преобразование уравнения (2.3.15). Проинтегрировав его по пространству импульсов, получим *закон сохранения числа частиц*:

$$\partial n/\partial t + \nabla(n\mathbf{v}_d) = 0, \qquad (2.3.16)$$

где $\mathbf{v}_d = \mu\mathbf{E}$ — дрейфовая скорость частицы, т. е. средняя скорость ее движения под действием электрического поля; μ — подвижность частиц, которая также может быть функцией напряженности электрического поля.

Используя приближение времени релаксации (см. Приложение П1), а также учитывая процессы генерации и рекомбинации носителей заряда, получим обобщенное *уравнение сохранения числа частиц*:

$$\partial n/\partial t + \nabla(n\mathbf{v}_d) = G - R, \qquad (2.3.17)$$

где n — концентрация заряженных частиц; $\mathbf{v}_d$ — скорость их дрейфа; G — скорость генерации частиц; R — скорость их рекомбинации.

Умножение (2.3.15) на $\mathbf{v}_d$ с последующим интегрированием по пространству скоростей дает уравнение переноса, или *уравнение сохранения потока импульса частиц* $\mathbf{P} = nm\mathbf{v}_d$:

$$\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} + \nabla \cdot \hat{\mathbf{p}} - nq(\mathbf{E} + \mathbf{v}_d \times \mathbf{B}) = n\mathbf{F}_{ir}, \qquad (2.3.18)$$

где $\mathbf{p} = mn\mathbf{v}_d$ — удельный импульс; $\hat{\mathbf{p}} = \overline{\mathbf{p}\mathbf{v}_d}$ — тензор (диада) потока импульса; $\nabla \cdot \hat{\mathbf{p}}$ — пространственная расходимость потока импульса; $n\mathbf{F}_{ir}$ — эффективная сила внутреннего трения, отражающая изменение импульса за счет актов рассеяния. *Тензор давления* (или напряжений) $\hat{P}$ представляет собой тензор второго ранга (диаду) и определяется следующим образом. Если $d\mathbf{S}$ — ориентированный элемент площади поверхности, то $\hat{P} \cdot d\mathbf{S}$ определяет поверхностную силу, действующую со стороны частиц, находящихся в направлении ориентации вектора $d\mathbf{S}$, на частицы, расположенные с противоположной стороны элемента поверхности.

Умножение уравнения (2.3.15) на v^2 и интегрирование по всему пространству скоростей дает *уравнение сохранения энергии*:

$$\partial(nW)/\partial t + \nabla \mathrm{q} \cdot \mathbf{p} - \mathbf{jE} = nQ, \qquad (2.3.19)$$

где $W = mv_d^2/2 + 3kT_e/2$ — полная энергия частицы, складывающаяся из энергии направленного дрейфа частицы $mv_d^2/2$ и тепловой энергии $3kT_e/2$; $\nabla\mathbf{q}$ — пространственная расходимость потока энергии $\mathbf{q} = W\mathbf{v}_d$; $\mathbf{jE}$ — джоулево тепло; Q — изменение энергии за счет процессов рассеяния.

Полученные уравнения получили названия *уравнений сохранения*. Они позволяют найти искомые интегральные параметры при движении носителей в той или иной среде. Параметры сред скрыты в этих уравнениях в их правых частях G, R, $\mathbf{F}_{ir}$, Q, отражающих специфику актов рассеяния. Нахождение явной функциональной зависимости этих величин от параметров материала и режима работы представляет собой сложную задачу. В следующем параграфе

будут рассмотрены приближенные решения этих уравнений с использованием параметров среды, в которой идет транспорт носителей заряда, и приближения времени релаксации для описания процессов рассеяния.

Во многих современных приборах наноэлектроники размеры области взаимодействия частиц с электромагнитным полем настолько малы, что необходимо учитывать квантовые свойства заряженных частиц. В этих случаях вводят волновую функцию распределения вероятности частицы $\Psi(\mathbf{r}, t)$, удовлетворяющую уравнению Шредингера. В нерелятивистском приближении это уравнение имеет вид

$$i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}+\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi-U(\mathbf{r},t)\Psi=0, \qquad (2.3.20)$$

где $U(\mathbf{r}, t)$ — внешняя по отношению к частице потенциальная энергия поля в точке $\mathbf{r}$. Квадрат модуля функции Ψ определяет вероятность нахождения частицы в данном месте в данный момент времени.

2.4. ПАРАМЕТРЫ СРЕДЫ И ПРОЦЕССЫ РЕЛАКСАЦИИ

Процессы усиления или генерации электромагнитного поля происходят в материальной среде, заполняющей пространство взаимодействия. Заряженные частицы, находящиеся в этом пространстве, можно разделить на два типа — связанные и свободные. Свободные частицы не связаны с атомами и могут перемещаться на макроскопические расстояния. Связанные частицы входят в состав атомов, ионов или молекул, заполняющих пространство взаимодействия. Их положение локализовано в пространстве, однако они могут смещаться относительно своих положений равновесия под действием поля, что приводит к поляризации и намагничиванию среды. Эти процессы учитываются материальными уравнениями, связывающими напряженности поля с индукциями.

В вакууме индукции пропорциональны напряженностям поля:

$$\mathbf{D}=\varepsilon_0\mathbf{E};\quad \mathbf{B}=\mu_0\mathbf{H}. \qquad (2.4.1)$$

Значения коэффициентов пропорциональности — диэлектрической постоянной ε_0 и магнитной постоянной μ_0 зависят от выбранной системы единиц. В гауссовой системе единиц, в частности, $\varepsilon_0=\mu_0=1$, т. е. различие между напряженностями поля и индукциями отсутствует. В системе единиц СИ $\varepsilon_0=10^7/(4\pi c^2)\simeq 8{,}86\cdot10^{-12}$ А·с/(В·м), $\mu_0=4\pi\cdot10^{-7}\approx 1{,}256\cdot10^{-6}$ В·с/(А·м).

В материальной среде уравнения (2.4.1) видоизменяются, учитывая процессы поляризации и намагничивания:

$$\mathbf{D}=\varepsilon_0\mathbf{E}+\mathbf{P}=\varepsilon_0\varepsilon_r\mathbf{E};\quad \mathbf{B}=\mu_0(\mathbf{H}+\mathbf{M})=\mu_0\mu_r\mathbf{H}, \qquad (2.4.2)$$

где $\mathbf{P}=\varepsilon_0\kappa\mathbf{E}$ — вектор поляризации среды; $\mathbf{M}=\chi\mathbf{H}$ — вектор намагниченности; κ и χ — диэлектрическая и магнитная восприимчивости. Таким образом, в уравнениях Максвелла связанные заряды и токи учитываются введением векторов $\mathbf{D}$ и $\mathbf{B}$, так что в правых частях этих уравнений фигурируют только свободные токи и заряды.

При движении в среде, заполняющей пространство взаимодействия, свободные ЗЧ могут сталкиваться с находящимися там атомами и ионами вещества. Этот процесс характеризуется длиной свободного пробега, т. е. средней длиной пути частицы между двумя столкновениями. Очевидно, что эта длина зависит от концентрации атомов и ионов в среде. Если длина свободного пробега много больше размеров области взаимодействия, большинство свободных ЗЧ не испытывают ни одного столкновения за время нахождения в пространстве взаимодействия. Движение их определяется при этом уравнением (2.3.1). Такую среду называют *техническим вакуумом*. Для ее создания вакуумные электронные приборы имеют герметичную оболочку, из которой откачивается воздух до давления $10^{-9}...10^{-6}$ бар. Остаточные газы при таких давлениях практически не влияют на процессы взаимодействия, однако могут влиять на срок службы прибора и его максимально достижимые параметры.

При более высоком давлении газа внутри прибора длина свободного пробега становится соизмеримой с его размерами. При этом газ ионизируется заряженными частицами и в приборе может возникать *газоразрядная плазма*. Для этого состояния вещества характерно наличие нескольких сортов ЗЧ с зарядами противоположного знака, а также нейтральных атомов, так что в целом среда остается электронейтральной.

Понятием газоразрядная плазма можно пользоваться, если в уравнениях гидродинамики, описывающих систему, любые физически сколь угодно малые промежутки времени всегда больше времени релаксации системы к локально равновесному распределению. При этом используемые приращения объемов должны не только содержать достаточное число частиц, но и образовывать квазиоднородные статистические подсистемы.

Предположим, что в некотором объеме возник избыток частиц с положительным зарядом (рис. 2.4.1). Тогда к этому объему начинают притягиваться частицы с отрицательным зарядом. В результате возникает эффект экранирования избытка заряда зарядами противоположного знака. Радиус объема, за пределами которого поле положительного заряда полностью компенсируется полем отрицательного, называют *радиусом* (*длиной*) *экранирования Дебая*. Радиус экранирования в плазме, содержащей J типов заряженных частиц, определяется формулой

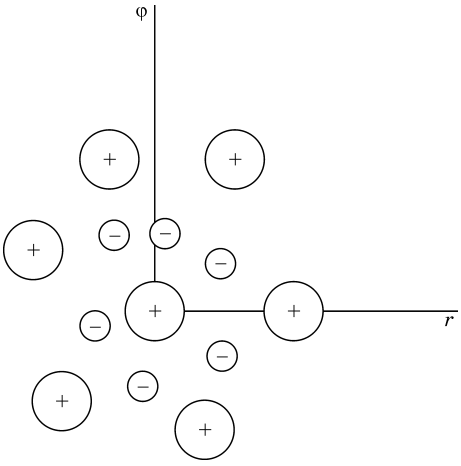


Рис. 2.4.1
Экранирование заряженной частицы

$$r_D = \left(\sum_{j=1}^{J} \frac{q_j^2 n_j}{\varepsilon_0 k T_j} \right)^{-1/2}, \qquad (2.4.3)$$

где q_j, n_j, T_j — заряд, концентрация и температура j-го типа частиц соответственно (см. Приложение П1). Отметим, что все заряженные частицы, независимо от знака их заряда, вносят вклад в радиус Дебая (см. Приложение П1).

Для существования плазмы необходимо, чтобы число заряженных частиц было достаточным для экранирования, т. е. чтобы $r_D^3 \sum_{j=1}^{J} n_j \gg 1$. Кроме того, внутренние взаимодействия частиц должны преобладать над взаимодействиями на границе пространства взаимодействия. Это условие выражается неравенством $r_D/L \ll 1$, где L — максимальный размер пространства взаимодействия. Если перечисленные условия выполнены, столкновительный член в (2.3.15) играет заметную роль и им нельзя пренебрегать при анализе движения ЗЧ.

Похожим на свойства газоразрядной плазмы поведением обладают ансамбли заряженных частиц в полупроводниках. Они вместе с ионизированными атомами примесей образуют так называемую *твердотельную плазму*, к которой применимы многие понятия газоразрядной плазмы, в частности, радиус Дебая, длина свободного пробега и некоторые другие (подробнее см. Приложение П1). В то же время законы движения заряженных частиц в твердом теле существенно отличаются от законов их движения в вакууме. Эти отличия обусловлены следующими факторами:

- свободные ЗЧ в твердом теле движутся в периодическом поле кристаллической решетки. Влияние этого поля в первом приближении можно учесть, введя эффективную массу частицы m^*, отличную от действительной ее массы;
- при температуре, большей абсолютного нуля, атомы кристаллической решетки совершают колебания, что приводит к столкновениям со свободными ЗЧ и приобретению последними хаотических тепловых скоростей. При столкновении величина и направление скорости частицы меняются случайным образом. Эти процессы называют *процессами рассеяния*;
- скорости, приобретаемые ЗЧ под действием электрического поля, обычно много меньше или сравнимы с тепловыми скоростями.

Движение носителей заряда в твердотельной или газовой плазме сопровождается большим количеством актов столкновений (рассеяния). Физическая природа актов рассеяния очень разнообразна. Это рассеяние на заряженных и нейтральных компонентах среды, рассеяние на фононах, на дислокациях кристаллической решетки, межэлектронное рассеяние и т. п. Стохастический характер этих процессов, сильная зависимость от напряженности поля, энергии частицы, температуры, концентрации приводит к необходимости использовать кинетическое уравнение Больцмана для описания процессов токопереноса. При этом важную роль играет правильная аппроксимация столкновительного члена в этом уравнении. Часто используют приближение времени релаксации, полагая, что скорость изменения во времени данной физической величины пропорциональна разности между ее текущим и некоторым равновесным значениями. Математически это представляется дифференциальным уравнением вида

$$\frac{\partial a}{\partial t} = -\frac{1}{\tau}(a - a_0), \qquad (2.4.4)$$

где $a(t)$ — любая величина, характеризующая плазму; a_0 — ее равновесное значение; τ — коэффициент, называемый *постоянной релаксации данной величины*.

Решение этого уравнения имеет вид

$$a(t) = a_0 + (a - a_0)\mathrm{e}^{-t/\tau}. \qquad (2.4.5)$$

Из него следует, что за время, равное постоянной релаксации τ, отклонение от равновесного состояния уменьшается в 2,72 раза.

Рассмотрим процессы релаксации основных физических величин — числа частиц, их импульса и энергии.

В процессе движения зарядов в полупроводниках происходит релаксационные процессы, связанные с генерацией и рекомбинацией зарядов. Эти процессы характеризуются *временем жизни носителей*: электронов — τ_n, дырок — τ_p. Для того чтобы приборы работали в микроволновом диапазоне, необходимо иметь материал с временем жизни носителей заряда много бóльшим, чем период микроволновых колебаний T. Для электронов это условие запишется в виде неравенства $\tau_n \gg T$. Что касается длины активной области взаимодействия L_a, то она должна быть много меньше диффузионной длины $l_d = \sqrt{D\tau_n} \gg L_a$. По результатам измерений время жизни носителей заряда в полупроводниках составляет величину порядка 10^{-6} с. Это существенно больше, чем период микроволновых колебаний.

Если считать, что после столкновения частица полностью теряет первоначальный импульс, процесс релаксации импульса описывается уравнением (2.4.4) с постоянной релаксации $\tau_p = t_c$, где t_c — среднее время свободного пробега частицы между двумя столкновениями. В твердотельной плазме это время составляет $10^{-14}...10^{-13}$ с.

Несмотря на изменение импульса, энергия частицы после столкновения изменяется незначительно (почти упругие столкновения), и требуется много актов рассеяния, чтобы частица потеряла свою избыточную энергию. Энергию частицы характеризуется *электронной температурой* T_e: $W = 3kT_e/2$. Изменение электронной температуры определяется уравнением типа (2.4.4):

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{T_e - T_0}{\tau_\varepsilon}, \qquad (2.4.6)$$

где T_0 — равновесная электронная температура, обычно принимаемая равной температуре кристаллической решетки; τ_ε — постоянная релаксации энергии. Типичные значения $\tau_\varepsilon = 10^{-12}...10^{-10}$ с, что на 2 порядка больше, чем время релаксации по импульсу. Поэтому говорят, что память на импульс у электронов намного короче памяти на энергию.

Необходимо отметить, что уравнение (2.4.6) значительно упрощено. В реальности параметры τ_p, τ_ε являются функцией электронной температуры. В (2.4.6) под τ_ε понимается некоторая эффективная величина, аппроксимирующая с достаточной точностью изменение энергии. Процессы релаксации подробно рассмотрены в Приложении П1.

Процесс возвращения ансамбля электронов в равновесное состояние иллюстрируется на рисунке 2.4.2, где показана равновесная функция распределения электронов по импульсам (кривая f_0). Предположим, что в результате некоторого воздействия на ансамбль его функция распределения приняла вид f_1. Как видно, увеличился средний импульс частиц (а значит, и их энергия), а также

увеличился разброс по импульсам (кривая распределения стала шире). После окончания воздействия начинаются процессы релаксации. Вначале заканчивается релаксация по импульсу, в результате которой среднее значение импульса ансамбля становится равным равновесному значению. Кривая распределения принимает вид f_2. После этого продолжается процесс релаксации по энергии, по окончании которого функция распределения возвращается к равновесному виду (кривая f_0).

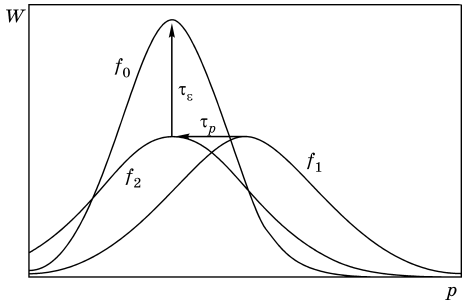


Рис. 2.4.2
Релаксация функции распределения ансамбля частиц в равновесное состояние

Наряду с временем релаксации удобно использовать длину остывания или разогрева носителей $l_\varepsilon = v_T\tau_\varepsilon$, где v_T — средняя тепловая скорость частиц. При $T = 300$ К среднее значение тепловой скорости $v_T = 10^5$ м/с, отсюда длина разогрева $l_\varepsilon = 0{,}01\ldots1$ мкм, что сравнимо с размерами элементов структуры микроволновых полупроводниковых приборов.

С учетов введенных параметров релаксации уравнения сохранения (2.3.17)–(2.3.19) можно записать в более простой форме:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(n\mathbf{v}_d) = -\frac{n - n_0}{\tau_n}; \tag{2.4.7}$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{v} - \frac{1}{n}\nabla\left(\frac{kT_e}{m}n\right) - \frac{q}{m}(\mathbf{E} + \mathbf{v}\times\mathbf{B}) = -\frac{\mathbf{v} - \mathbf{v}_0}{\tau_p}; \tag{2.4.8}$$

$$\frac{\partial(nW)}{\partial t} + \nabla\cdot\mathbf{p} - \mathbf{jE} = -\frac{3}{2}\frac{nk(T_e - T_0)}{\tau_\varepsilon(T_e)}. \tag{2.4.9}$$

Соотношения (2.4.7)–(2.4.9) записаны для электронов. Аналогичные уравнения можно записать и для дырок. Если исключить процессы релаксации, т. е. положить $\tau_n \to \infty$, $\tau_p \to \infty$, $\tau_\varepsilon \to \infty$, то уравнения (2.4.7)–(2.4.9) преобразовываются в уравнения для вакуума:

$$\partial n/\partial t + \nabla(n\mathbf{v}) = 0, \quad nd(m\mathbf{v})/dt = nq\mathbf{E}, \quad \partial(nmv^2/2)/\partial t = \mathbf{jE}.$$

Проведем анализ системы уравнений (2.4.7)–(2.4.9). Рассмотрим, прежде всего, уравнение сохранения импульса (2.4.8), позволяющее определить скорость дрейфа $\mathbf{v}_d$, а значит и ток. Предположим, в первом приближении, что пространственной неоднородностью в распределении электронной температуры T_e и поля $\mathbf{E}$ можно пренебречь, а магнитное поле отсутствует. Тогда для стационарного режима ($\partial/\partial t = 0$) получим

$$\frac{kT_e}{m}\frac{\nabla n}{n} + \frac{q}{m}\mathbf{E} = \frac{\mathbf{v}}{\tau_p},$$

или

$$\mathbf{v} = -\frac{e}{m}\tau_p\mathbf{E} + \frac{kT_e}{m}\tau_p\frac{\nabla n}{n} = \mu\mathbf{E} - D\frac{\nabla n}{n}, \tag{2.4.10}$$

где $\mu = q\tau_p/m$ — подвижность носителей заряда; $D = kT_e\tau_p/m$ — коэффициент диффузии. Эти величины получили название *кинетических коэффициентов*. В системе, находящейся в термодинамическом равновесии при температуре T_0, они связаны соотношением Эйнштейна

$$D = \mu kT_0/q. \tag{2.4.11}$$

Соответственно, вводятся понятия дрейфовой скорости

$$\mathbf{v}_d = \mu\mathbf{E} \tag{2.4.12}$$

и диффузионной скорости

$$\mathbf{v}_{dif} = -D\nabla n/n. \tag{2.4.13}$$

Используя (2.4.10), легко получить выражение для плотности тока:

$$\mathbf{j} = qn\mathbf{v}_d = \sigma\mathbf{E} - qD\nabla n, \tag{2.4.14}$$

где $\sigma = qn\mu = q^2n\tau_p/m$ — удельная проводимость среды; $qD\nabla n$ — диффузионный ток. Отметим, что формула (2.4.14) получена без учета пространственных производных, роль которых очень существенна в микроволновом диапазоне, где активные области взаимодействия частиц и поля соизмеримы с характерными пространственными масштабами релаксации энергии.

Количественная оценка скорости дрейфа $\mathbf{v}_d$ может быть найдена при совместном решении уравнений (2.4.8) и (2.4.9). Для этого, прежде всего, необходимо знать зависимости $\tau_p(T_e)$, $\tau_\varepsilon(T_e)$, которые могут быть рассчитаны с использованием соответствующих математических моделей или определены экспериментально. В результате получаем зависимость дрейфовой скорости от напряженности электрического поля. Эта зависимость называется *полескоростной характеристикой* (ПСХ).

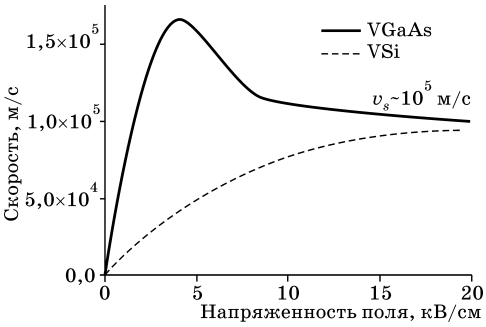


Рис. 2.4.3
Поле-скоростные характеристики для кремния и арсенида галлия

На рисунке 2.4.3 представлены полескоростные характеристики электронов $v_d(E)$, полученные экспериментально для кремния и арсенида галлия. Отметим характерные особенности полученных зависимостей.

В твердом теле напряженность электрического поля определяет дрейфовую скорость частиц, а не их ускорение, как в вакууме (см. формулу (2.3.1)). На начальном участке в области низких полей скорость пропорциональна напряженности электрического поля, т. е. $v_d = \mu_0 E_0$. Подвижность μ_0 в этой области постоянна, но разная для разных полупроводников. Она получила название *низкополевой подвижности*.

В достаточно сильном поле скорость дрейфа носителей достигает постоянного значения, называемого *скоростью насыщения* v_s. Значение этой скорости при температуре образца 300 К практически одинаково для всех полупроводников

и составляет $(1...2)\cdot 10^5$ м/с. Важно отметить, что среднеквадратичная тепловая скорость частиц для этих же условий тоже имеет значение 10^5 м/с.

В некоторых полупроводниках (в данном случае в арсениде галлия) наблюдается уменьшение скорости дрейфа при увеличении поля в некотором диапазоне его значений. Дифференциальная подвижность электронов $\mu_d = dv_d/dt$ в этом диапазоне значения поля отрицательна. Это явление получило название эффекта Ганна, или явления *отрицательной дифференциальной подвижности* (ОДП). Особенности ПСХ других типов полупроводников рассмотрены в главе 11.

Сравнивая выражения (2.3.7) и (2.4.10), видим, что для достижения зарядом в вакууме скорости 10^5 м/с ему потребуется пройти разность потенциалов всего 0,027 В. Ускоряющие напряжения в вакуумных приборах составляют сотни и тысячи вольт. Поэтому характерные скорости движения заряженных частиц в вакууме на 2–3 порядка превышают скорость движения в полупроводниках. Эта разница определяет существенное различие в размерах области взаимодействия вакуумных и полупроводниковых микроволновых приборов.

Отмеченные особенности относятся к *установившейся скорости* дрейфа. Однако в микроволновых приборах ввиду малости размеров их активной области такой стационарный режим не всегда успевает установиться. В частности, если активная область прибора меньше длины свободного пробега, то в рассматриваемой области наблюдается бесстолкновительный (баллистический) перенос носителей заряда. При этом скорость носителей может существенно превысить скорость насыщения. Переходные процессы установления дрейфовой скорости при воздействии изменяющегося во времени поля $E(t)$ можно качественно проанализировать, используя типовую ПСХ и уравнения (2.4.8) и (2.4.9). На рисунке 2.4.4 представлена кусочно-линейная аппроксимация ПСХ кремния (сплошная жирная линия). Здесь же показана типовая зависимость электронной температуры носителей заряда от статического поля $T_e(E)$, отображенная пунктирной линией. Поле E в момент времени t_1 изменяет свое значение с E_1 до значения E_2. В момент времени t_2 поле принимает первоначальное значение E_1. Скорость в момент времени t_1 должна мгновенно возрасти до значения v_s, если не учитывать конечность времени релаксации импульса и энергии частицы. А в момент времени t_2 должна вернуться к первоначальному значению v_1. Однако носители заряда не могут мгновенно изменить свою скорость и энергию. Согласно уравнению (2.4.12), скорость начнет увеличиваться. Ее максимальное значение, определяемое подвижностью $\mu(T_{e1}) = \mu_0$, равно $v = v_{2\max} = \mu_0 E_2$. Однако возрастание скорости замедляется из-за уменьшения подвижности, обусловленного «разогревом» носителей, т. е. повышения их электронной температуры до T_{e2}. В результате за время релаксации энергии τ_ε скорость дрейфа установится на уровне v_s. После уменьшения поля в момент времени $t = t_2$ происходит постепенное «охлаждение» носителей и скорость принимает стационарное значение $v = \mu(T_0)E$.

Таким образом, в активной области приборов скорость дрейфа может существенно превышать стационарное значение. Это явление получило название *эффект сверхскорости* (*overshooting*). В качестве дополнительного аргумента существования такого эффекта в реальных структурах на рисунке 2.4.5

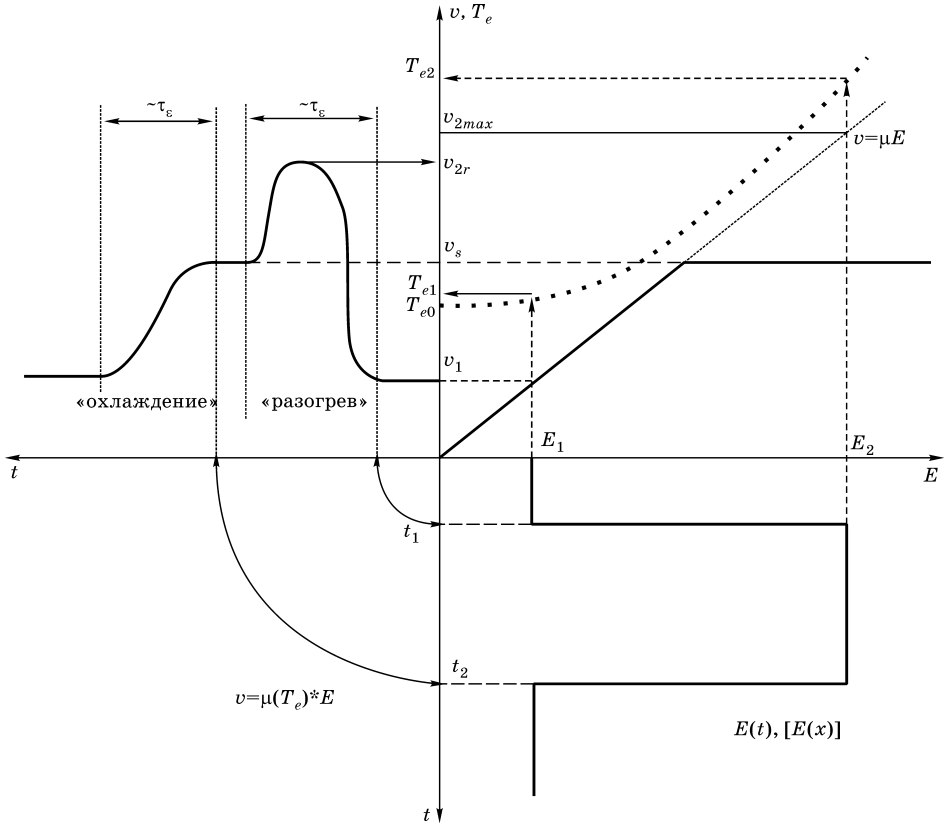


Рис. 2.4.4
Эффект увеличения скорости

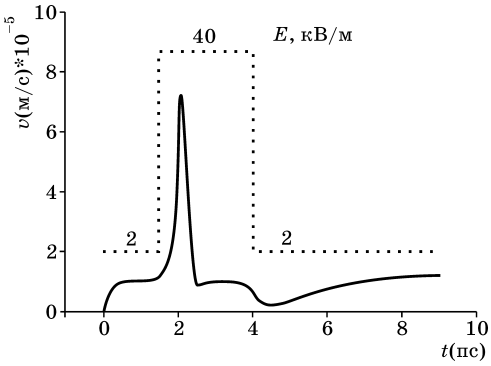


Рис. 2.4.5
Изменение скорости в арсениде галлия
при воздействии
импульса электрического поля

представлен результат расчета скорости дрейфа в арсениде галлия при воздействии импульсного электрического поля. Моделирование проведено с помощью метода крупных частиц. Как видно, превышение скорости над стационарной достигает восьмикратного значения.

Необходимо заметить, что подобные процессы будут наблюдаться и тогда, когда заряженные частицы движутся в пространственно-неоднородном электрическом поле.

2.5. ШУМЫ В МИКРОВОЛНОВЫХ ПРИБОРАХ

Внесение информации в электрический сигнал (модуляция) производится с помощью изменения параметров сигнала: амплитуды, фазы или частоты. Каждый из этих параметров может подвергаться случайным изменениям, вносимым прибором или внешними источниками. Рассмотрим природу этих случайных сигналов (или шумов), возникающих в микроволновых приборах.

Для систематизации изложения напомним ряд важных понятий.

Сигнал — желательное (детерминированное) изменение во времени параметров электрического колебания (амплитуда, фаза, частота).

Шум — нежелательное (случайное) искажение полезного сигнала. Фундаментальными причинами шума служат диссипация энергии и дискретный заряд электрона.

Шумы ограничивают функциональные возможности радиоэлектронных устройств, так как на их фоне трудно выделить полезный сигнал, если мощность шума сильно превышает мощность сигнала. Источниками шума служат как радиоэлектронные компоненты, так и природные факторы. В качестве примера на рисунке 2.5.1 приведена схема системы связи, на которой указаны источники шумов. Мы видим, что как передающая, так и приемная станции добавляют к полезному сигналу свои собственные шумы. Кроме того, шумы добавляются и в процессе распространения сигнала. Это могут быть, например, шумы космического происхождения или шумы, связанные с диссипацией энергии в оптоволоконном тракте.

В соответствии с природой возникновения шумов в электронных компонентах их можно подразделить на три основные разновидности: тепловой шум, дробовый шум и низкочастотный шум.

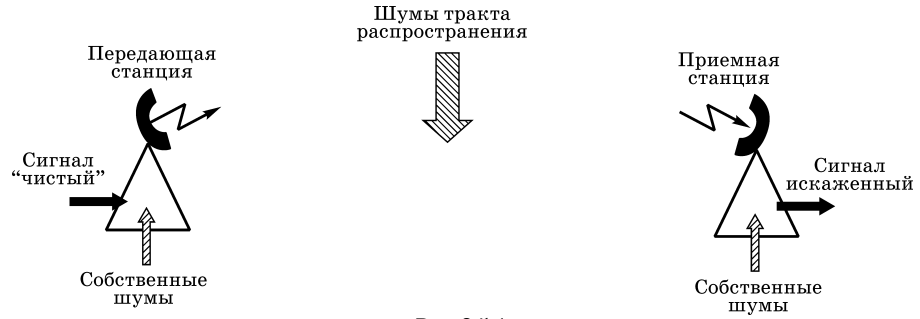


Рис. 2.5.1
Схема системы связи с указанием источников шумов

Тепловой шум возникает вследствие диссипации энергии. Он наблюдается в любом элементе, обладающем активным сопротивлением вследствие случайных тепловых перемещений носителей заряда внутри него. Этот механизм относят к броуновскому движению носителей заряда, обусловленному тепловой энергией в материале. Флуктуации теплового характера можно рассматривать как механизм, с помощью которого сохраняется тепловое равновесие: за случайным отклонением от состояния равновесия следует, в среднем, возвращение к исходному состоянию, реализуемое большим количеством микроскопических взаимодействий, приводящих к флуктуациям тока или напряжения в компоненте. Тепловой шум можно рассматривать как несинхронизованное тормозное излучение, создаваемое электронами при их движении и актах рассеяния (торможения) на атомах рассматриваемого материала. В литературе этот шум называется также шумом Джонсона — Найквиста, по имени исследователей, внесших большой вклад в изучение этого явления. Они показали, что в условиях термодинамического равновесия в резисторе возникает флюктуации тока, среднеквадратичная величина которых описывается формулой

$$\langle i_n^2 \rangle = 4kT_0G_0\Delta f, \tag{2.5.1}$$

где T_0 — температура резистора; G_0 — его проводимость; Δf — ширина полосы пропускания измерителя шума. Из данного выражения следует, что средний квадрат шумового тока в сопротивлении прямо пропорционален температуре образца T_0, его проводимости $G_0 = 1/R_0$, а также полосе частот Δf, в которой проводится измерение шума. Спектральная плотность шумового тока определяется формулой Найквиста

$$\langle i_n^2 \rangle_1 = 4kT_0G_0$$

и не зависит от частоты. Поэтому такой шум называют белым шумом, так как спектр белого света также равномерен.

Мощность, выделяющаяся в резисторе при протекании по нему шумового тока, определяется по формуле

$$P_n = \langle i_n^2 \rangle R = 4kT_0\Delta f,$$

и ее спектральная плотность также не зависит от частоты. Этот результат, полученный в рамках классической флуктуационно-диссипационной теоремы (ФДТ), не может быть верным, так как при интегрировании по всему спектру мощность шума окажется бесконечной. Применение квантовой теории (квантовой ФДТ) позволяет исправить эту ошибку. В соответствии с ней спектральная плотность шумового тока

$$\langle i_n^2 \rangle_1 = 4kT_0G_0 \frac{hf/(kT)}{e^{hf/(kT)} - 1}.$$

Зависимость спектральной плотности шумового тока от частоты, рассчитанная по этой формуле, показана на рисунке 2.5.2. Частота среза $f_в$, начиная с которой происходит быстрое уменьшение интенсивности шума, определяется равенством $f_в = kT/h$. Для температуры 300 К эта частота равна 6,2 ТГц, т. е. во

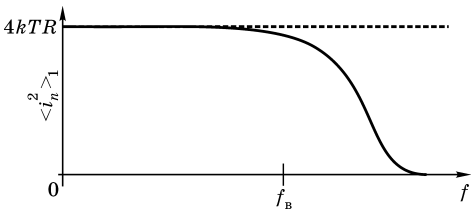


Рис. 2.5.2
Спектральная плотность шумового тока, рассчитанная по квантовой ФДТ

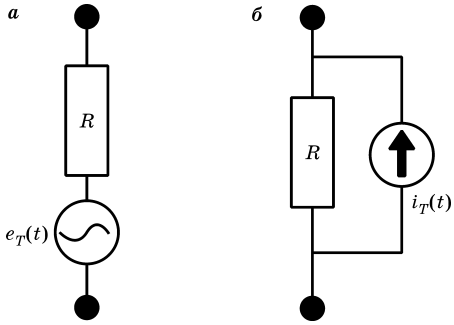


Рис. 2.5.3
Эквивалентные схемы резистора с шумом:

а — с генератором напряжения; *б* — с генератором тока.

всем микроволновом диапазоне, включая субмиллиметровый, тепловой шум можно считать белым. Однако в устройствах, охлаждаемых жидким гелием, водородом или азотом, зависимость спектральной плотности шума от частоты необходимо учитывать.

Шумовой ток, протекая по резистору, создает на его зажимах шумовое напряжение, среднеквадратичное значение которого определяется по формуле

$$\langle e_n^2 \rangle = 4kTR_0\Delta f,$$

где $R_0 = 1/G_0$.

Для комплексного шумящего сопротивления Z или проводимости $Y = 1/Z$ формула Найквиста принимает вид

$$\langle i_n^2 \rangle_1 = 4kT_0 \operatorname{Re} Y; \quad \langle e_n^2 \rangle_1 = 4kT \operatorname{Re} Z.$$

Для проведения расчетов в цепях, где есть шумовые источники, используют представление шумящего элемента в виде источника шумового напряжения (рис. 2.5.3*а*) или шумового тока (рис. 2.5.3*б*) и не шумящего идеального резистора. Обе эти схемы эквивалентны. Они справедливы при условии термодинамического равновесия между резистором и окружающей средой.

В реальных приборах это равновесие нарушается из-за наличия «встроенных» или приложенных «греющих» электрических полей. В этом случае для расчета шумового тока используем формулу Ван дер Зила:

$$\langle i_n^2 \rangle = 4q^2 D(T_e) nS \frac{1}{\Delta l} \Delta f. \qquad (2.5.2)$$

Эта формула определяет средний квадрат шумового тока $\langle i_n^2 \rangle$, возникающего за счет диффузии $D(T_e)$ заряженных частиц общим числом n, в элементе проводящей среды длиной Δl и поперечным сечением S, с температурой носителей T_e в полосе частот Δf. Эта формула сложнее формулы Найквиста, однако она имеет более широкий диапазон применения для расчета шумов и отражает физику возникновения шумов.

Естественно, что в случае термодинамического равновесия эта формула должна трансформироваться в формулу Найквиста. Действительно, в случае термодинамического равновесия между коэффициентом диффузии D_0 и подвижностью носителей μ существует взаимосвязь, выраженная соотношением Эйнштейна: $D_0 = \mu(kT_0/q)$.

Подставив это выражение в формулу Ван дер Зила и считая температуру одинаковой для всего образца, получим

$$\langle i_n^2 \rangle = 4q^2 \frac{kT_0}{q} \mu n S \frac{1}{\Delta z} \Delta f = 4kT_0 \frac{qn\mu_0 S}{\Delta z} \Delta f = 4kT_0 G_0 \Delta f. \qquad (2.5.3)$$

Таким образом, формула Найквиста является частным случаем формулы (2.5.2). Преобразуем выражение (2.5.2), помножив правую часть этого выражения на коэффициент диффузии D_0, и перегруппируем сомножители:

$$\langle i_n^2 \rangle = 4q^2 \frac{D(T_e)}{D_0} D_0 n S \frac{1}{\Delta l} \Delta f = 4kT_0 \frac{D(T_e)}{D_0} G_0 \Delta f.$$

Введя понятие эффективной шумовой температуры $T_{eff} = T_0 D(T_e)/D_0$ и эффективной шумовой проводимости $G_{eff} = G_0(D(T_e)/D_0)$, получим обобщение формулы Найквиста на случай отсутствия термодинамического равновесия:

$$\langle i_n^2 \rangle = 4kT_{eff} G_0 \Delta f = 4kT_0 G_{eff} \Delta f. \qquad (2.5.4)$$

Выражение $D(T_e)/D_0$ называют шумовым отношением, показывающим, насколько прибор шумит сильнее, чем это предсказывает классическая формула Найквиста.

На практике используют выражение (2.5.3) для описания шумов любого двухполюсника. Для нелинейных элементов в качестве G_0 используют дифференциальную проводимость в рабочей точке.

Дробовый шум связан с дискретностью заряда электрона и статистическим характером прохождением носителей заряда через потенциальный барьер. Впервые он был рассмотрен Шоттки, который использовал аналогию между большим количеством электронов, летящих в междуэлектродном промежутке, и мелкой дробью, сыплющейся в металлический контейнер. Дробовый шум встречается в твердотельных устройствах каждый раз, когда ток проходит через потенциальный барьер, например в p–n-переходе. Ток при этом состоит из множества отдельных импульсов благодаря дискретной природе заряда. Мгновенные значения тока случайно флюктуируют относительно некого среднего значения. Дробовой шум возникает также в вакуумных приборах при выходе электронов из катода, который также связан с преодолением потенциального барьера.

Выражение для среднего квадрата шумового тока $\langle i_n^2 \rangle$ в случае прохождения через барьер тока I_0 определяется формулой Шоттки

$$\langle i_n^2 \rangle = 2qI_0 \Delta f. \qquad (2.5.5)$$

Эта формула верна при выполнении следующих условий:

- все носители в рабочей области независимы друг от друга, т. е. пространственный заряд не учитывается;

- время пролета носителей $\tau_{пр}$ через рабочее пространство пренебрежимо мало;
- средний ток через прибор не модулирован, $I_0 = \text{const}$.

Как видно из представленного выражения, этот дробовой шум при выполнении указанных условий, так же как и тепловой шум, имеет постоянную спектральную плотность $2qI_0$, не зависящую от частоты.

Если объемный заряд существенно влияет на движение носителей, происходит сглаживание флуктуаций и шумовой ток уменьшается. В этом случае его можно вычислить по формуле

$$\langle i_n^2 \rangle = 2qI_0\Gamma^2\Delta f,$$

где $\Gamma^2 = 0{,}01\ldots1$ — коэффициент депрессии, зависящий от плотности объемного заряда ρ. Чем больше ρ, тем меньше коэффициент депрессии. Этот эффект используется в вакуумных приборах для уменьшения шума электронного потока. Для этого анодный ток устанавливают много меньше тока эмиссии катода, так что вблизи него образуется плотный объемный заряд.

Как следует из второго условия, формула (2.5.5) справедлива только на сравнительно низких частотах $f \ll f_d = 1/(2\pi\tau_{пр})$. На более высоких частотах необходимо учитывать форму спектра отдельных импульсов, образующих наведенный ток. В этом случае значение дробового шума рассчитывается по формуле

$$\langle i_n^2 \rangle = 2qI_0M(\theta)\Delta f,$$

где $M(\theta)$ — спектр энергии элементарного импульса тока, создаваемого отдельным носителем. Для импульсов треугольной формы, создаваемых электронами, движущихся в постоянном ускоряющем поле, этот спектр показан на рисунке 2.5.4 как функция угла пролета электрона в рабочем пространстве $\theta = 2\pi fd/v_{ср}$, где d — длина рабочего пространства, $v_{ср}$ — средняя скорость носителя в этом пространстве. Для типичных вакуумных и полупроводниковых микроволновых приборов $f_d = 0{,}1\ldots1$ ТГц.

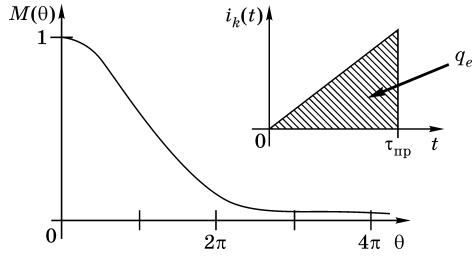


Рис. 2.5.4
Форма спектра треугольного импульса тока (на врезке). Площадь импульса равна заряду электрона

Наконец, если ток через прибор модулирован, для расчета шумового тока необходимо использовать флуктуационное уравнение дробового шума.

Фликкерный шум в электронных лампах был впервые описан Джонсоном в 1925 г. Скоро было обнаружено, что он обусловлен «мерцательным» изменением эмиссионной способности отдельных частей катода (отсюда и его название (flicker — мерцание). Подобные явления наблюдаются и в p–n-переходах, и в барьерах Шоттки. Они дают избыточный шум в дополнение к тепловому и дробовому шумам. Частотный спектр этой «добавки» расположен в низкочастотной области, так как связан со сравнительно инерционными процессами. Основная часть спектра фликкерного шума расположена в области частот от 0 до 10^5 Гц, причем плотность спектра обратно пропорциональна частоте. Ввиду разнообразия физических явлений, обусловливающих описанные флуктуации

в разных приборах, этот шум имеет много других наименований: $1/f$-шум, шум мерцания, избыточный шум. В генераторных приборах эти низкочастотные флуктуации могут приводить к возникновению немонохроматической генерации, определяемой термином «фазовые шумы».

Спектральная плотность низкочастотного шума S_f представляется следующим выражением:

$$S_f = S_0 \left(\frac{f_{\text{гр}}}{f} \right)^n \Delta f, \qquad (2.5.6)$$

где $f_{\text{гр}}$ — некоторая характерная граничная частота, на которой спектральная плотность мощности избыточного шума равна спектральной мощности «белого» шума $S_0 = 4kT_0$. Как показала практика, эта частота составляет приблизительно 10^5 Гц. Коэффициент n в большинстве случаев близок к единице. На рисунке 2.5.5 представлена зависимость логарифма спектральной плотности мощности белого и фликкерного шумов от частоты.

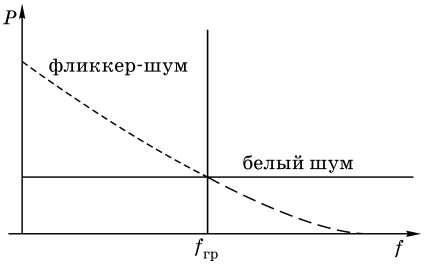


Рис. 2.5.5
Зависимость спектральной плотности белого и фликкерного шумов от частоты

Существуют и другие виды шумов — генерационно-рекомбинационный шум (ГРШ), шум лавинообразования, взрывной шум. Подробное рассмотрение теории этих шумов выходит за рамки настоящего учебника.

Шумовые характеристики четырехполюсника. В предыдущем параграфе речь шла о шумах в двухполюсных элементах, таких как резисторы, диоды. Многие активные микроволновые приборы являются «шумящими четырехполюсниками», вносящими свою лепту в результирующую мощность шума в полезной нагрузке. Рассмотрим кратко характерные шумовые параметры таких элементов.

На рисунке 2.5.6 представлен шумящий четырехполюсник (заштрихованный прямоугольник) и его эквивалентная схема. В ней все внутренние источники шума вынесены на вход и представлены двумя идеальными генераторами шумового напряжения $\langle u_{en}^2 \rangle$ и тока $\langle i_{en}^2 \rangle$, в соответствии с теоремой Тевенина. В общем случае эти источники коррелированы между собой, т. е. коэффициент корреляции

$$C = \frac{\langle u_{en} \cdot i_{en} \rangle}{\sqrt{\langle u_{en}^2 \rangle \langle i_{en}^2 \rangle}} \neq 0.$$

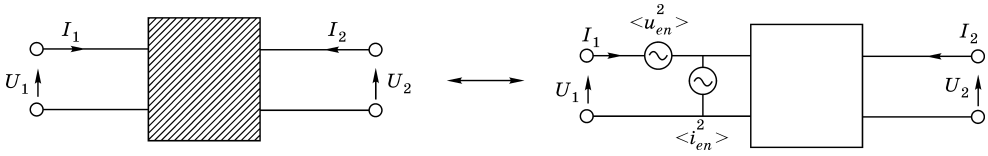


Рис. 2.5.6
Шумящий четырехполюсник и его эквивалентная схема

Практика показала, что часто можно ограничиться одним источником шума, например генератором напряжения. Для характеристики шумов $P_{n\,\text{доб}}$, добавляемых прибором в имеющийся сигнал с шумом, вводится понятие шум-фактора N_F:

$$N_F = \frac{\left(\frac{P_s}{P_n}\right)_{\text{вх}}}{\left(\frac{P_s}{P_n}\right)_{\text{вых}}}, \tag{2.5.7}$$

где P_s и P_n — мощности сигнала и шума соответственно.

Логарифм этой величины называют коэффициентом шума:

$$K_n = 10\lg N_F \text{ [дБ]}.$$

Проведем преобразования выражения для шум-фактора, вынося шумовые источники на вход четырехполюсника. Предположим, что можно обойтись одним таким шумовым источником. Тогда

$$\begin{aligned} N_F &= \frac{P_{s\,\text{вх}}}{P_{s\,\text{вых}}} \cdot \frac{P_{n\,\text{вых}}}{P_{n\,\text{вх}}} = \frac{1}{G} \frac{P_{n\,\text{вх}} G + P_{n\,\text{доб}}}{4kT_0\Delta f} = \\ &= \frac{1}{G} \frac{G(4kT_0\Delta f + 4kT_{eff}\Delta f)}{4kT_0\Delta f} = 1 + \frac{T_{eff}}{T_0}, \end{aligned} \tag{2.5.8}$$

где G — коэффициент усиления четырехполюсника; T_{eff} — эффективная шумовая температура источника шума, дающего ту же мощность шума на выходе, что и реальный четырехполюсник; T_0 — шумовая температура, характеризующая «зашумленность» входного сигнала. Как видим, здесь используются выражения для теплового шума в виде формулы Найквиста. Из выражения (2.5.8) видно, что шум-фактор всегда больше единицы. Это означает ухудшение соотношения сигнал шум на выходе в сравнении с входом.

Из формулы (2.5.8) следует, что эффективная шумовая температура четырехполюсника

$$T_{eff} = T_0(N_F - 1). \tag{2.5.9}$$

Шумовые характеристики последовательно включенных четырехполюсников. Для получения высокого коэффициента усиления четырехполюсники включаются последовательно друг за другом (каскадно).

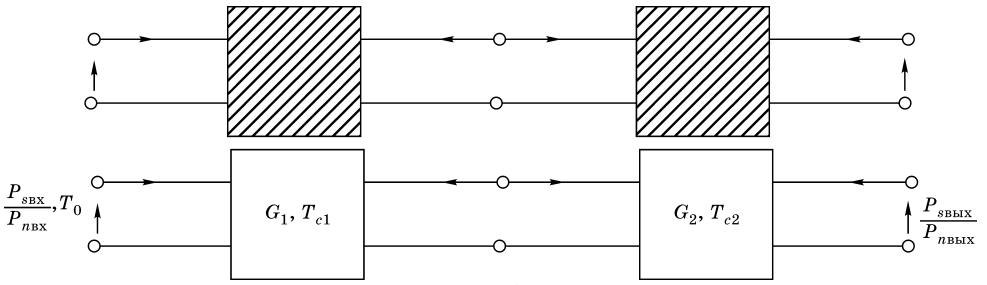


Рис. 2.5.7
Два каскадно включенных шумящих четырехполюсников и их эквивалентная схема

При этом общий коэффициент усиления G равен произведению коэффициентов отдельных каскадов G_i, т. е. $G = G_1G_2\ldots G_n$. Определим для этого случая эффективную шумовую температуру и коэффициент шума. На рисунке 2.5.7 представлено соединение двух усилителей с коэффициентами усиления G_1, G_2 и шумовой температурой T_{e1}, T_{e2}.

Преобразуем общую формулу для коэффициента шума, перенося эффективные источники шума на вход:

$$N_F = \frac{P_{s\,\text{вх}}}{P_{n\,\text{вых}}} \cdot \left(\frac{P_{s\,\text{вых}}}{P_{n\,\text{вых}}} \right)^{-1} = \frac{P_{s\,\text{вх}}}{P_{s\,\text{вых}}} \cdot \frac{P_{n\,\text{вых}}}{P_{n\,\text{вх}}} =$$
$$= \frac{1}{G_1G_2} \frac{(P_{n\,\text{вх}}G_1G_2 + P_{n\,\text{доб1}}G_1G_2 + P_{n\,\text{доб2}}G_2)}{P_{n\,\text{вх}}} =$$
$$= 1 + \frac{T_{e1}}{T_0} + \frac{1}{G_1}\frac{T_{e2}}{T_0}.$$

Таким образом, вклад в итоговый шум от второго каскада в G_1 раз меньше вклада от первого каскада. Легко видеть, что для произвольного числа каскадов эта формула примет вид

$$N_F = 1 + \frac{T_{e1}}{T_0} + \frac{1}{G_1}\frac{T_{e2}}{T_0} + \frac{1}{G_1G_2}\frac{T_{e3}}{T_0} + \ldots \qquad (2.5.10)$$

Из представленного анализа следует, что при разработке малошумящих усилителей необходимо особое внимание обращать на входной каскад.

Фазовые шумы генераторов. В идеальном случае спектр генератора должен представлять собой δ-функцию на частоте генератора $f_\text{г}$. Однако изменение характеристик прибора за счет шумов (тепловой шум, НЧ-шум) приводит к тому, что мощность реального генератора распределена в некотором частотном диапазоне, как это показано на рисунке 2.5.8.

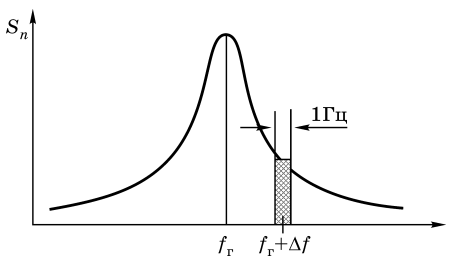


Рис. 2.5.8
Спектр выходного сигнала типичного генератора

Математически такой спектр можно описать с помощью следующих несложных преобразований. Представим сигнал от генератора $u_\text{г}(t)$ в виде:

$$u_\text{г}(t) = U_m(1 + n(t))\cos(\omega_\text{г}t + \Theta_n(t)), \quad (2.5.11)$$

где $n(t)$ — параметр, отвечающий за амплитудные шумовые флюктуации; $\Theta_n(t)$ — параметр, характеризующий случайные изменения фазы; U_m — амплитуда сигнала генератора. Изменение аргумента в (2.5.11) может быть вызвано изменением частоты $\omega_\text{г}$ или изменением фазы $\Theta_n(t)$. Эти два способа неразличимы. Для случая малых изменений результирующей

частоты запишем фазу $\Theta_n(t)$ в виде гармонической функции $f_г$ с амплитудой $\Delta f/f_m$, где f_m — некоторая модулирующая частота, т. е.

$$\Theta_n(t) \approx \frac{\Delta f}{f_m}\cos(2\pi f_г t) = \Theta_p \cos(2\pi f_г t). \qquad (2.5.12)$$

Подставим (2.5.12) в (2.5.11) и преобразуем выражение для случая отсутствия амплитудных шумов $n(t) = 0$ и малого индекса модуляции $\Theta_p = \Delta f/f_m \ll 1$. В результате получим

$$u_г(t) = U_m\left\{\cos(\omega_г t) - \frac{\Theta_p}{2}[\cos(\omega_г + \omega_m)t - \cos(\omega_г - \omega_m)t]\right\}. \qquad (2.5.13)$$

Выражение (2.5.13) показывает, что результирующий спектр симметричен относительно частоты $f_г$, как это представлено на рисунке 2.5.8. По этой спектральной характеристике определяется параметр S_p, характеризующий спектральную плотность фазовых шумов. Этот параметр рассчитывается как отношение мощности генератора $P_{\Delta f}$ на частоте, смещенной на Δf относительно центральной частоты $f_г$, к мощности на центральной частоте P_0. Мощности определяются в полосе 1 Гц. В децибелах

$$S_p = 10\lg(P_{\Delta f}/P_0).$$

На рисунке 2.5.9 показана зависимость параметра S_p от отстройки частоты $\Delta f = f - f_0$ для генератора с рабочей частотой 2,2 ГГц. Как видно, в данном случае даже относительно небольшая отстройка приводит к резкому, на 10...16 порядков снижению мощности. Сигнал такого генератора с большой степенью точности можно считать монохроматическим.

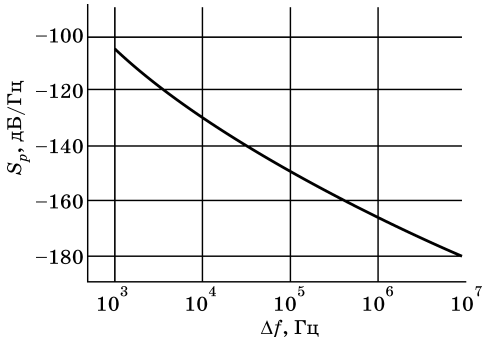


Рис. 2.5.9
Зависимость спектральной плотности фазовых шумов генератора от отстройки частоты

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Назовите основные виды индивидуального излучения заряженных частиц. При каких условиях наблюдается это излучение?
2. Что такое эффект Доплера? Назовите разновидности этого эффекта. В каких микроволновых приборах эффект Доплера играет определяющую роль?
3. При каких условиях возникает излучение Вавилова — Черенкова? Приведите примеры.
4. Какими свойствами обладает сверхизлучение Дике? При каких условиях оно наблюдается?
5. Поясните разницу между спонтанным и индуцированным излучением. Какие условия необходимы для возникновения индуцированного излучения?
6. Опишите условия применимости уравнений Максвелла.
7. Может ли магнитное поле изменить кинетическую энергию заряженной частицы?
8. Что такое переменные Эйлера и переменные Лагранжа? Как осуществляется переход от одних переменных к другим?

9. Поясните физический смысл уравнения Больцмана.
10. Объясните связь кинетического уравнения Больцмана и системы уравнений сохранения числа частиц, потока импульса и энергии.
11. Что такое радиус (длина) Дебая? Плазменная частота?
12. Чем отличаются понятия плазменная частота для вакуумных и полупроводниковых приборов?
13. Что характеризует максвелловская частота релаксации?
14. В чем отличия твердотельной плазмы от газоразрядной?
15. Что такое подвижность носителей заряда? Встречается ли в природе отрицательная дифференциальная подвижность?
16. Что такое процессы релаксации? В чем разница процессов релаксации по импульсу и энергии?
17. Какова природа шумов в радиоэлектронных системах?
18. Перечислите источники шумов в радиоэлектронной аппаратуре.
19. Как зависит от частоты спектральная плотность тепловых шумов?
20. Какая формула определяет мощность тепловых шумов в отсутствие термодинамического равновесия?
21. Какими факторами определяется мощность дробового шума?
22. Как влияет на дробовой шум объемный заряд носителей?
23. Поясните природу фликкерного шума.
24. Что такое фазовый шум и как он оценивается количественно?

3 ГЛАВА КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПОТОКАХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

3.1. КОЛЕБАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

Рассмотрим пространство, равномерно заполненное плазмой, образованной свободными электронами и положительными ионами с плотностью заряда каждого сорта частиц ρ_0. Такая плазма электрически нейтральна, и макроскопическое электрическое поле в ней отсутствует. Пусть под воздействием внешнего поля слой электронов в плазме сдвинулся на расстояние z (рис. 3.1.1). В результате в том месте, куда сместился слой, возникает избыточная плотность электронов, а в том месте, где он был ранее, возникает недостаток электронов, т. е. избыточный заряд положительных ионов. Поверхностная плотность избыточного заряда $\sigma = \pm\rho_0 z$. Между этими заряженными слоями возникает электрическое поле с напряженностью $E_z = \sigma/\varepsilon_0$. Запишем уравнение движения электронов в этом поле:

$$m\frac{d^2z}{dt^2} = -eE_z. \qquad (3.1.1)$$

Подставив в это уравнение значение электрического поля, получим уравнение

$$\ddot{z} + \omega_p^2 z = 0, \qquad (3.1.2)$$

решение которого имеет вид

$$z = Az_0\cos(\omega_p t + \varphi),$$

где z_0 — начальная координата электрона; A и φ — постоянные интегрирования. Как видно, электроны совершают гармонические колебания вокруг своего положения равновесия с угловой частотой

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e\rho_0}{m\varepsilon_0}}, \qquad (3.1.3)$$

называемой *плазменной частотой*.

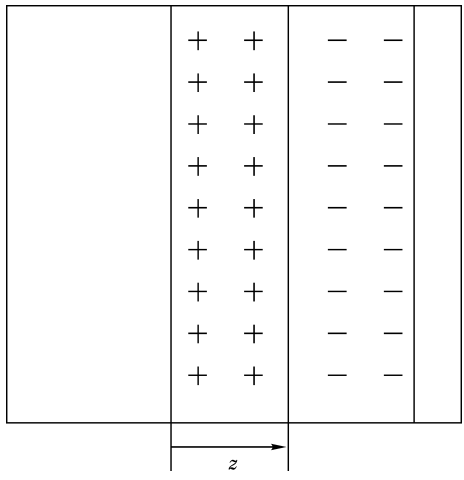


Рис. 3.1.1
К анализу колебаний в плазме

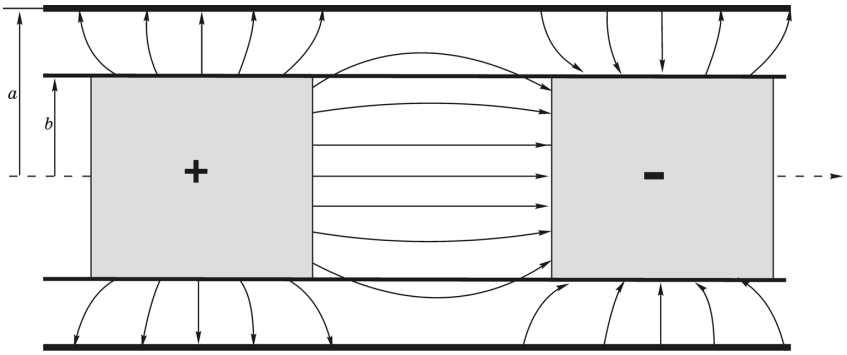


Рис. 3.1.2
Электрическое поле в сгруппированном цилиндрическом плазменном шнуре

Если пространство, заполненное плазмой, ограниченно металлическим экраном, часть силовых линий электрического поля замыкается на экран вместо того, чтобы замыкаться на заряды противоположного знака. В результате возвращающая сила, действующая на заряженные частицы, уменьшается, что приводит к уменьшению плазменной частоты.

Рассмотрим, например, цилиндрический плазменный шнур радиуса b, окруженный соосным металлическим экраном радиуса a (рис. 3.1.2). Осевое поле, создаваемое электронным диском с поверхностной плотностью зарядов σ, рассчитанное методами электростатики, определяется выражением:

$$E_z(r) = \frac{\sigma b}{\varepsilon_0 a} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{J_1(\nu_{0k} b/a) J_0(\nu_{0k} r/a)}{\nu_{0k} J_1^2(\nu_{0k})},$$

где ν_{0k} — k-й корень уравнения $J_0(\nu) = 0$. Усреднив это поле по радиусу шнура и подставив в уравнение (3.1.1), после ряда упрощений получим уравнение вида (3.1.2), в котором вместо ω_p стоит редуцированная плазменная частота $\omega_q = s\omega_p$:

$$\ddot{z} + \omega_q^2 z = \frac{e}{m} E_z, \qquad (3.1.4)$$

где E_z — продольное электрическое поле, действующее на электрон, а *коэффициент редукции* s определяется приближенным выражением

$$s = \left[2\frac{a}{l} \frac{J_1^2(\zeta_{01} b/a)}{\zeta_{01}^3 J_1^2(\zeta_{01})} \right]^{1/2} \approx 0{,}735 J_1(2{,}4 b/a) \sqrt{\frac{a}{l}}. \qquad (3.1.5)$$

В этом выражении l — расстояние между соседними сгустками частиц, которое определяется характером их движения.

Очевидно, что, если убрать неподвижные ионы, уравнение (3.1.2) останется справедливым, так как ионы создают только постоянное во времени поле. Поэтому колебания наблюдаются и в ансамбле электронов, заряд которых не скомпенсирован ионами. Впервые уравнение колебаний (3.1.4) для электронов было получено Ю. А. Кацманом.

3.2. ВОЛНЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКАХ

Предположим, что электроны движутся вдоль оси z со скоростью v_0. Соответственно, они создают электрический ток с плотностью $J_{z0} = -\rho_0 v_0$ (ρ_0 — абсолютная величина объемного заряда электронов). Пусть в результате внешнего воздействия электроны получили переменные составляющие скорости и объемного заряда, изменяющиеся по гармоническому закону:

$$v = v_0 + \tilde{v} = v_0 + \dot{v}\,e^{i\omega t},\quad \rho = \rho_0 + \tilde{\rho} = \rho_0 + \dot{\rho}\,e^{i\omega t}.$$

Плотность тока в потоке

$$J_z = -(\rho_0 v_0 + \rho_0 \tilde{v} + \tilde{\rho} v_0 + \tilde{\rho}\tilde{v})$$

(знак минус в правой части обусловлен отрицательным зарядом электрона).

Считая, что амплитуды переменных составляющих много меньше постоянных значений, произведением переменных величин в этом выражении можно пренебречь и представить плотность тока также в виде суммы постоянной и переменной составляющих:

$$J_z = J_{z0} + \tilde{J}_z = J_{z0} + \dot{J}_z\,e^{i\omega t},$$

где

$$\dot{J}_z = -(\rho_0 \dot{v} + v_0 \dot{\rho}). \qquad (3.2.1)$$

Так как электронный поток предполагается неограниченным по оси z, амплитуда плотности полного тока в нем должна равняться нулю:

$$\dot{J}_z + i\omega\varepsilon_0 \dot{E}_z = 0, \qquad (3.2.2)$$

где $\dot{E}_z$ — амплитуда переменной составляющей электрического поля, возбуждаемого электронным потоком.

Запишем уравнение движения электронов. Из (2.3.7) следует, что

$$i\omega\dot{v} + v_0 \frac{\partial \dot{v}}{\partial z} = -\frac{e}{m} E_z. \qquad (3.2.3)$$

Подставив в это выражение значение напряженности поля из (3.2.2), получим

$$-\omega^2 \dot{v} + i\omega v_0 \frac{\partial \dot{v}}{\partial z} = \frac{e}{m\varepsilon_0} J_z. \qquad (3.2.4)$$

Найдем теперь другое соотношение между скоростью и плотностью тока. Уравнение непрерывности в данном случае имеет вид

$$\frac{\partial \dot{J}_z}{\partial z} - i\omega\dot{\rho} = 0. \qquad (3.2.5)$$

Из определения амплитуды плотности тока (3.2.1) находим

$$\dot{\rho} = -\frac{\dot{J}_z + \rho_0 \dot{v}}{v_0}. \qquad (3.2.6)$$

Подставив (3.2.6) в (3.2.5), получим

$$\frac{\partial \dot{J}_z}{\partial z} + \frac{\mathrm{i}\omega}{v_0} J_z = -\frac{\mathrm{i}\omega\rho_0}{v_0}\dot{v}. \tag{3.2.7}$$

Уравнения (3.2.4) и (3.2.7) образуют систему уравнений относительно неизвестных амплитуд плотности тока и скорости. Найдем из уравнения (3.2.7) $\dot{v}$:

$$\dot{v} = -\frac{v_0}{\mathrm{i}\omega\rho_0}\frac{\partial \dot{J}_z}{\partial z} - \frac{1}{\rho_0}\dot{J}_z. \tag{3.2.8}$$

Подставим найденное значение в (3.2.4):

$$\frac{\omega v_0}{\mathrm{i}\rho_0}\frac{\partial \dot{J}_z}{\partial t} + \frac{\omega^2}{\rho_0}\dot{J}_z - \frac{v_0^2}{\rho_0}\frac{\partial^2 \dot{J}_z}{\partial z^2} - \frac{\mathrm{i}\omega\dot{v}_0}{\rho_0}\frac{\partial \dot{J}_z}{\partial z} - \frac{e}{m\varepsilon_0}\dot{J}_z = 0.$$

Приведем подобные члены и помножим результат на ρ_0 / v_0^2:

$$\frac{\partial^2 \dot{J}_z}{\partial z^2} + 2\mathrm{i}\beta_e \frac{\partial \dot{J}_z}{\partial z} - (\beta_e^2 - \beta_p^2)\dot{J}_z = 0, \tag{3.2.9}$$

где введены электронная постоянная распространения $\beta_e = \omega / v_0$ и плазменная постоянная распространения $\beta_p = \omega_p / v_0$.

Будем искать решение уравнения (3.2.9) в виде волны тока

$$\dot{J}_z = \dot{J}_{zm}\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Gamma z}, \tag{3.2.10}$$

где Γ — неизвестная постоянная распространения. Подставив (3.2.10) в (3.2.9), после сокращения на $\dot{J}_{zm}$ получим

$$\Gamma^2 - 2\beta_e\Gamma + (\beta_e^2 - \beta_p^2) = 0. \tag{3.2.11}$$

Решив это квадратное уравнение, найдем два значения постоянной распространения:

$$\Gamma^{\pm} = \beta_e \pm \sqrt{\beta_e^2 - (\beta_e^2 - \beta_p^2)} = \beta_e \pm \beta_p. \tag{3.2.12}$$

Отсюда

$$\dot{J}_z = \dot{J}_{z+}\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\beta_e + \beta_p)z} + \dot{J}_{z-}\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\beta_e - \beta_p)z}. \tag{3.2.13}$$

Таким образом, в электронном потоке могут распространяться две волны с различными постоянными распространениями. Эти волны называют *волнами пространственного заряда*. Найдем их фазовые скорости:

$$v_{p\pm} = \frac{\omega}{\Gamma^{\pm}} = v_0 \frac{\omega}{\omega \pm \omega_p}.$$

В электронных потоках обычно $\omega_p \ll \omega$, поэтому одна волна (с нижним индексом) распространяется немного быстрее, чем движутся электроны (ее назы-

вают *быстрой*), а фазовая скорость волны с верхним индексом меньше, чем скорость электронов (эту волну называют *медленной*).

Групповые скорости обеих волн равны постоянной составляющей скорости электронов:

$$v_g^{\pm} = \left(\frac{d\Gamma^{\pm}}{d\omega}\right)^{-1} = \left(\frac{d(\omega \pm \omega_p)}{v_0 d\omega}\right)^{-1} = v_0.$$

Найдем связь между амплитудами скорости и плотности заряда. Из уравнения (3.2.8)

$$\dot{v}_m^{\pm} = \pm\frac{\beta_p}{\beta_e}\frac{J_{zm}^{\pm}}{\rho_0}. \qquad (3.2.14)$$

Подставив значение плотности тока из (3.2.14) в (3.2.5), после несложных преобразований найдем

$$\frac{\dot{\rho}^{\pm}}{\rho_0} = \mp\frac{\beta_e \pm \beta_p}{\beta_p}\frac{\dot{v}^{\pm}}{v_0}. \qquad (3.2.15)$$

На рисунке 3.2.1 показана зависимость амплитуд скорости электронов и плотности пространственного заряда быстрой (*а*) и медленной волн (*б*) от координаты. Поток имеет ускоряющее напряжение 10 кВ, плотность тока 0,5 А/мм^2, отношение переменной составляющей тока к постоянной составляющей 0,01. Частота возбуждения волн пространственного заряда — 10 ГГц, плазменная частота потока — 2 ГГц. Видно, что у быстрой волны плотность и скорость находятся в фазе. Это значит, что электронов, имеющих скорость больше средней скорости, больше, чем электронов с меньшими скоростями. Поэтому кинетическая энергия потока, в котором возбуждена быстрая волна, больше, чем энергия невозмущенного потока. Говорят, что быстрая волна пространственного заряда переносит положительную *кинетическую мощность*.

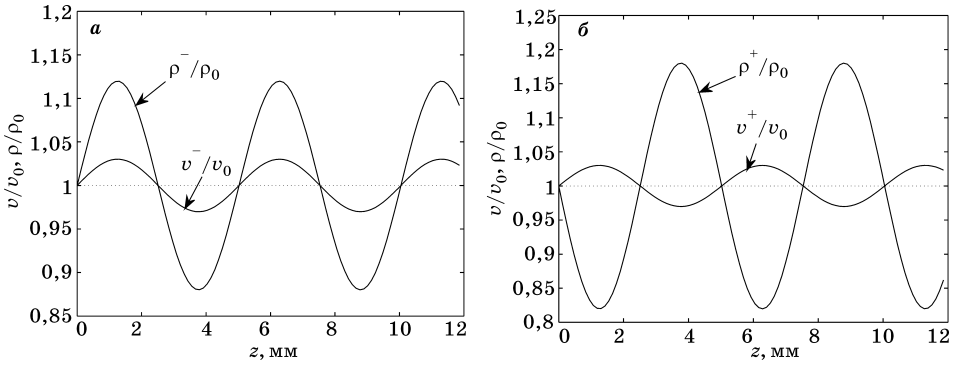


Рис. 3.2.1
Распределение скорости и плотности заряда в быстрой и медленной волне пространственного заряда

В медленной волне скорость и плотность находятся в противофазе. Поэтому медленная волна имеет бóльшее число электронов со скоростями, меньшими средней скорости, и меньшее число электронов со скоростями, большими средней. В результате кинетическая энергия электронов потока, в котором возбуждена медленная волна пространственного заряда, меньше энергии невозмущенного потока. Поэтому говорят, что медленная волна переносит отрицательную кинетическую мощность. Если в потоке возбуждены обе волны пространственного заряда с равными амплитудами, кинетическая энергия потока не меняется.

Если электронный поток ограничен в поперечном направлении, необходимо учитывать уменьшение плазменной частоты за счет влияния экрана. В частности, если поток имеет форму цилиндра радиуса b и распространяется в цилиндрическом экране радиуса a, для расчета коэффициента редукции можно использовать формулу (3.1.5), приняв в качестве расстояния между дисками «электронную» длину волны $\lambda_e = 2\pi/\beta_e$. Указанная формула при этом приобретает вид

$$s = 0{,}293\, J_1(2{,}4b/a)\sqrt{\beta_e a}. \qquad (3.2.16)$$

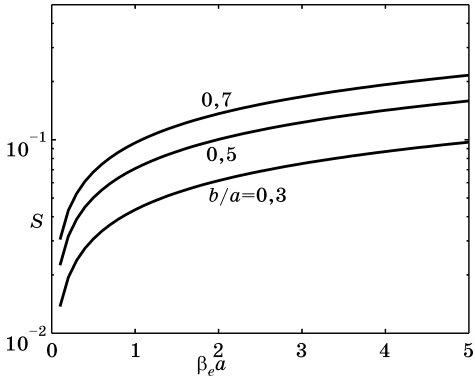


Рис. 3.2.2
Зависимость коэффициента редукции от приведенного радиуса канала

На рисунке 3.2.2 показана зависимость коэффициента редукции $\beta_e a$ для различных значений отношения радиуса потока к радиусу экрана. Как видно, влияние экрана приводит к существенному понижению плазменной частоты, особенно для малых значений $\beta_e a = 2\pi a/\lambda_e$, т. е. когда расстояние между дисками велико по сравнению с радиусом канала.

Отметим, что если электронный поток распространяется в продольном магнитном поле, в нем, наряду с волнами пространственного заряда, могут распространяться и другие типы волн (циклотронные и синхронные).

3.3. ВОЛНЫ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Рассмотрим однородный полупроводниковый материал, в котором носители заряда движутся под действием электрического поля. Для простоты рассматриваем движение носителей заряда только одного типа. Введем координату z, вдоль которой движутся носители заряда и направлены силовые линии электрического поля. В поперечном направлении материал считаем неограниченным, так что все величины зависят только от координаты z и времени.

Пусть на частицы воздействует электрическое поле, имеющее постоянную и переменную составляющие:

$$E_z = E_{z0} + \tilde{E}_z.$$

Под воздействием переменной составляющей поля в потоке появятся переменные составляющие концентрации частиц, плотности тока и скорости:

$$n = n_0 + \tilde{n},$$
$$J_z = J_0 + \tilde{J},$$
$$v_z = v_0 + \tilde{v}.$$

Предполагаем, что значения постоянных составляющих много больше максимальных значений переменных составляющих (малосигнальное приближение). Запишем выражение для конвекционного тока частиц, воспользовавшись формулой (2.4.11):

$$J_z = qnv - qD\frac{\partial n}{\partial z}. \tag{3.3.1}$$

Запишем это уравнение отдельно для постоянных и переменных составляющих:

$$J_0 = qn_0v_0 - qD\frac{dn_0}{dz}, \tag{3.3.2}$$

$$\tilde{J} = q\tilde{n}v_0 + qn_0\tilde{v} - qD\frac{\partial\tilde{n}}{\partial z}. \tag{3.3.3}$$

В выражении (3.3.3) опущены члены второго порядка малости.

Уравнения Максвелла (2.2.4) также отдельно для постоянных и переменных составляющих имеют вид

$$\frac{dE_0}{dz} = \frac{q}{\varepsilon}(n_0 - N), \tag{3.3.4}$$

$$\frac{\partial\tilde{E}}{\partial z} = \frac{q}{\varepsilon}\tilde{n}. \tag{3.3.5}$$

Совместное решение (3.3.2) и (3.3.4) при заданных граничных условиях позволяет определить стационарные распределения концентрации, поля и скорости, а также рассчитать плотность тока J_0. В дальнейшем предположим, что эти величины от координаты z не зависят.

Для вычисления переменных составляющих продифференцируем уравнение (3.3.3) по z и предположим, что они зависят от времени по гармоническому закону с угловой частотой ω. Учитывая, что полная плотность тока $J_{tot} = J + i\omega\varepsilon E = 0$ в любом сечении равна нулю, получим

$$-qD\frac{\partial^2\tilde{n}}{\partial z^2} + qv_0\frac{\partial\tilde{n}}{\partial t} + qn_0\frac{\partial\tilde{v}}{\partial z} + i\omega\varepsilon\frac{\partial\tilde{E}}{\partial z} = 0.$$

Используя (3.3.5) и учитывая, что $\tilde{v} = \mu_d\tilde{E}$, где $\mu_d = dv/dE\big|_{E=E_0}$ — дифференциальная подвижность, найдем

$$D\frac{\partial^2\tilde{n}}{\partial z^2} - v_0\frac{\partial\tilde{n}}{\partial z} - (i\omega + \omega_m)\tilde{n} = 0, \tag{3.3.6}$$

где $\omega_m = qn_0\mu_d/\varepsilon$ — дифференциальная частота максвелловской релаксации. Решение этого уравнения ищем в виде $\tilde{n} = \dot{n}e^{-i\Gamma}$, где Γ — неизвестная постоянная распространения. Подставив значение $\tilde{n}$ в (3.3.6), получим уравнение относительно Γ:

$$\Gamma^2 - \frac{i\upsilon_0}{D}\Gamma + \frac{i\omega + \omega_m}{D} = 0. \tag{3.3.7}$$

Это уравнение имеет два комплексных корня:

$$\Gamma^{\pm} = \frac{i\upsilon_0}{2D} \pm \sqrt{-\frac{\upsilon_0^2}{4D^2} + \frac{i\omega + \omega_m}{D}}. \tag{3.3.8}$$

Таким образом, в полупроводнике могут распространяться две волны пространственного заряда с различными постоянными распространения.

Преобразуем выражение (3.3.8), вынеся из-под корня первый член:

$$\Gamma^{\pm} = \frac{i\upsilon_0}{2D}\left(1 \pm i\sqrt{1 - \frac{4(i\omega + \omega_m)D}{\upsilon_0^2}}\right).$$

Максвелловская частота релаксации обычно много больше частот, используемых в микроволновом диапазоне. Кроме того, второй член под корнем обычно много больше единицы, так что последней можно пренебречь. В результате для постоянных распространения получаем приближенное выражение

$$\Gamma^{\pm} = \pm\beta - i\alpha^{\pm} \approx \mp\sqrt{\frac{4\omega_m}{D}} + i\frac{\upsilon_0}{D}. \tag{3.3.9}$$

Таким образом,

$$\tilde{n} = \dot{n}_1 e^{\alpha z} e^{-i\beta z} + \dot{n}_2 e^{\alpha z} e^{i\beta z}. \tag{3.3.10}$$

Аналогичный вид имеют решения и для других величин — скорости, плотности тока и напряженности поля. Как видно, две волны распространяются в противоположные стороны, причем амплитуда одной из них нарастает, а другой — убывает по мере распространения.

Во многих случаях диффузией можно пренебречь. Уравнение (3.3.6) при этом упрощается. Решение этого уравнения также можно искать в виде волны, уравнение для постоянной распространения которой имеет вид

$$\Gamma = \beta - i\alpha = \frac{\omega}{\upsilon_0} - i\frac{\omega_m}{\upsilon_0}. \tag{3.3.11}$$

В этом случае в полупроводнике распространяется одна волна со скоростью, равной постоянной составляющей скорости носителей заряда, и с постоянной затухания, знак которой зависит от знака ω_m. Если дифференциальная подвижность носителей заряда положительна, $\omega_m > 0$ и волна по мере распространения затухает. Однако, если дифференциальная подвижность отрицательна, частота релаксации также отрицательна и амплитуда волны по мере распространения экспоненциально нарастает. Этот эффект можно использовать для

усиления и генерации микроволн. При $\omega_m = 0$ зарядовые неоднородности распространяются без затухания.

Отметим, что в данном разделе приведена линейная теория, в основе которой лежит предположение о малости переменных составляющих величин, характеризующих волну, по сравнению с постоянными величинами. Такое допущение далеко не всегда может быть использовано, поэтому усилия многих исследователей были направлены на создание нелинейной теории взаимодействия, которая охватывает более широкий круг явлений и позволяет получить более точные результаты.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Запишите уравнение колебаний электронов в электронном потоке. Какой процесс оно описывает?
2. Что такое плазменная частота? От каких параметров зависит коэффициент редукции плазменной частоты?
3. В чем разница между быстрой и медленной волной пространственного заряда в электронном потоке? Что такое кинетическая мощность?
4. Какие типы волн могут распространяться в электронном потоке?
5. Опишите волны пространственного заряда в твердом теле при наличии и отсутствии диффузии.
6. Какой физический смысл имеет дифференциальная максвелловская частота в твердом теле?

4 ГЛАВА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОТОКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

4.1. МОЩНОСТЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В главе 2 было показано, что для получения технически приемлемой мощности излучения ансамбля заряженных частиц необходимо обеспечить группировку частиц, т. е. концентрацию их в объеме с размерами, не превышающими половину длины волны и/или их фазировку, т. е. обеспечить условия, при которых отдельные частицы излучают в одинаковых фазах. Фазировка достигается с помощью внешнего поля, воздействующего на ЗЧ. Как отмечалось, способы группировки и фазировки различны в различных типах микроволновых приборов, однако есть общие закономерности взаимодействия заряженных частиц с высокочастотным электромагнитным полем, которые и рассматриваются в данной главе.

В современных микроволновых приборах используются интенсивные потоки ЗЧ, содержащие огромное число отдельных излучателей. Соответственно, происходит колоссальное количество актов излучения и поглощения. Поэтому целесообразно рассматривать интегральные характеристики потока, такие как ток (или плотность тока), скорость и плотность заряда.

В микроволновых приборах электромагнитное поле получает энергию от электронного потока. Под действием ускоряющего напряжения U_0 каждый электрон потока приобретает кинетическую энергию $w_k = mv^2/2 = eU_0$. Плотность кинетической энергии пучка с концентрацией электронов $n_0 = \rho_0/e$

$$W_k = w_k n_0 = \frac{mv^2}{2}\frac{\rho_0}{e} = U_0\rho_0.$$

Поток кинетической энергии, переносимой пучком с площадью поперечного сечения A в единицу времени (кинетическая мощность)

$$P_k = W_k A v = U_0\rho_0 v A = U_0 I_0,$$

где I_0 — ток пучка. Эта мощность и может быть частично преобразована в мощность высокочастотного электромагнитного поля.

Проанализируем особенности взаимодействия потока заряженных частиц и определим мощность взаимодействия при одновременном воздействии на поток статического электрического поля $\mathbf{E}_0$ и переменного поля $\tilde{\mathbf{E}}$.

Пусть электрическое поле имеет постоянную и переменную составляющие:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \tilde{\mathbf{E}}. \tag{4.1.1}$$

Предположим, что плотность конвекционного тока также имеет постоянную и переменную составляющие:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_0 + \tilde{\mathbf{J}}. \tag{4.1.2}$$

Предположим, что в области взаимодействия пространственная неоднородность распределения поля и тока незначительна и ее можно не учитывать. Тогда из уравнения (2.4.9) получим

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[n(mv_d^2/2 + 3kT_e/2)\right] - \mathbf{JE} = -\frac{3}{2}\frac{nk(T_e - T_0)}{\tau_\varepsilon}. \tag{4.1.3}$$

Для бесстолкновительного движения частиц, $\tau_\varepsilon \to \infty$, $T_e \to 0$, получим

$$n\frac{\partial(mv^2/2)}{\partial t} - \mathbf{JE} = 0, \tag{4.1.4}$$

т. е. изменение кинетической энергии частиц происходит за счет обмена энергией между полем и частицами.

Мгновенная удельная мощность взаимодействия в этих уравнениях определяется членом $\mathbf{JE}$. Для определения средней удельной мощности за период необходимо проинтегрировать этот компонент по времени, т. е.

$$\langle p \rangle = 1/T \int_0^T \mathbf{JE}\partial t. \tag{4.1.5}$$

Интегрирование (4.1.5) по пространству взаимодействия ΔV дает среднюю за период мощность взаимодействия в области ΔV:

$$\langle \Delta P \rangle = \int_{\Delta V} p dV = 1/T \int_{\Delta V} \int_0^t \mathbf{JE} dt dV. \tag{4.1.6}$$

Подставим в (4.1.5) выражения (4.1.1) и (4.1.2):

$$p = 1/T \int_0^T \mathbf{JE}\partial t = 1/T \int_0^T (\mathbf{J}_0 + \tilde{\mathbf{J}})(\mathbf{E}_0 + \tilde{\mathbf{E}})\partial t = 1/T \int_0^T (\mathbf{J}_0\mathbf{E}_0 + \mathbf{J}_0\tilde{\mathbf{E}} + \tilde{\mathbf{J}}\mathbf{E}_0 + \tilde{\mathbf{J}}\tilde{\mathbf{E}})\partial t.$$

Первый член в полученном подынтегральном выражении определяет удельную мощность, переносимую «невозмущенным» потоком. Второй и третий члены определяют мощность взаимодействия постоянной составляющей тока потока с переменным полем и постоянной составляющей поля с переменной составляющей конвекционного тока. Последний член равен произведению переменных составляющих тока и поля.

При гармоническом законе изменения переменных составляющих тока и поля подынтегральные члены $\mathbf{J}_0\tilde{\mathbf{E}}$ и $\tilde{\mathbf{J}}\mathbf{E}_0$ не дают вклад в среднюю мощность взаимодействия, т. е.

$$\int_0^T (\tilde{\mathbf{J}}\mathbf{E}_0 + \mathbf{J}_0\tilde{\mathbf{E}})\partial t = 0. \tag{4.1.7}$$

Таким образом,

$$p = 1/T\int_0^T \mathbf{J}\mathbf{E}\partial t = 1/T\int_0^T (\mathbf{J}_0\mathbf{E}_0 + \tilde{\mathbf{J}}\tilde{\mathbf{E}})\partial t. \tag{4.1.8}$$

Заметим, что выражение (4.1.7) справедливо только тогда, когда поле и ток в области взаимодействия не зависят от координат.

Интеграл от произведения $\tilde{\mathbf{J}}\tilde{\mathbf{E}}$ определяет удельную мощность взаимодействия переменного тока с переменным во времени полем. Поэтому после усреднения уравнений (4.1.3) и (4.1.4) по периоду колебаний мы получим:

$$\Delta\left[n(mv_d^2/2 + 3kT_e/2)\right] + \int_0^T \tilde{\mathbf{J}}\tilde{\mathbf{E}}dt = \frac{1}{T}\int_0^T \frac{3}{2}\frac{nk(T_e - T_0)}{\tau_\varepsilon(T_e)}dt; \tag{4.1.9}$$

$$\Delta\left(nmv^2/2\right) - \int_0^T \tilde{\mathbf{J}}\tilde{\mathbf{E}}dt = 0. \tag{4.1.10}$$

Сравнение (4.1.10) и (4.1.9) показывает, что если в вакууме взаимодействие потока носителей заряда с переменным электрическим полем приводит к изменению кинетической энергии носителей зарядов, то в полупроводниках это взаимодействие приводит не только к изменению кинетической энергии направленного движения $nmv_d^2/2$ зарядов, но и к изменению хаотической (тепловой) компоненты их энергии $3/2nkT_e$ за счет актов рассеяния.

Если носители заряда (например, электроны) движутся в переменном электрическом поле с постоянной дрейфовой скоростью, может показаться, что их кинетическая энергия не меняется и обмен энергией с электрическим полем не происходит. Однако на самом деле это не так. Скорость электрона складывается из двух составляющих: скорость теплового движения и скорость, приобретаемая под действием электрического поля. Рассмотрим электрон, движущийся в кристаллической решетке. В отсутствие внешнего поля он движется между столкновениями прямолинейно с «тепловой» скоростью, определяемой температурой решетки T: $mv_T^2/2 = kT$. Под действием поля его скорость между столкновениями увеличивается и приобретает составляющую, направленную вдоль поля (дрейфовую скорость). При столкновениях электрон отдает ионам часть энергии и решетка нагревается до более высокой температуры, чем в отсутствие поля. В сильном поле дрейфовая скорость остается постоянной, а энергия поля тратится, в основном, на увеличение тепловой энергии носителей. Этот процесс определяет рост температуры электронного газа T_e, которая становится больше, чем температура решетки. Такие электроны называют «горячими». Они отдают энергию решетке, в результате чего она тоже нагревается и образец приходит в термодинамическое равновесие.

Если поле содержит постоянную и переменную составляющие, в моменты времени, когда поле меньше среднего значения, оно меньше «греет» электроны, а в моменты, когда поле больше среднего, нагрев электронов усиливается. Если число электронов в области взаимодействия в моменты слабого поля больше, чем в моменты, когда поле больше среднего, температура электронного газа и решетки оказывается меньше, чем в отсутствие переменного поля. Таким образом, часть энергии постоянного поля передается переменному полю, что и требуется для работы приборов. Условием такого обмена энергией служит модуляция по плотности потока носителей и правильная фазировка тока и поля. Они должны быть сдвинуты по фазе по крайней мере более чем на 90°.

Предположим, что поток носителей заряда с плотностью тока $\tilde{\mathbf{J}} = J_z(z,t)\mathbf{e}_z$ и поперечным сечением S взаимодействует с известным полем $\tilde{\mathbf{E}} = E(z,t)\mathbf{e}_z$. Область взаимодействия ограничена плоскостями с координатами $z = 0$ и $z = d$. Определим мгновенную мощность взаимодействия:

$$P(t) = \int_{\Delta V} \mathbf{J}\mathbf{E}dV = \int_0^d J_z(z,t)E(z,t)Sdz = \int_0^d I_z(z,t)E(z,t)dz. \qquad (4.1.11)$$

При малой длине зазора d, когда можно положить $I_z(z, t) \approx I_z(0, t)$, формула (4.1.11) принимает простой вид:

$$P(t) \approx I_z(0,t)\int_0^d E(z,t)dz = I_z(0,t)U(t),$$

где $U(t) = \int_0^d E(z,t)dz$ — разность потенциалов на зазоре. Таким образом, мощность в этом варианте рассчитывается также как в цепях переменного тока.

Рассмотрим поток частиц с площадью поперечного сечения S, характеризуемый конвекционным током

$$I_k = I_0 + \dot{I}e^{i(\omega t+\varphi)} \qquad (4.1.12)$$

и взаимодействующий с переменным электрическим полем $\mathbf{E} = \dot{E}e^{i(\omega t+\psi)}\mathbf{e}_z$. Предполагаем, что частицы движутся вдоль оси z. В соответствии с (2.3.3) мощность взаимодействия на отрезке dz определяется выражением

$$dP = qn\mathbf{v}\cdot\mathbf{E}^*Sdz = \frac{1}{2}\dot{I}\dot{E}^*dz. \qquad (4.1.13)$$

Как видно, мощность взаимодействия, вообще говоря, является комплексной величиной:

$$dP = dP_{re} + idP_{im},$$

где

$$dP_{re} = \frac{1}{2}\dot{I}\dot{E}^*\cos(\varphi-\psi); \qquad (4.1.14)$$

$$dP_{im} = \frac{1}{2}\dot{I}\dot{E}^*\sin(\varphi-\psi). \qquad (4.1.15)$$

Действительная часть мощности, в зависимости от разности фаз между переменными составляющими тока и поля, может быть как положительной, так

и отрицательной. В первом случае поле отдает часть своей энергии заряженным частицам. Такой механизм используется в высокочастотных ускорителях заряженных частиц. Во втором случае частицы отдают часть своей энергии полю, увеличивая его интенсивность. Именно этот механизм взаимодействия используется в электронных приборах.

Мнимая часть мощности взаимодействия (реактивная мощность) при усреднении по периоду изменения поля равна нулю. Поэтому она не меняет энергию поля и частиц, но приводит к изменению соотношения между энергий электрического и магнитного полей.

Формулу (4.1.13) можно записать и в таком виде:

$$dP = \frac{1}{2}\dot{I}\dot{E}_z^* \frac{dz}{dt}dt = \frac{1}{2}\dot{I}\dot{E}_z^* \dot{v}d\tau, \qquad (4.1.16)$$

где $d\tau$ — время пролета заряженными частицами промежутка dz. При интегрировании этого соотношения в конечном интервале значений τ следует учитывать, что скорость и время пролета содержат переменные составляющие, зависящие от амплитуды высокочастотного поля.

Рассмотрим некоторые частные случаи взаимодействия.

4.2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С КВАЗИСТАТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

4.2.1. НАВЕДЕННЫЙ ТОК. ТЕОРЕМА ШОКЛИ — РАМО

Рассмотрим систему электродов, вблизи которой движется заряженная частица с зарядом q (рис. 4.2.1). Этот заряд наводит заряды противоположного знака на электродах, сумма которых равна $-q$. При движении частицы заряды, наведенные на электродах, изменяются. На тех электродах, к которым частица приближается, заряд увеличивается, а на тех, от которых она удаляется, — уменьшается. Поэтому в цепи, соединяющей электроды, возникает ток, называемый *наведенным током*.

Определим ток, протекающий в цепи электрода с номером m. Для этого предположим, что на этот электрод подан потенциал U_m, при этом остальные электроды находятся под нулевым потенциалом. Электрод m создает в месте расположения частицы электрическое поле $\mathbf{E}_m$. Работа, которую это поле совершает при перемещении частицы на расстояние $d\mathbf{r}$ за время dt, определяется формулой

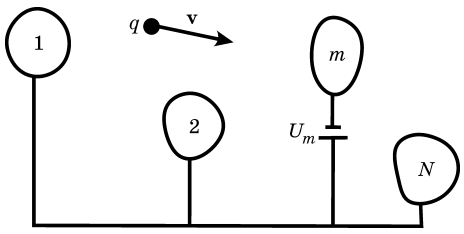


Рис. 4.2.1
Заряд, движущийся в системе электродов

$$dA = \mathbf{F}d\mathbf{r} = qd\mathbf{r} = q\mathbf{E}_m \frac{d\mathbf{r}}{dt}dt = q\mathbf{E}_m \mathbf{v}dt,$$

где $\mathbf{v}$ — скорость частицы, которую она приобрела под действием поля. С другой стороны, наведенный в цепи данного электрода ток совершает работу

$$dA = I_{\text{н}\,m}U_m dt.$$

Приравнивая, в соответствии с законом сохранения энергии, эти два выражения, находим

$$I_{\text{н}\,m} = q\frac{\mathbf{E}_m}{U_m}\mathbf{v} = q\mathbf{E}_{1m}\mathbf{v}, \qquad (4.2.1)$$

где $\mathbf{E}_{1m}$ — электрическое поле, создаваемое m-м электродом при подаче на него единичного потенциала. Формула (4.2.1) выражает *теорему Шокли — Рамо* о наведенном токе. Эта теорема позволяет определить ток, наведенный в цепи любого электрода, если известно создаваемое им электрическое поле. Напомним, что формула (4.2.1) не учитывает запаздывание потенциала, поэтому она может применяться только в тех случаях, когда электрическое поле в системе электродов близко к статическому. Теорема Рамо не учитывает также релятивистские эффекты.

Предположим, что в междуэлектродном пространстве распространяется электронный поток с плотностью тока $\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r})\mathbf{v}(\mathbf{r})$. Тогда наведенный ток, создаваемый электронами, содержащими в объеме dV,

$$dI_{\text{н}\,m} = \mathbf{E}_{1m}\mathbf{v}\rho dV = \mathbf{E}_{1m}\mathbf{j}_k dV.$$

Наведенный ток в цепи m-го электрода найдем, проинтегрировав полученное выражение по объему взаимодействия (междуэлектродного пространства):

$$I_{\text{н}\,m}(t) = \int_V \mathbf{E}_{1m}(\mathbf{r}, t)\mathbf{j}_k(\mathbf{r}(t), t)dV. \qquad (4.2.2)$$

Отметим, что в полученном выражении положение элемента конвекционного тока зависит от времени: $\mathbf{r} = \mathbf{v}t$.

4.2.2. ТОК ПЛОСКОГО МЕЖДУЭЛЕКТРОДНОГО ПРОМЕЖУТКА И ЕГО ВНЕШНЕЙ ЦЕПИ

Предположим, что заряженные частицы движутся вдоль оси z в однородном переменном электрическом поле с амплитудой $\dot{E}\mathbf{e}_z$. Мощность взаимодействия этого поля с током на отрезке длиной d и единичной площади поперечного сечения определяется, в соответствии с (4.2.2), интегралом

$$P = \frac{1}{2}\dot{E}\int_0^d \dot{J}^* dz.$$

Преобразуем это выражение:

$$P = \frac{1}{2}\dot{E}d\frac{1}{d}\int_0^d \int_S \dot{J}_k^* dSdz = -\frac{1}{2}UI_{\text{н}}^*, \qquad (4.2.3)$$

где $\dot{U} = -\dot{E}d$ — амплитуда напряжения на отрезке d. Знак минус в этом выражении появился потому, что положительной считается мощность, передаваемая от заряженных частиц электромагнитному полю. Как видно, в данном случае наведенный ток равен усредненному по отрезку d конвекционному току.

В качестве примера рассмотрим пространство между двумя идеально проводящими электродами площадью S, расположенными на расстоянии d друг от

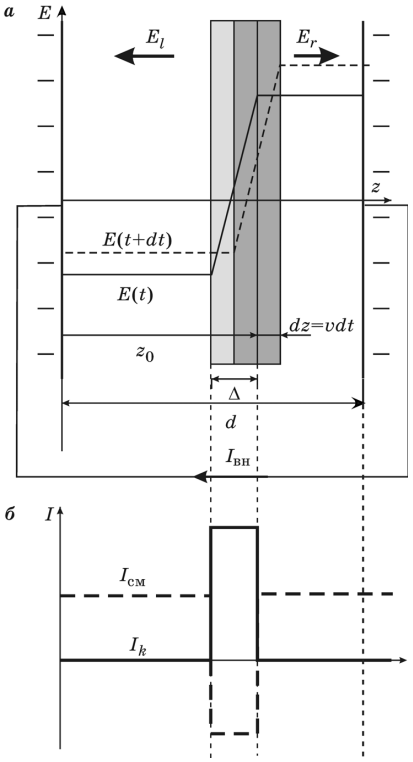


Рис. 4.2.2
Ток в междуэлектродном промежутке и его внешней цепи

друга (*плоский междуэлектродный зазор*) и соединенными внешней цепью (рис. 4.2.2*а*). Краевыми эффектами вблизи границ электродов пренебрегаем. Пусть в пространстве между электродами движется со скоростью υ узкий слой заряженных частиц. Ширина слоя $\Delta \ll d$. Конвекционный ток в междуэлектродном промежутке

$$I_k = \begin{cases} 0, & z < z_0; \\ \rho\upsilon S, & z_0 - \Delta \le z \le z_0; \\ 0, & z_0 < z < d, \end{cases} \qquad (4.2.4)$$

где z_0 — координата правой границы зарядов.

Слой заряженных частиц наводит на электродах заряды с поверхностной плотностью $\sigma_l = -\rho\Delta(d + \Delta - z_0)/d$ на левом электроде и $\sigma_r = -\rho\Delta z_0/d$ на правом. Эти заряды возбуждают электрическое поле

$$E = \begin{cases} \sigma_l/\varepsilon, & z < z_0; \\ \left[-\sigma_r + \dfrac{-\sigma_l + \sigma_r}{\Delta}(z - z_0)\right]/\varepsilon, & z_0 - \Delta \le z \le z_0; \\ -\sigma_r/\varepsilon, & z_0 + \Delta < z \le d. \end{cases}$$

Так как слой заряженных частиц движется со скоростью υ, $z_0 = \upsilon t$, если за начало отсчета времени принять момент, когда из левого электрода начинает выходить слой частиц. В результате электрическое поле в промежутке меняется со временем, что вызывает появление тока смещения

$$I_{см} = \varepsilon S\frac{\partial E}{\partial t} = \begin{cases} \rho\upsilon S\dfrac{\Delta}{d}, & 0 < z < z_0 - \Delta; \\ \rho\upsilon S\left(\dfrac{\Delta}{d} - \dfrac{d}{\Delta}\right), & z_0 - \Delta \le z \le z_0; \\ \rho\upsilon S\dfrac{\Delta}{d}, & z_0 < z < d. \end{cases} \qquad (4.2.5)$$

Распределения конвекционного тока и тока смещения в момент времени t показаны на рисунке 4.2.2*б*. В сумме они дают полный ток, который не зависит от координаты z.

Усредним полный ток по длине промежутка, отчего его значение не изменится:

$$\langle J_{tot}\rangle = \frac{S}{d}\int_0^d\int_S\left(\varepsilon\frac{\partial E}{\partial t} + J_k\right)dSdz = \frac{S\varepsilon}{d}\frac{\partial}{\partial t}\int_0^d E dz + \frac{1}{d}\int_0^d I_k dz.$$

Первый интеграл равен нулю, так как электроды замкнуты накоротко внешней цепью. Второй интеграл равен наведенному току. Этот ток, в соответствии с законом полного тока, течет и во внешней цепи.

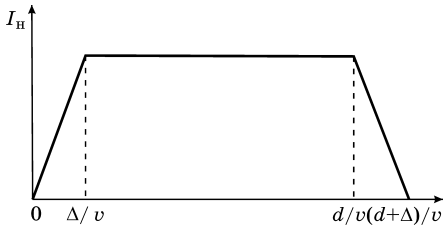


Рис. 4.2.3
Зависимость наведенного тока от времени

Таким образом, в междуэлектродном промежутке течет конвекционный ток и ток смещения, а во внешней цепи — наведенный ток. Наведенный ток начинается в момент выхода первого слоя заряженных частиц из левого электрода и заканчивается в момент входа последнего слоя частиц в правый электрод. Зависимость этого тока от времени показана на рисунке 4.2.3. Заметим, что значение наведенного тока не зависит от того, оседают электроны на электроде или пролетают сквозь него и движутся дальше.

Если между электродами приложено переменное напряжение, в междуэлектродном промежутке течет добавочный ток смещения

$$I_{см1} = \varepsilon S \frac{\partial E}{\partial t},$$

где $E = -U/d$, а во внешней цепи, кроме наведенного, емкостной ток $I_C = C\partial U/dt$, где $C = \varepsilon S/d$ — междуэлектродная емкость.

Пусть конвекционный ток содержит переменную составляющую

$$I_k = I_{km}\cos(\omega t - \beta_e z), \tag{4.2.6}$$

где $\beta_e = \omega/v_e$ — электронная постоянная фазы. Найдем переменную составляющую наведенного тока:

$$I_н = \frac{1}{d}\int_{-d/2}^{d/2} I_k dz = I_{km}\frac{1}{\beta_e d}\left[\sin\left(\omega t - \frac{\beta_e d}{2}\right) - \sin\left(\omega t + \frac{\beta_e d}{2}\right)\right] =$$
$$= I_{km}\frac{\sin(\beta_e d/2)}{\beta_e d/2}\cos\omega t$$

или

$$\dot{I}_н = M\dot{I}_k. \tag{4.2.7}$$

Отношение амплитуды наведенного тока к амплитуде конвекционного тока называют *коэффициентом взаимодействия* M потока электронов с полем зазора. Из полученной формулы следует, что для плоского зазора с однородным полем

$$M = \frac{\sin(\theta/2)}{\theta/2}, \tag{4.2.8}$$

где $\theta = \beta_e d = \omega d/v_e$ — угол пролета электрона в плоском зазоре. Выражение (4.2.8) легко обобщается на промежутки с неоднородным электрическим полем с помощью формулы (4.2.2). Таким образом, реальный плоский зазор шириной d

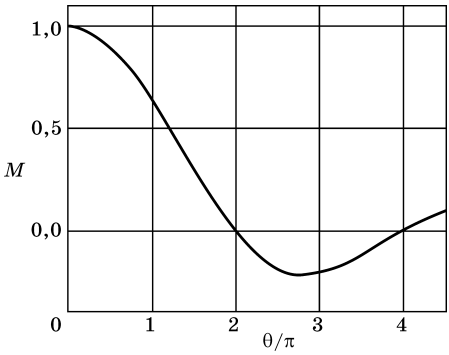


Рис. 4.2.4
Зависимость коэффициента взаимодействия от угла пролета

заменяется бесконечно узким зазором, расположенным в середине реального, в котором наводится ток, в M раз меньший амплитуды конвекционного тока.

На рисунке 4.2.4 показана зависимость коэффициента взаимодействия от угла пролета электронов в зазоре. Как видно, при стремлении угла пролета к нулю амплитуда наведенного тока стремится к амплитуде конвекционного тока. Взаимодействие поля зазора и электронного потока в этом случае наиболее эффективно. При угле пролета, равном 180°, коэффициент взаимодействия составляет 0,63, а при угле пролета 360° он обращается в нуль. Поэтому в электронных приборах (вакуумных и полупроводниковых), использующих взаимодействие в узких зазорах, угол пролета не должен превышать 120° (M = = 0,826). При больших углах пролета коэффициент взаимодействия становится отрицательным. Это означает, что наведенный во внешней цепи ток меняет свое направление и течет навстречу конвекционному.

В общем случае напряженность поля в пространстве взаимодействия зависит от продольной координаты: $E_z = E_z(z)$. Считаем, что конвекционный ток также зависит от координаты z. Разобьем пространство взаимодействия на участки длиной dz и будем считать, что в каждом таком участке поле и конвекционный ток не зависят от координаты. Тогда напряжение на этом участке $dU = |E_z(z)|dz$, а конвекционный ток $I_k(z)$. На участке пространства взаимодействия длиной dz конвекционный ток создает наведенный ток

$$dI_{\text{н}} = E_1 I_k dz = \frac{E_z(z)}{|E_z(z)|\,dz} I_k(z)dz.$$

Наведенный ток получим интегрированием этого выражения по длине пространства взаимодействия:

$$I_{\text{н}} = \frac{\int_0^d E_z(z)I_k(z)dz}{\int_0^d |E_z(z)|dz}. \qquad (4.2.9)$$

Так как переменная составляющая конвекционного тока зависит от координаты по закону (4.2.6), формула (4.2.9) для амплитуды наведенного тока приобретает вид

$$\dot{I}_{\text{н}} = I_{km} \frac{\int_{-d/2}^{d/2} E_z(z)\cos\beta_e z dz}{\int_{-d/2}^{d/2} |E_z(z)|\,dz}. \qquad (4.2.10)$$

До сих пор полагалось, что внешняя цепь не имеет сопротивления. Предположим теперь, что в нее включен резистор R. Наведенный ток создает на резисторе напряжение $U = RI_{\text{н}}$, которое индуцирует дополнительное электрическое поле в промежутке $E_{\text{вн}} = -U/d$. Это поле является тормозящим для положительных заряженных частиц, поэтому их кинетическая энергия на выходе из зазора оказывается меньше, чем на входе. Потерянная частицами энергия отдается электромагнитному полю. Таким образом, междуэлектродный зазор может вызывать индуцированное тормозное излучение короткого слоя зарядов, движущихся в этом промежутке.

4.2.3. ВОЗДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ЗАЗОРА НА ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Рассмотрим электронный поток в вакууме, проходящий плоский зазор резонатора, образованный двумя параллельными сетками, находящимися на расстоянии d_1 друг от друга. Считаем сетки непрозрачными для поля и прозрачными для электронов.

Введем декартову систему координат, ось z которой расположена перпендикулярно сеткам. Пусть первая сетка расположена в плоскости $z = 0$, а скорость частиц, влетающих в зазор резонатора, равна $\mathbf{v}_0 = \sqrt{2eU_0/m_0}\,\mathbf{e}_z$, где U_0 — ускоряющее напряжение (релятивистские эффекты не учитываем). Между сетками приложено высокочастотное напряжение $U_1 = U_{m1}\sin\omega t$. Тогда для напряженности электрического поля в зазоре получаем

$$E = -(U_{m1}/d_1)\sin\omega t.$$

Уравнение движения электронов в переменном поле имеет вид

$$\frac{dv}{dt} = \frac{eU_{m1}}{m_0 d_1}\sin\omega t.$$

Интегрируя это уравнение, получим

$$v = -\frac{eU_{m1}}{m_0\omega d_1}\cos\omega t + C.$$

Определим постоянную интегрирования C, используя начальные условия. Полагая, что электрон влетает в зазор взаимодействия ($z = 0$) в момент времени $t = t_0$, и его скорость в этот момент равна $v = v_0$, находим

$$C = v_0 + \frac{eU_{m1}}{m_0\omega d_1}\cos\omega t_0.$$

В результате для скорости электронов получаем выражение

$$v = v_0 + \frac{eU_{m1}}{m_0\omega d_1}(\cos\omega t_0 - \cos\omega t). \qquad (4.2.11)$$

Определим скорость электронов на выходе из зазора в момент времени $t_1 = t_0 + \tau$, где τ — время пролета электрона между сетками зазора взаимодействия. В общем случае это время определяется начальной скоростью электрона v_0

и переменной скоростью v, которую электрон приобретает в процессе взаимодействия с переменным полем зазора.

Полагая, что амплитуда переменного модулирующего напряжения значительно меньше ускоряющего напряжения, $U_{m1} \ll U_0$, можем пренебречь влиянием на время пролета переменной составляющей скорости и рассчитывать время пролета по формуле $\tau \approx d_1/v_0$, тогда

$$v = v_0 + \frac{eU_{m1}}{m_0 \omega d_1}[\cos(\omega t_1 - \omega\tau) - \cos\omega t_1].$$

Используя известное соотношение для разности косинусов двух углов, находим

$$v = v_0 + \frac{eU_{m1}}{m_0 \omega d_1} 2\sin\left(\omega t_1 - \frac{\omega\tau}{2}\right)\sin\frac{\omega\tau}{2}.$$

Преобразуя это выражение, получаем

$$v = v_0\left[1 + \frac{1}{2}\frac{U_{m1}}{U_0}\frac{\sin(\theta_1/2)}{\theta_1/2}\sin(\omega t_1 - \theta_1/2)\right], \qquad (4.2.12)$$

где $\theta_1 = \omega d_1/v_0$ — невозмущенный угол пролета зазора первого резонатора. В этой формуле конечная ширина зазора учитывается множителем $\sin(\theta_1/2)/(\theta_1/2)$, равным коэффициенту взаимодействия (2.3.20), введенному в п. 3.2.2 при анализе наведенного тока в зазоре. В обоих случаях коэффициент взаимодействия позволяет заменить реальный зазор идеальным бесконечно узким, расположенным в средней плоскости реального зазора. Введя коэффициент скоростной модуляции $\nu_1 = \frac{1}{2}\frac{U_{m1}}{U_0}M_1$, получим

$$v = v_0[1 + v_1\sin(\omega t_1')], \qquad (4.2.13)$$

где $v_m = \nu_1 v_0$ — амплитуда переменной скорости электронов; $t_1' = t_1 - \tau_1/2$ — момент пролета электроном середины зазора. В дальнейшем штрих опускаем.

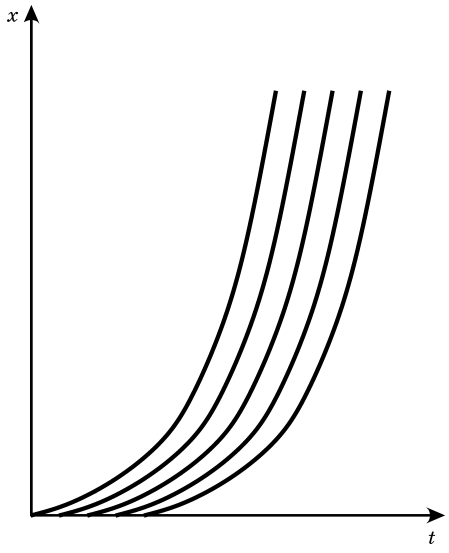


Рис. 4.2.5
Пространственно-временная диаграмма

Видно, что амплитуда переменной скорости прямо пропорциональна амплитуде переменного напряжения U_{m1} и коэффициенту взаимодействия в первом зазоре M_1. Обычно параметры системы подбирают так, чтобы значение M_1 находилось в пределах 0,7...0,9, что соответствует углу пролета $\theta_1 = 90...150°$.

Движение заряженных частиц в электронных приборах в одномерном приближении наглядно изображается на так называемых *пространственно-временных диаграммах* (диаграммах Эпплгейта). По

оси абсцисс на этих диаграммах откладывается время, а на оси ординат — координата, вдоль которой движутся частицы. Для каждой заряженной частицы, вошедшей в пространство взаимодействия в определенный момент времени, строится траектория — зависимость ее координаты от времени. Скорость частицы в данный момент времени равна тангенсу угла наклона касательной к траектории. Плотность заряда в данный момент времени в точке с данной координатой пропорциональна числу траекторий на единице длины (при условии, что частицы имеют одинаковые заряды и входят в пространство взаимодействия через равные промежутки времени). Пример пространственно-временной диаграммы для пяти частиц, движущихся в постоянной ускоряющем поле, показан на рисунке 4.2.5.

4.2.4. ОБМЕН ЭНЕРГИЕЙ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОНАМИ И ПОЛЕМ ЗАЗОРА

Вычислим кинетическую мощность потока электронов на входе в зазор. Кинетическая энергия одного электрона $w_1 = mv^2/2$, а число электронов, проходящих в зазор за единицу времени, равно nvA, где $n = \rho_0/e$ — концентрация электронов в потоке; A — площадь поперечного сечения потока. Поскольку на входе в зазор все электроны имеют одинаковые скорости $v = v_0$, кинетическая мощность на входе в зазор

$$P_{k1} = \frac{mv_0^2}{2} n v_0 A = \frac{mnv_0^3 A}{2}. \qquad (4.2.14)$$

В зазоре происходит скоростная модуляция электронов, поэтому на выходе из зазора их скорости не одинаковы и при малых модулирующих напряжениях определяются формулой (4.2.13). При пролете через бесконечно узкий зазор изменяется скорость электронов, но их взаимное положение сохраняется. Поэтому плотность электронов на выходе их зазора остается постоянной и кинетическую мощность потока, усредненную за период колебаний, можно рассчитать по формуле

$$\overline{P}_{k2} = \frac{mnA}{2} \frac{1}{T} \int_0^T v^3 dt = \frac{mnAv_0^3}{2} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 + \nu_1 \sin \omega t)^3 d\omega t.$$

Преобразуем подынтегральное выражение:

$$\frac{1}{T} \int_0^T (1 + \nu_1 \sin \omega t)^3 dt = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 + 3\nu_1 \sin \varphi + 3\nu_1^2 \sin^2 \varphi + \nu_1^3 \sin^3 \varphi) d\varphi.$$

Так как $\nu_1 \ll 1$, вторым слагаемым в скобках можно пренебречь, и в этом случае записанное выражение равно единице. Таким образом, кинетические мощности потока на входе и выходе из зазора равны, т. е. обмен энергией между электронами и полем зазора отсутствует.

Иначе происходит энергообмен в зазоре конечной ширины. Ускоренные электроны пролетают через зазор за меньшее время, чем замедленные. Поэтому коэффициент взаимодействия для ускоренных электронов оказывается больше, чем для замедленных. В результате ускоренные электроны приобретают бóльшие скорости, чем замедленные, т. е. в целом электронный поток на выходе из

резонатора имеет бóльшую кинетическую энергию, чем на входе. Избыток кинетической энергии электроны получают от электромагнитного поля зазора. На эквивалентной схеме резонатора этот эффект можно отразить, включив параллельно зазору некоторую проводимость $Y_e = G_e + iB_e$, называемую *электронной проводимостью*.

Для расчета электронной проводимости воспользуемся выражением для скорости электронов в зазоре (4.2.12). Интегрирование дает координату электрона

$$z = v_0(t - t_0) - \frac{eU_m}{\omega^2 md}[\sin\omega t - \sin\omega t_0 - (\omega t - \omega t_0)\cos\omega t_0].$$

Время пролета электрона через зазор $\tau = t - t_0$ найдем, подставив в полученное выражение $z = d$:

$$d = v_0\tau - \frac{eU_m}{\omega^2 md}\left[\sin\omega t - \sin(\omega t - \omega\tau) - \omega\tau\cos(\omega t - \omega\tau\right]. \qquad (4.2.15)$$

Для решения этого трансцендентного уравнения положим

$$\tau = \tau_0 + \delta\tau, \quad \delta\tau \ll \tau_0,$$

где $\tau_0 = d/v_0$ — «невозмущенное» время пролета. Такое представление справедливо, если $U_m \ll U_0$. Разлагая тригонометрические функции в ряд по малому параметру $\omega\delta\tau$ и пренебрегая высшими членами разложения, получим

$$\sin(\omega t - \omega\tau) \approx \sin(\omega t - \theta) - \omega\delta\tau\cos(\omega t - \theta);$$
$$\cos(\omega t - \omega\tau) \approx \cos(\omega t - \theta) + \omega\delta\tau\cos(\omega t - \theta).$$

В этих выражениях $\theta = \omega\tau_0$ — невозмущенный угол пролета.

Пусть сквозь первую сетку за время dt_0 в зазор поступает элементарный слой заряда $dq = I_{k0}dt_0$. Этот заряд наводит в соответствии с уравнением (2.3.15) во внешней цепи ток

$$dI_{\text{н}} = I_0 dt_0 v/d.$$

Суммарный наведенный ток в момент времени t определяется интегрированием по всем элементарным зарядам, находящимся в данный момент в зазоре:

$$I_{\text{н}} = \frac{I_0}{d}\int_{t-\tau}^{t}\left[v_0 - \frac{eU_m}{\omega md}(\cos\omega t - \cos\omega t_0)\right]dt_0 =$$
$$= \frac{I_0}{d}\left\{v_0 t - \frac{eU_m}{\omega^2 md}[\omega\tau\cos\omega t - \sin\omega t + \sin(\omega t - \omega\tau)]\right\}.$$

Разложив в этом выражении $\sin(\omega t - \omega\tau)$ в ряд, получим

$$I_{\text{н}} = \frac{I_0}{d}\left\{v_0\tau - \frac{eU_m}{\omega^2 md}[\theta\cos\omega t - \sin\omega t + \sin(\omega t - \theta)]\right\}.$$

Подставив в это выражение значение $v_0\tau$ из (4.2.15), после ряда преобразований получим

$$I_{\text{н}} = \frac{U_m I_0}{U_0}[F_1(\theta)\sin\omega t + F_2(\theta)\cos\omega t], \qquad (4.2.16)$$

где

$$F_1(\theta) = \frac{2(1-\cos\theta) - \theta\sin\theta}{2\theta^2}; \qquad (4.2.17)$$

$$F_2(\theta) = \frac{2\sin\theta - \theta(1+\cos\theta)}{2\theta^2}. \qquad (4.2.18)$$

Как видно, наведенный ток содержит активную составляющую $I_{\text{н1}}$, находящуюся в фазе с напряжением на зазоре, и реактивную составляющую $I_{\text{н2}}$, сдвинутую по фазе относительно напряжения на 90°. Соответственно, можно определить активную и реактивную составляющую проводимости электронного потока (*электронной проводимости*):

$$G_e = I_{\text{н1}}/U_m; \quad B_e = I_{\text{н2}}/U_m.$$

Из уравнения (4.2.16) следует, что эти проводимости зависят от невозмущенного угла пролета:

$$G_e = G_0 F_1(\theta); \quad B_e = G_0 F_2(\theta),$$

где $G_0 = I_0/U_0$ — проводимость потока по постоянному току. Графики функций G_e/G_0 и B_e/G_0 показаны на рисунке 4.2.6. Можно показать, что

$$\frac{G_e}{G_0} = -\frac{\beta_e}{4}\frac{d|M^2|}{d\beta_e}.$$

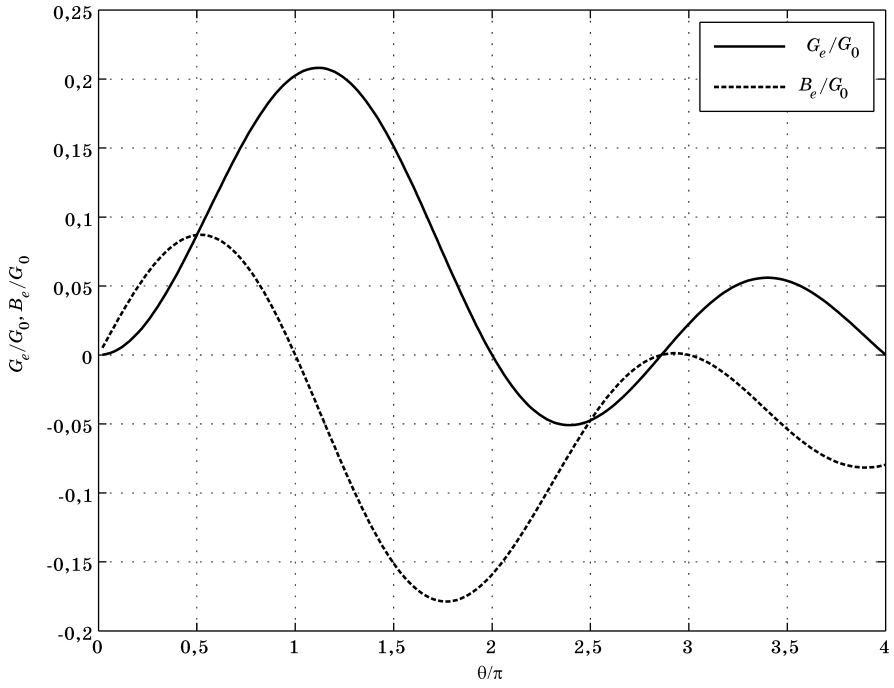


Рис. 4.2.6
Зависимость электронной проводимости от угла пролета

Средняя мощность взаимодействия поля зазора с электронным потоком

$$P_e = 0{,}5U_m^2 G_e. \qquad (4.2.19)$$

Положительная мощность соответствует передаче энергии от поля электронному потоку, отрицательная — передаче энергии от потока полю зазора.

Как видно, при малых углах пролета активная составляющая электронной проводимости положительна, т. е. электронный поток отбирает энергию от переменного электрического поля зазора. Другими словами, средняя кинетическая энергия электронов потока после прохождения зазора увеличивается. Однако в диапазоне углов пролета $\theta = 2\pi...2{,}8\pi$ активная составляющая проводимости, а значит, и мощность взаимодействия, становятся отрицательными. Это означает, что электроны отдают часть своей энергии полю зазора. Если к зазору подключен колебательный контур, настроенный на соответствующую этим углам пролета частоту, и если отдаваемая потоком электронов мощность оказывается больше, чем мощность потерь в контуре, в такой системе возникнут автоколебания (*монотронный эффект*).

Реактивная составляющая электронной проводимости при малых углах пролета ($0 < \theta < \pi$) положительна (емкостная проводимость), а при больших углах пролета отрицательна. Она сдвигает резонансную частоту резонатора, частью которого является междуэлектродный зазор.

4.3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОТОКА ЗЧ С ПОЛЕМ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

Рассмотрим модулированный по плотности заряда поток ЗЧ, имеющий площадь поперечного сечения S и скорость v_0. Пусть плотность заряда имеет постоянную и гармоническую переменную составляющие:

$$\rho = \rho_0 + \dot{\rho} e^{i(\omega t - \beta_e z)}, \qquad (4.3.1)$$

где $\beta_e = \omega / v_0$ — «электронная» постоянная фазы.

Конвекционный ток также имеет постоянную и переменную составляющие:

$$I_k = -\int_S \rho v_0 dS = I_0 + \dot{I} e^{i(\omega t - \beta_e z)}. \qquad (4.3.2)$$

Интегрирование здесь ведется по площади поперечного сечения потока.

Электронный поток движется в поле электромагнитной волны

$$E_z = \dot{E} e^{i(\omega t - \Gamma_0 z)}, \qquad (4.3.3)$$

где $\Gamma_0 = \beta_0 - i\alpha_0$ — постоянная распространения волны. Запишем мощность взаимодействия на участке dz:

$$dP = \frac{1}{2} \dot{I} \dot{E}_z^* e^{-i(\beta_e - \Gamma_0)z} dz. \qquad (4.3.4)$$

Мощность электромагнитной волны определяется выражением

$$P_0 = \frac{|\dot{E}_z|^2}{2\beta_0^2 R_c},$$

где R_c — *сопротивление связи*, характеризующее интенсивность продольной составляющей поля волны. Чем больше R_c, тем больше, при данной переносимой мощности, продольная составляющая поля волны.

Переменная составляющая тока возникает при воздействии на поток переменного поля. В малосигнальном приближении можно считать, что амплитуда тока пропорциональна амплитуде поля: $\dot{I} = a\dot{E}_z$. В этом приближении формулу (4.3.4) можно переписать:

$$dP = \frac{1}{2} a |E_z|^2 \, e^{-i(\beta_e - \Gamma_0)z} dz = aP_0 R_c \beta_0^2 e^{-i(\beta_e - \Gamma_0)z} dz. \qquad (4.3.5)$$

Отсюда мощность взаимодействия на отрезке l:

$$P = aP_0 R_c \beta_0^2 \int_0^l e^{-i(\beta_e - \Gamma_0)z} dz = \frac{aP_0 R_c \beta_0^2}{\alpha_0 - i(\beta_e - \beta_0)} [e^{i\alpha_0 l} e^{-i(\beta_e - \beta_0)l} - 1]. \qquad (4.3.6)$$

Из этого выражения видно, что наиболее интенсивное взаимодействие наблюдается в условиях синхронизма, когда $\beta_0 = \beta_e$, т. е. когда волна и заряженные частицы движутся с одинаковыми скоростями. Положив $\alpha_0 = 0$ и считая $(\beta e - \beta_0)l \ll 1$, из формулы (4.3.6) получим

$$P = aP_0 R_c \beta_0^2 l,$$

т. е. мощность взаимодействия положительна (поле отдает энергию электронам) и пропорциональна длине пространства взаимодействия. Такой вывод возникает в результате сделанного предположение о том, что амплитуда переменной составляющей конвекционного тока пропорциональна амплитуде поля волны.

При рассинхронизме возникает реактивная составляющая мощности взаимодействия, изменяющая фазу электрического поля. Более подробно взаимодействие ЗЧ с бегущей волной рассматривается в разделах, посвященных приборам соответствующих типов.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Как определяется мощность взаимодействия электромагнитного поля с потоком электронов?
2. Что такое наведенный ток? Сформулируйте теорему Шокли — Рамо о наведенном токе. При каких условиях она справедлива?
3. Какие виды токов текут в междуэлектродном промежутке и его внешней цепи? Опишите связь между ними.
4. Что такое коэффициент взаимодействия? Какой физический смысл отрицательного коэффициента взаимодействия?
5. Опишете явление скоростной модуляции электронного потока в междуэлектродном промежутке.
6. Что такое диаграмма Эпплгейта? Какие процессы можно анализировать с помощью этой диаграммы?
7. Что такое электронная проводимость? Поясните физический смысл действительной и мнимой частей этой проводимости.
8. Опишите процесс взаимодействия электронов с полем бегущей волны.

5 ГЛАВА МИКРОВОЛНОВЫЙ ПРИБОР КАК ЭЛЕМЕНТ СХЕМЫ

5.1. ТРЕБОВАНИЯ К МИКРОВОЛНОВЫМ ПРИБОРАМ

Электронный прибор является составной частью (элементом) устройства, которое, в свою очередь, входит в состав радиоэлектронной системы, например, радиолокационной станции или системы связи. Поэтому требования к прибору определяет устройство или система, в которой он будет использоваться. Исторически важнейшими областями применения микроволновых приборов были радиолокация и связь. Другая часть применения — энергетическая, когда за счет энергии микроволновых колебаний проводят различные технологические процессы: разогрев и плавление материалов, разогрев газовой плазмы, ускорение заряженных частиц и т. п.

В качестве примера рассмотрим, какие требования предъявляются к усилительным и генераторным приборам, работающим в составе РЛС и системы связи. Для этого запишем два уравнения: уравнение для определения дальности радарной системы (радиолокационное уравнение) и закон Хартли — Шеннона для информационной емкости канала.

Дальность действия радиолокационной станции определяется уравнением

$$R_{\max} = \left[\frac{P_t G^2 \sigma S_a}{P_{\min} (4\pi)^2} \right]^{1/4}, \qquad (5.1.1)$$

где G — коэффициент усиления антенны; P_t — мощность передатчика; $P_{\min}$ — чувствительность приемника; S_a — площадь антенны; σ — эффективная площадь рассеяния цели (ЭПР) (предполагается, что для передачи и приема используется одна и та же антенна).

Согласно теореме Хартли — Шеннона информационная емкость канала определяется соотношением

$$C = \Delta f \log_2(1 + P_s/P_n), \qquad (5.1.2)$$

где C — информационная емкость канала; Δf — полоса пропускания канала связи; P_s — мощность полезного сигнала; P_n — мощность шумов и нежелательных помех.

Уравнение (5.1.1) показывает, что для увеличения дальности действия радиолокационной станции необходимо увеличивать отношение мощности передатчика P_t к чувствительности приемника $P_{\min}$. Аналогично для увеличения информационной емкости канала связи (5.1.2) необходимо увеличивать отношение полезного сигнала, полученного от передатчика P_s, к мощности шумового сигнала, полученного извне и добавленного в приемнике P_n. Скорость передачи информации пропорциональна также ширине полосы пропускания канала связи Δf.

Кроме того, к приборам предъявляются многочисленные требования по массе и габаритам, надежности, долговечности, устойчивости к воздействию различных внешних факторов, стоимости и т. д.

5.2. КЛАССИФИКАЦИЯ МИКРОВОЛНОВЫХ ПРИБОРОВ

Все микроволновые электронные приборы используют взаимодействие заряженных частиц с высокочастотным электромагнитным полем. Это взаимодействие происходит в трех средах — вакууме, газовой плазме и твердом теле. Соответственно, различаются три больших класса приборов — *вакуумные*, *плазменные* и *твердотельные*. Это не значит, что, например, в вакуумных приборах не нужно учитывать процессы в твердом теле, в твердотельных — процессы в вакууме и плазме. Но эти процессы носят вспомогательный характер, обеспечивая, например, создание электронного потока в вакуумных приборах или защиту полупроводниковой структуры от внешних воздействий в полупроводниковых приборах. Класс прибора определяется по тому, в какой среде осуществляются процессы взаимодействия. С этой точки зрения можно дать следующие определения классам микроволновых электронных приборов.

1. **Электровакуумными** приборами (ЭВП) называют приборы, в которых процесс взаимодействия поля с потоком электронов происходит в высоком вакууме. Поэтому при анализе процессов взаимодействия в этих приборах можно не учитывать столкновения электронов с ионами остаточных газов. Микроволновые ЭВП исторически появились первыми, и они насчитывают наибольшее число типов и разновидностей.

2. **Плазменные** приборы, наоборот, используют газоразрядную плазму в пространстве взаимодействия. В настоящее время наибольшее применение находят так называемые *газовые разрядники*, служащие для защиты приемников от мощных электромагнитных излучений. Плазма используется также в некоторых аналогах вакуумных приборов для увеличения эффективности взаимодействия электронного потока с электромагнитным полем. Такие приборы имеют ограниченное применение и не выпускаются промышленно.

3. В **твердотельных** приборах взаимодействие осуществляется в твердом теле — полупроводнике, сегнетоэлектрике, феррите или сверхпроводнике. Для усиления и генерации микроволновых колебаний малой мощности (до 100 Вт), различных преобразований спектра сигнала почти исключительно используют твердотельные приборы. Наиболее широко используются полупроводниковые приборы, насчитывающие максимальное число типов.

В настоящей книге рассматриваются только приборы, предназначенные для усиления, генерации и преобразования спектра электромагнитных колебаний. Поэтому сегнетоэлектрические, ферритовые и сверхпроводниковые приборы не включены в ее содержание, хотя они и могут быть использованы для построения параметрических усилителей, а сверхпроводниковые приборы — и для генерации микроволновых колебаний. Не рассматриваются также мазеры (квантовые микроволновые усилители) и плазменные микроволновые приборы.

Как отмечено в гл. 2, для отбора энергии от ансамбля ЭЧ необходимо обеспечить его группировку и (или) фазировку. Для этого в электронных приборах используются устройства управления электронным потоком. Отбор энергии от сгруппированного (сфазированного) потока осуществляют устройства отбора энергии. В некоторых приборах эти устройства могут объединяться. Кроме того, для обеспечения эффективности взаимодействия в вакуумных микроволновых приборах используются постоянные электрическое и магнитное поля.

Микроволновые приборы можно классифицировать по типу устройств управления и отбора энергии.

ЭВП различают по типу используемых в них постоянных полей и по механизмам управления и отбора энергии от электронного потока.

В приборах с *квазистатическим управлением*, как следует из названия, для управления электронным потоком используют электрическое поле, причем размеры пространства взаимодействия много меньше длины волны, так что управляющее поле в нем в каждый момент времени практически совпадает с электростатическим полем.

В приборах с *динамическим* управлением электромагнитное поле в пространстве взаимодействия имеет волновой характер и (или) процесс группирования происходит в течение промежутка времени, соизмеримого с периодом колебаний поля.

Различают приборы с динамическим управлением типа О, в которых применяются прямолинейные электронные потоки. Постоянное магнитное (или электрическое) поле используется только для формирования электронного потока нужной формы. В приборах этого типа электроны отдают полю часть своей кинетической энергии. Приборы типа М, в которых используются скрещенные электрическое и магнитное поля, преобразуют в энергию поля потенциальную энергию электронов. Существуют также приборы, в которых электроны отдают энергию своего вращательного движения. Эти приборы получили название *гирорезонансных* или мазеров на циклотронном резонансе (МЦР).

В приборах типа О используется как *кратковременное*, так и *длительное* взаимодействие электронного потока с электромагнитным полем. Кроме того, в приборах с длительным взаимодействием возможно взаимодействие электронов как с прямой, так и с обратной электромагнитной волной. Существуют и гибридные приборы типа О, в которых используется как кратковременное, так и длительное взаимодействие.

Приборы типа М содержат замедляющую систему, которая может быть как замкнутой, так и не замкнутой. В первом случае электронный поток взаимодействует со стоячей волной в системе, а во втором — с бегущей волной.

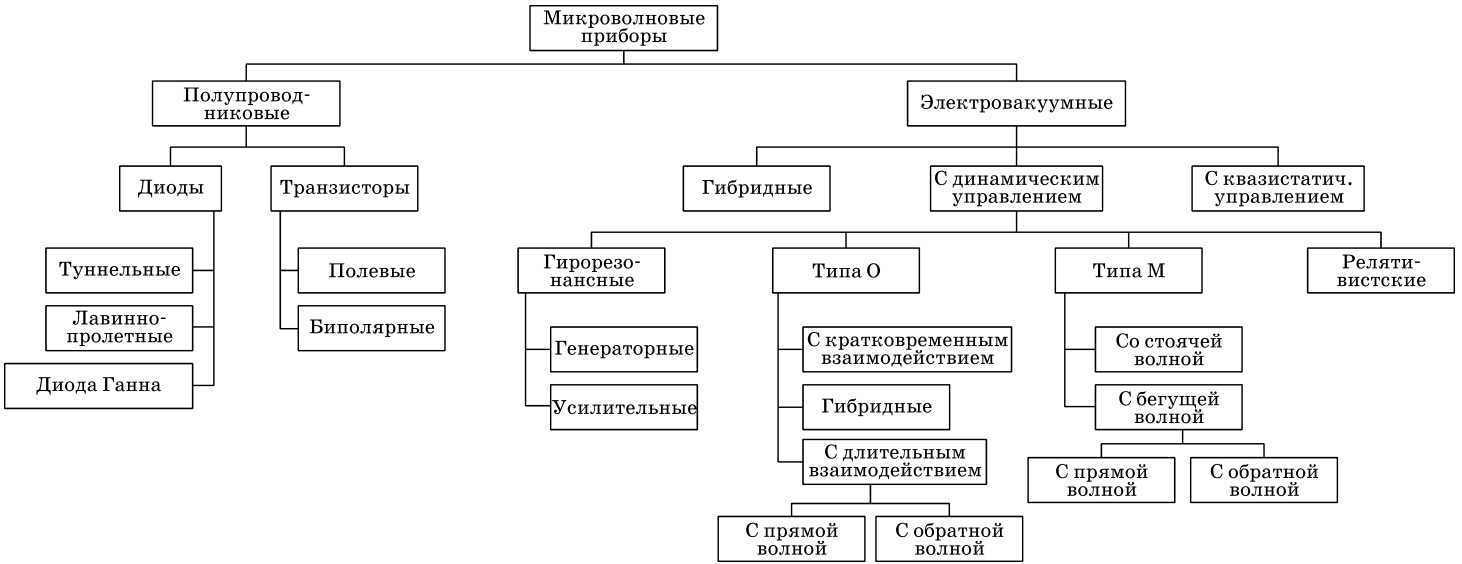


Рис. 5.2.1
Классификация микроволновых электронных приборов

В гирорезонансных приборах используется взаимодействие со стоячей или бегущей незамедленной волной. Их можно разделить на генераторные и усилительные. В первом случае в приборах используется механизм внутренней обратной связи.

Существует также класс *релятивистских* микроволновых приборов, предназначенных для получения сверхмощных колебаний миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.

Полупроводниковые микроволновые приборы, используемые для генерации и/или усиления электромагнитных колебаний, а также управления этими колебаниями, делят по количеству выводов на диоды и транзисторы. Различают диоды с положительным и отрицательным динамическим сопротивлением. Первые (диоды с p–n-переходом, с барьером Шоттки, p–i–n-диоды) используются в цепях управления колебаниями (в переключателях, ограничителях, фазовращателях, детекторах, смесителях). В настоящее время в генераторах и усилителях используются диоды с отрицательным динамическим сопротивлением. Это туннельные диоды (ТД), лавинно-пролетные диоды (ЛПД) и диоды Ганна (ДГ).

Транзисторы разделяют на биполярные и полевые с дальнейшим делением по типу материала, типу структуры, профилю легирования и т. п. В микроволновом диапазоне наибольшее применение нашли полевые транзисторы с барьером Шоттки (ПТШ) и транзисторы с высокой подвижностью электронов (HEMT — High Electron Mobility Transistor). Особое внимание уделяется разработке полупроводниковых приборов на новых материалах — нитриде галлия, карбиде кремния, графене и алмазе.

Изложенное иллюстрируется на рисунке 5.2.1. На этом рисунке не приводятся конкретные типы приборов, так как это привело бы к излишнему загромождению рисунка.

5.3. ОСНОВНЫЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ УЗЛЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

Как уже отмечалось, работа электронного прибора основана на взаимодействии высокочастотного электромагнитного поля с потоком заряженных частиц в некотором объеме, называемом пространством взаимодействия. Отсюда следует, что любой электронный прибор должен иметь устройство для создания потока ЗЧ, придания ему необходимых параметров, транспортировки через пространство взаимодействия и утилизации отработанных частиц. В вакуумных приборах такое устройство включает *электронную пушку* для создания и формирования электронного потока, систему его транспортировки (*фокусирующую систему*), исключающую расплывание потока под действием сил пространственного заряда, и *коллектор* для сбора отработавших электронов. Все вместе это называют *электронно-оптической системой* прибора (ЭОС).

В полупроводниковых приборах для создания потока ЗЧ служит p–n-переход, барьер Шоттки или омический контакт (*эмиттер*), специальная система транспортировки, как правило, отсутствует ввиду того, что поперечные размеры потока обычно много больше продольных, а постоянная составляющая поля

пространственного заряда равна нулю ввиду наличия в кристаллической решетке заряженных частиц (ионов) другого знака.

В *пространстве взаимодействия* происходит обмен энергией между заряженными частицами и электромагнитным полем. В ЭВП электромагнитное поле формируется *электродинамической системой* прибора (ЭДС), предназначенной для формирования высокочастотного поля требуемой частоты и конфигурации с тем, чтобы обеспечить наиболее эффективное взаимодействие этого поля с потоком заряженных частиц. Различают *внутренние* ЭДС, являющиеся частью конструкции прибора, и *внешние* ЭДС, не входящие в его конструкцию. В последнем случае прибор соединяется с ЭДС специальными электродами. Внешние ЭДС имеют вакуумные приборы, работающие в диапазоне метровых и дециметровых волн, а также большинство полупроводниковых приборов, хотя некоторые мощные транзисторы имеют внутренние согласующие цепи. В зависимости от типа прибора, ЭДС создают либо стоячие, либо бегущие электромагнитные волны.

В полупроводниковых приборах пространство взаимодействия образуют участки прибора, в которых существует переменное электрическое поле.

Кроме этих основных составных частей, электронные приборы могут иметь системы охлаждения, системы поддержания вакуума во внутреннем пространстве, системы ввода и вывода энергии (рассматриваемые часто как часть ЭДС), системы крепления и амортизации, системы защиты от ионизирующих излучений.

5.4. ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ МИКРОВОЛНОВЫХ ПРИБОРОВ

5.4.1. ПАРАМЕТРЫ ПРИБОРОВ

Как всякое техническое устройство, микроволновые приборы характеризуются определенным набором характеристик и параметров, которые позволяют оценить возможность применения данного прибора в конкретной системе. Параметры приборов делятся на несколько групп.

Первая группа — *конструктивные параметры*. В нее входят масса прибора, его габариты, типы разъемов, присоединительные размеры.

Вторая группа — *технические параметры*. В зависимости от назначения прибора в нее входят различные составляющие. В книге рассматриваются, в основном, параметры усилительных, генераторных и управляющих приборов.

Для усилительных приборов указываются рабочая частота и ширина полосы усиливаемых частот на уровне −1 или −3 дБ от максимальной мощности в полосе. Указываются максимальная выходная мощность (в непрерывном или импульсном режиме работы), минимально допустимая скважность, коэффициент полезного действия. Важным параметром является коэффициент усиления по мощности. Для мощных полупроводниковых приборов с небольшим коэффициентом усиления часто указывается добавленная мощность, т. е. разность между выходной и входной мощностью. Для приборов, используемых в малошумящих усилителях, указывается коэффициент шума или шумовая температура (подробнее об этих параметрах см. в следующем разделе).

Для генераторных приборов указываются рабочая частота или диапазон перестройки частоты, выходная мощность, скважность, КПД и фазовые шумы. Большое значение имеют кратковременная и долговременная стабильность частоты, а также параметры, определяющие электрическую и/или механическую перестройку частоты — диапазон перестройки и ее крутизну, зависимость выходной мощности от частоты. Обычно указывается допустимое значение коэффициента стоячей волны нагрузки.

Детекторные и смесительные диоды характеризуются максимальной рабочей частотой, токовой чувствительностью и напряжением пробоя, а также рядом других параметров.

Управляющие приборы характеризуются диапазоном рабочих частот, максимальной мощностью, которой они могут управлять, временем срабатывания, вносимыми потерями и изоляцией.

Большая группа *эксплуатационных параметров* включает номинальные значения питающих напряжений (токов) и допустимые отклонения от них, интенсивность искусственного воздушного или жидкостного охлаждения, показатели надежности (срок службы, наработка на отказ и т. п.). Задаются допустимые интервалы рабочих температур, давления, влажности, уровень ионизирующих излучений, параметры вибростойкости, ударопрочности и радиационной стойкости. Часто задаются параметры *электромагнитной совместимости* — уровень побочных излучений, восприимчивость к внешним помехам.

Отметим, что значения многих из перечисленных параметров определяются схемой, в которую включен прибор.

5.4.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ МИКРОВОЛНОВЫХ ПРИБОРОВ

Характеристики прибора в графической или табличной форме определяют зависимости его параметров от тех или иных внешних факторов. Рассмотрим важнейшие из этих зависимостей.

Амплитудная характеристика усилительного прибора отображает зависимость выходной мощности от входной. На рисунке 5.4.1 показаны три таких типичных характеристики, соответствующие различным частотам.

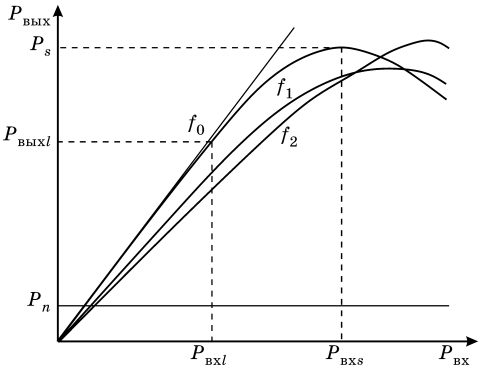


Рис. 5.4.1
Амплитудная характеристика усилительного прибора; $f_1 < f_0 < f_2$

При малых уровнях входной мощности характеристики линейны, т. е. выходная мощность пропорциональна выходной. Тангенс угла наклона касательной равен коэффициенту усиления прибора по мощности. При увеличении входной мощности характеристика начинает отклоняться от линейной. Значение допустимого отклонения (обычно −1 дБ) определяет границу линейного участка $P_{вхl}$. При определенном значении входной мощности достигается максимальная выходная мощность (мощность насыщения) $P_{выхS}$. На частотах, отличных от рабочей частоты

прибора, коэффициент усиления уменьшается, изменяется и мощность насыщения.

В отсутствие входного сигнала на выходе усилителя наблюдается мощность его собственных шумов P_n. Разность $P_{\text{вых}l} - P_n$ называют динамическим диапазоном прибора. Работа в пределах динамического диапазона позволяет минимизировать нелинейные и интермодуляционные искажения, однако прибор при этом не отдает максимально возможную мощность.

Поэтому для приборов, работающих в режиме линейного усиления (с амплитудной модуляцией), важным параметром служит близость значений $P_{\text{вых}l}$ и $P_{\max}$. Отметим, что входная и выходная мощности часто измеряются в *дБм* (децибелах относительно 1 мВт).

Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) показывает зависимость выходной мощности прибора от частоты при фиксированном уровне входной мощности. Семейство этих характеристик, построенных для различных значений входной мощности (рис. 5.4.2), позволяет определить максимальную мощность прибора и ширину полосы усиливаемых частот, измеренную по уровню -1 ($0{,}8 \cdot P_{\max}$) или -3 дБ ($0{,}5 \cdot P_{\max}$) от максимальной мощности (рис. 5.4.2).

На этом рисунке изображены четыре характеристики, соответствующие различным значениям входной мощности. Мощность $P_{\text{вх}3}$ соответствует значению, при котором достигается максимальная выходная мощность на центральной частоте (мощность насыщения $P_{\max}$). Входная мощность $P_{\text{вх}4}$ больше, чем необходимая для получения мощности насыщения. Как видно, по мере увеличения мощности форма АЧХ изменяется. Ширина рабочей полосы частот увеличивается, а при больших входных мощностях кривая становится двугорбой. Такое изменение формы АЧХ типично для большинства усилителей. На рисунке

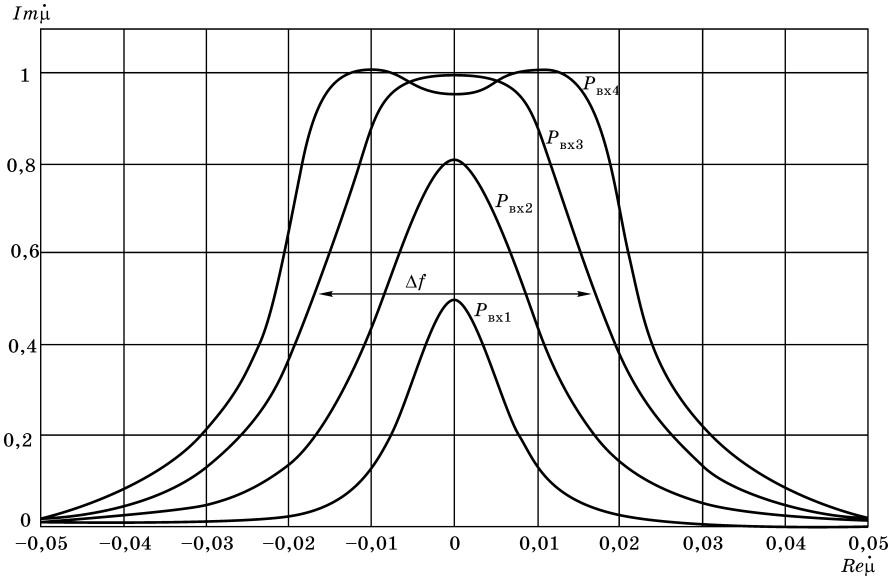


Рис. 5.4.2
Семейство амплитудно-частотных характеристик; $P_{\text{вх}1} < P_{\text{вх}2} < P_{\text{вх}3} < P_{\text{вх}4}$

показана также относительная ширина рабочей полосы частот $\Delta f = (f_{\max} - f_{\min})/f_0$, определенная для кривой, соответствующей мощности насыщения по уровню −3 дБ от P_s. Как показано в параграфе 5.1, максимально возможная скорость передачи информации по каналу связи определяется, наряду с другими параметрами, шириной рабочей полосы частот усилителя.

Фазо-частотная характеристика (ФЧХ) отображает зависимость разности фаз сигнала на выходе и входе усилителя от частоты. ФЧХ идеального усилителя без дисперсии в его рабочей полосе частот линейна (рис. 5.4.3, кривая *1*). Реальная ФЧХ отклоняется от линейной (кривая *2* на рис. 5.4.3). Максимальное отклонение реальной характеристики от идеальной в рабочей полосе частот характеризует *линейность ФЧХ* прибора. Этот параметр важен для усилителей сигналов с фазовой или частотной модуляцией.

АЧХ и ФЧХ могут быть объединены в одну **амплитудно-фазовую частотную характеристику (АФЧХ)**. Для этого вводится комплексный коэффициент усиления $\dot{\mu} = \mu e^{i\Delta\varphi}$, и на комплексной плоскости $(\mathrm{Re}\dot{\mu}, \mathrm{Im}\dot{\mu})$ откладываются

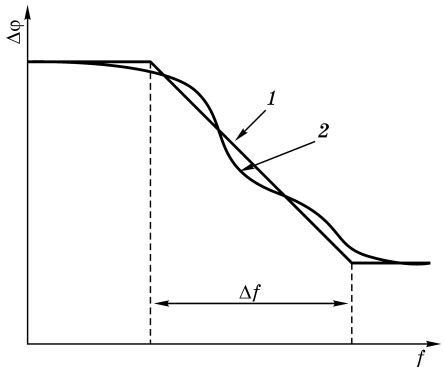


Рис. 5.4.3
Фазо-частотная характеристика:
1 — идеальная; *2* — реальная.

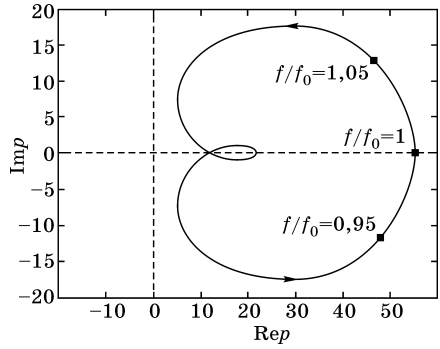


Рис. 5.4.4
АФЧХ (диаграмма Найквиста)

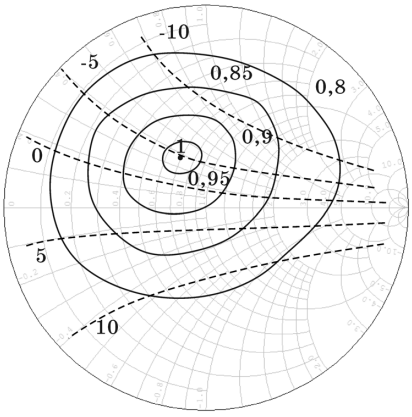


Рис. 5.4.5
Нагрузочная характеристика
(диаграмма Рике)

значения $\dot{\mu}$, соответствующие различным частотам. Пример такой характеристики усилителя показан на рисунке 5.4.4. Часто ее называют диаграммой Найквиста.

Для генераторных приборов строится нагрузочная характеристика (рис. 5.4.5), показывающая, как изменяются выходная мощность и частота генерации в зависимости от коэффициента отражения нагрузки. Обычно эта характеристика строится в виде изолиний частоты и мощности на круговой диаграмме полного сопротивления нагрузки (диаграмма Рике). Эта характеристика позволяет определить допустимые значения сопротивления нагрузки, при которых параметры прибора лучше допустимых.

Конструкторы современных микроволновых систем радиолокации и связи стремятся снизить уровень мощности передатчика за счет увеличения чувствительности приемника. Типовой уровень сигнала в приемной антенне составляет –(100…120) дБм, что обусловливает жесткие требования к шумовым параметрам приборов. При этом важно учитывать не только амплитудные шумы, но и интермодуляционные искажения сигналов и фазовые шумы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Перечислите основные типы микроволновых приборов. Опишите их общие свойства и различия.
2. Перечислите основные типы электровакуумных приборов.
3. Перечислите основные типы полупроводниковых приборов.
4. Перечислите основные узлы электронного прибора.
5. Перечислите основные группы параметров электронных приборов.
6. Перечислите основные характеристики электронных приборов.
7. Поясните принцип построения диаграммы Найквиста.
8. Поясните, какая информация содержится в диаграмме Рике.

ЧАСТЬ 2

ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ МИКРОВОЛНОВЫЕ ПРИБОРЫ

6 ПРИБОРЫ С КВАЗИСТАТИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ

ГЛАВА

6.1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПРИБОРОВ С КВАЗИСТАТИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ И ИХ ПАРАМЕТРЫ

В приборах с квазистатическим управлением, как следует из их названия, электронный поток взаимодействует с квазистатическим переменным электрическим полем, т. е. полем, в котором вихревой составляющей электрического поля, определяемой уравнением (1.2.3), можно пренебречь, положив $\nabla \times \mathbf{E} = 0$. Тогда $\mathbf{E} = -\nabla\Phi$, где Φ — электростатический потенциал. Такое поле может существовать в промежутке между металлическими электродами, расстояние между которыми много меньше длины волны колебаний.

Квазистатическое управление используется в *электронных лампах*, широко применявшихся для усиления и генерации электромагнитных колебаний радиодиапазона. Эти лампы содержат вакуумплотную оболочку Б (рис. 6.1.1), внутри которой создается высокий вакуум, источник электронов — катод К, анод А — электрод, на который подается постоянное положительное напряжение относительно катода, и несколько прозрачных для электронов сеток C_1, C_2, …, C_N, которые находятся под определенными постоянными потенциалами относительно катода. Ближайшая к катоду сетка называется управляющей, на нее подается высокочастотное напряжение — усиливаемый сигнал. В зависимости от числа сеток электронные

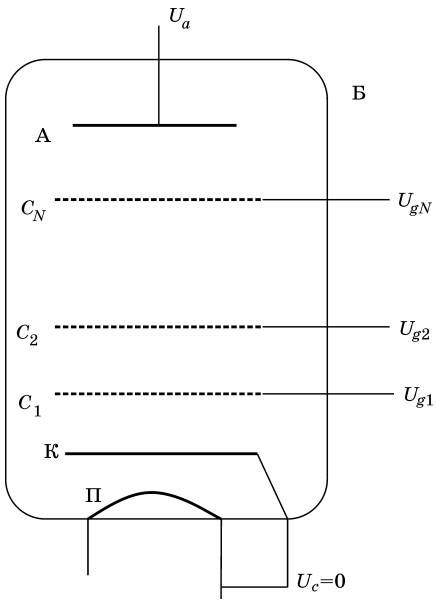


Рис. 6.1.1
Схема электровакуумного прибора с электростатическим управлением

лампы называют *диодами* (сетки отсутствуют), *триодами* (одна управляющая сетка), *тетродами* (две сетки — управляющая и экранирующая) или *пентодами* (три сетки — управляющая, экранирующая и защитная). Существуют также многоэлектродные лампы — гексоды и гептоды. Эти типы приборов использовались, в основном, для преобразования электромагнитных колебаний в приемниках и в данной книге не рассматриваются.

В электронных лампах используется, как правило, термокатод с прямым или косвенным подогревом. Прямонакальный катод нагревается за счет протекания по нему электрического тока. В конструкцию подогревного катода входит подогреватель, нагревающий катод до нужной температуры за счет протекания тока по подогревателю. Поверхность подогревного катода эквипотенциальна, что обеспечивает равномерную плотность катодного тока.

Любой прибор с сетками можно свести к эквивалентному диоду, анод которого располагается на месте первой сетки и находится под действующим потенциалом

$$U_{\text{д}} = \frac{U_{c1} + D_1 U_{c2} + D_1 D_2 U_{c3} + \ldots + \prod_{n=1}^{N} D_n U_{\text{a}}}{1 + k_1 D_1}, \qquad (6.1.1)$$

где U_n — потенциал n-й сетки; U_{a} — потенциал анода; D_n — проницаемость n-й сетки; k_1 — коэффициент, зависящий от конфигурации электродов и расстояний между ними. Для плоских электродов, например, $k_1 = (x_{\text{c2}}/x_{\text{c1}})^{4/3}$. В этой формуле x_{c1}, x_{c2} — расстояния от катода до первой и второй сеток соответственно. Потенциалы в формуле (6.1.1) отсчитываются от катода, потенциал которого принято считать равным нулю. Проницаемости определяют влияние соответствующей сетки (и анода) на поле у катода. Чем прозрачнее сетка, тем больше ее проницаемость. Типичные значения проницаемостей лежат в интервале 0,01...0,5.

Катод в электронных лампах обычно работает в режиме ограничения тока пространственным зарядом. В этом режиме катодный ток определяется законом степени трех вторых:

$$I_{\text{к}} = 2{,}33 \cdot 10^{-6} k_f \frac{A_{\text{аэ}}}{x_{\text{аэ}}^2} U_{\text{д}}^{3/2}, \qquad (6.1.2)$$

где $A_{\text{аэ}}$, $x_{\text{аэ}}$ — площадь эквивалентного анода и его расстояние от катода; k_f — коэффициент, зависящий от формы электродов. Для плоских электродов $k_f = 1$. Очевидно, что ток в лампе может протекать, только если ее действующий потенциал больше нуля.

Группировка электронного потока в лампах осуществляется за счет электрического поля в промежутке катод — управляющая сетка, воздействующего на объемный заряд вблизи катода. Если это поле направлено от сетки к катоду, электроны проходят плоскость сетки, в противном случае катодный ток отсутствует. Прошедшие управляющую сетку электроны ускоряются постоянным электрическим полем анода (или экранирующей сетки) и взаимодействуют с переменным электрическим полем анода, передавая ему часть своей кинетиче-

ской энергии. Этот процесс можно рассматривать как индуцированное переходное излучение электронов.

Электронно-оптическая система в приборах с квазистатическим управлением в явном виде отсутствует, анод служит одновременно и для отбора энергии от электронов, и для сбора отработавших электронов. Электродинамическая система ЭВП с сеточным управлением, как правило, внешняя.

Особенностью квазистатического (сеточного) управления на низких частотах является практически нулевое потребление мощности от источника управляющего напряжения, если напряжение на управляющей сетке отрицательно по отношению к катоду и электроны на ней не оседают. Однако на сверхвысоких частотах управление с помощью отрицательной сетки требует затраты конечной мощности, быстро возрастающей с ростом частоты. Это обстоятельство наряду с другими факторами, о которых речь пойдет ниже, затрудняет создание усилителей и генераторов СВЧ с сеточным управлением для частот, превышающих 1 ГГц.

В настоящее время маломощные электронные лампы практически полностью вытеснены твердотельными приборами. Однако приборы средней и большой мощности с сеточным управлением (триоды и тетроды) по-прежнему конкурентоспособны. Они широко применяются в качестве усилителей мощности в радиопередатчиках различного назначения. По сравнению с другими электровакуумными приборами, которые могут применяться в этом диапазоне длин волн, они обладают следующими преимуществами:

- малые габариты и масса;
- более низкие питающие напряжения;
- отсутствие специальных фокусирующих систем;
- высокий средний КПД;
- малые нелинейные искажения;
- высокая фазовая стабильность.

Существует ряд факторов, которые влияют на работу приборов данного типа и ограничивают возможность их продвижения в область более высоких частот:

- собственные реактивности приборов: междуэлектродные емкости и индуктивности вводов;
- конечность времени пролета электронов в междуэлектродных промежутках.

Рассмотрим более подробно влияние этих факторов на процессы взаимодействия в микроволновых электровакуумных приборах.

6.2. ВХОДНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ МОНОТРОНА И ДИОДА

В разделе 4.2.4 показано, что при определенных условиях немодулированный электронный поток, проходящий через междуэлектродный зазор, может отдавать полю этого зазора часть своей кинетической энергии (монотронный эффект). Если зазор соединен с колебательным контуром и если потери энергии в этом контуре меньше, чем мощность, отдаваемая потоком, в контуре могут возникнуть автоколебания. Для их возникновения необходимо выполнение амплитудных и фазовых условий самовозбуждения:

$$G_c + G_e \le 0, \quad B_c + B_e = 0,$$

где G_c, B_c — активная и реактивная составляющие проводимости контура. Второе из этих условий определяет частоту автоколебаний. Их амплитуда определяется зависимостью G_e от амплитуды колебаний, т. е. нелинейными процессами группирования в зазоре.

Прибор, реализующий этот способ генерации электромагнитных колебаний, называют *монотроном*. Схема его показана на рисунке 6.2.1. Электроны, выходящие из катода, ускоряются полем первой сетки и поступают в зазор между сетками. Этот зазор входит в состав колебательного контура (объемного резонатора). Расстояние между сетками, ускоряющее напряжение и собственная частота резонатора выбираются так, чтобы угол пролета в пространстве между сетками был близок к $2{,}5\pi$. В этом случае активная составляющая проводимости оказывается отрицательной (рис. 6.2.2). Если она больше по абсолютной величине, чем проводимость потерь резонатора, в приборе возникают автоколебания, частота которых близка к собственной частоте резонатора. Создан экспериментальный образец моноторона, генерирующий мощность до 100 кВт на длине волны 5,5 см. Последние разработки показали, что КПД монотрона специальной конструкции может достигать 50%.

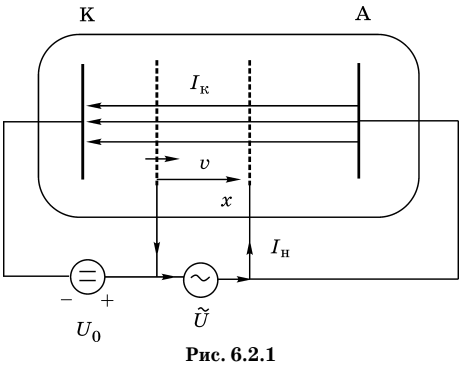


Рис. 6.2.1
Схема моноторона

Расчет электронной проводимости диода более сложен, так как электроны меняют свою скорость на пути от катода

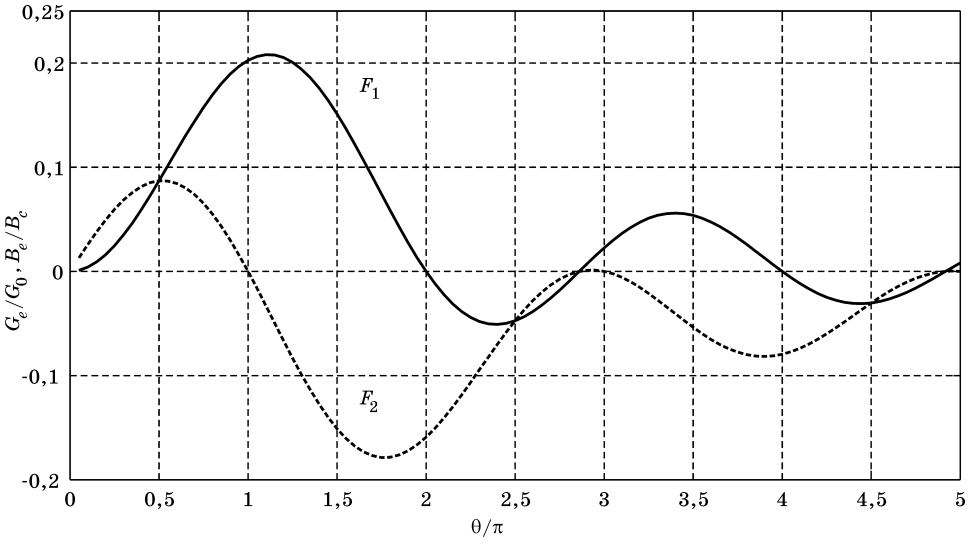


Рис. 6.2.2
Зависимость активной и реактивной проводимостей диода от угла пролета

к аноду. Приведем без вывода график зависимости активной и реактивной составляющих электронной проводимости диода от угла пролета (рис. 6.2.2), который для плоских электродов следует определять по формуле

$$\theta = 3\omega\left(\frac{2\varepsilon_0 mAd}{9eI_0}\right)^{1/3},$$

где A — площадь катода. Активная проводимость диода на рисунке 6.2.2 нормирована к его крутизне в рабочей точке $S = dI_0/dU_0$, а реактивная — к проводимости «холодной» емкости диода $B_c = \omega C = \omega\varepsilon_0 A/d$.

Как видно, активная проводимость диода также имеет участок с отрицательными значениями, который может быть использован для генерации высокочастотных колебаний. Экспериментально такой генератор был испытан Левеллином и Боуэном в 1938 г., однако низкий КПД (0,1...0,2%) препятствует практическому применению этих приборов.

Гораздо более эффективно используется явление отрицательной проводимости в полупроводниковых приборах — лавинно-пролетных и инжекционно-пролетных диодах, которые рассматриваются в части 3.

Рассмотрим векторную диаграмму токов в диоде. Пусть на его анод подано постоянное положительное напряжение U_0 и переменное напряжение $\tilde{U} = \dot{U}\,e^{i\omega t}$, причем $|\dot{U}| \ll U_0$. Очевидно, что конвекционный ток в диоде также будет иметь постоянную и переменную составляющие:

$$I_к = I_0 + \dot{I}\,e^{i(\omega t - \xi(x))},$$

где x — координата, отсчитываемая от катода в сторону анода, а $\xi(x)$ — угол пролета электрона от катода до плоскости с координатой x. На рисунке 6.2.3 показан вектор анодного напряжения $\dot{U}$. Наведенный ток $\dot{I}_н$, как усредненный по длине промежутка конвекционный ток, отстает от напряжения на угол $\alpha\theta$, где $0 < \alpha < 1$. Во внешней цепи течет также емкостной ток $\dot{I}_c = \omega C^* \dot{U}$, опережающий напряжение на 90°. В сумме они образуют полный ток $I_п$, который имеет активную $I_{п\,Re}$ и реактивную $I_{п\,Im}$ составляющие. «Горячая» емкость диода C^* больше его «холодной» емкости за счет влияния пространственного заряда: $C^* = (4/3)C$. Однако реактивная составляющая наведенного тока уменьшает реактивную составляющую полного тока: $\dot{I}_{п\,Im} = (3/5)\omega C\dot{U}$. Этот результат находится в согласии с графиком на рисунке 6.2.2 при углах пролета θ, не превышающих 90°.

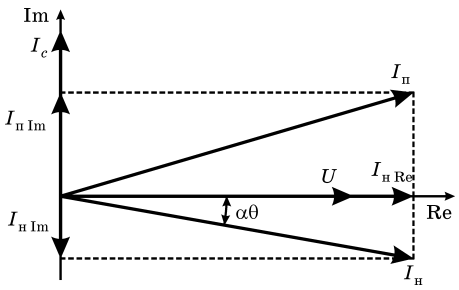


Рис. 6.2.3
Векторная диаграмма токов в диоде

6.3. РЕЖИМЫ РАБОТЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП

В зависимости от соотношения между значением постоянного напряжения на управляющей сетке лампы и амплитуды переменного напряжения на ней приборы с квазистатическим управлением работают в различных

режимах. Рассмотрим основные режимы (классы) работы усилителей на электронных лампах на примере триода. Основной характеристикой класса служит *угол отсечки* $\theta = \omega\tau/2$, где τ — часть периода переменного напряжения, в течение которой анодный ток отличен от нуля.

Класс А. На сетку подано отрицательное напряжение (смещение), меньшее напряжения отсечки, а амплитуда переменного напряжения меньше абсолютной величины напряжения смещения (рис. 6.3.1*а*). В этом режиме при отсутствии переменного напряжения через лампу течет ток I_{a0} (ток покоя). Сеточный ток равен нулю, так как сетка отрицательно заряжена по отношению к катоду. При подаче переменного напряжения на сетку ток анода начинает меняться, повторяя по форме сеточное напряжение. Угол отсечки $\theta = 180°$. В этом режиме усилитель имеет малый КПД и малые нелинейные искажения. Ввиду малого КПД такой режим в мощных усилителях практически не используется.

Класс В. В этом режиме смещение выбирается равным напряжению отсечки, так что при отсутствии сигнала анодный ток равен нулю (рис. 6.3.1*б*). При наличии переменного напряжения на сетке анодный ток отличен от нуля только в положительные полупериоды сеточного напряжения. Угол отсечки состав-

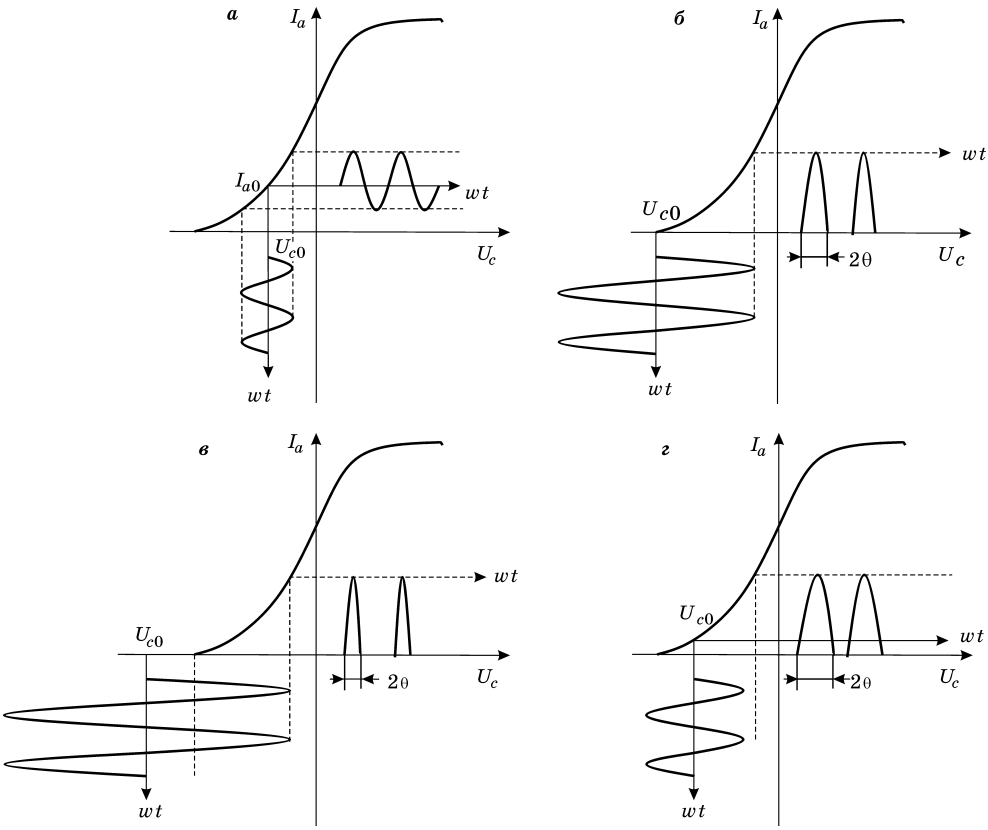


Рис. 6.3.1
Основные классы работы усилителей на ЭВП

ляет 90°. КПД в этом режиме существенно больше, чем в классе А, но форма анодного тока существенно отличается от формы сеточного напряжения. Поэтому такой режим можно использовать только в резонансных усилителях.

Класс С. Напряжение смещения больше напряжения отсечки, амплитуда переменного напряжения больше напряжения смещения (рис. 6.3.1*в*). Угол отсечки меньше 90°. Этот класс характеризуется высоким КПД, однако выходная мощность и коэффициент усиления снижаются по мере уменьшения угла отсечки.

Класс АВ. Промежуточный между классами А и В. Угол отсечки больше 90° (рис. 6.3.1*г*). Подбирая угол отсечки, можно найти оптимальное соотношение между КПД и уровнем нелинейных искажений.

Существуют и другие классы и подклассы работы усилителей — A+, D, H, G, однако они достаточно сложны в реализации и имеют ограниченное применение.

6.4. СХЕМЫ ВКЛЮЧЕНИЯ УСИЛИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ

Рассмотрим включение триода в схему усилителя. Усилитель имеет два входных зажима и два выходных. Триод имеет три электрода. Следовательно, один из электродов должен быть общим для входной и выходной цепи. Поэтому различают схемы усилителей с общим катодом, с общей сеткой и с общим анодом (рис. 6.4.1).

В схеме с общим катодом (рис. 6.4.1*а*) токи, наведенные в цепи сетки зарядами, движущимися в промежутках катод — сетка и сетка — анод, имеют противоположные направления. Поэтому суммарный ток сетки при отрицательном напряжении на ней и малых углах пролета в междуэлектродных промежутках равен нулю. Коэффициент усиления по мощности в режиме слабого сигнала

$$\mu = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}} = \frac{I_a^2 R_a}{U_c^2 / R_c} = S^2 R_a R_c,$$

где S — крутизна лампы, может быть весьма велик. Такая схема включения является основной для усилителей низких частот.

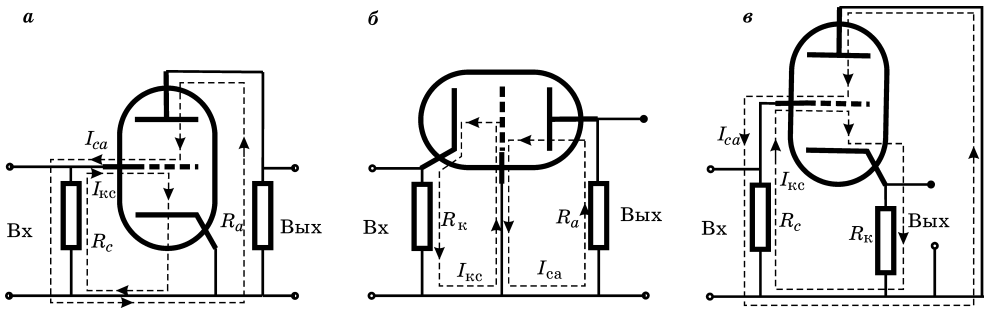


Рис. 6.4.1
Схемы включения триода

На высоких частотах между токами, наведенными в цепи сетки, появляется сдвиг по фазе, обусловленный конечным временем пролета электронов в междуэлектродных промежутках. Поэтому сумма наведенных токов оказывается отличной от нуля.

Пусть на управляющую сетку прибора подано постоянное отрицательное смещение U_{c0} и малое управляющее переменное напряжение $U_c \ll U_{c0}$.

Если проницаемость сетки достаточно мала, то триод можно рассматривать как совокупность двух независимых плоских зазоров, имеющих один общий электрод (сетку) и пронизываемых одним и тем же потоком электронов, двигающихся от катода к аноду. Ток $I_{кс}$, наведенный в промежутке катод — сетка, отстает от напряжения на сетке U_c на угол $\xi_{кс} = \alpha_c\theta_{кс}$, где $\theta_{кс}$ — угол пролета в пространстве катод — сетка, $0 < \alpha_c < 1$ — коэффициент, учитывающий усреднение конвекционного тока по длине промежутка. Ток $I_{са}$, наведенный в промежутке сетка — анод, отстает от напряжения на сетке на угол $\theta_{2c} = \theta_{кс} + \alpha_a\theta_{са}$, где $\theta_{са}$ — угол пролета в пространстве сетка — анод. Разность этих токов равна току сетки I_c, протекающему в ее цепи даже при отсутствии оседания электронов на сетке.

Изложенное иллюстрируется векторной диаграммой, изображенной на рисунке 6.4.2. Реальная составляющая этого тока определяет активную составляющую входной проводимости сетки $G_{вх} = \mathrm{Re}(I_c)/U_c$. Можно показать, что при не очень больших углах пролета

$$G_{вх} \simeq 0{,}05\,S\omega^2\tau_{кс}^2 = 0{,}05\,S\theta_{кс}^2.$$

Соответственно, во входной цепи усилителя рассеивается дополнительная мощность $P = 0{,}5G_c|U_c|^2$, что уменьшает коэффициент усиления лампы.

Уменьшение входной активной проводимости может быть достигнуто за счет сокращения времени пролета электронов $\tau_{кс}$ путем уменьшения расстояния сетка — катод $d_{кс}$. Для сохранения допустимого значения угла пролета $\theta_{кс}$ расстояние $d_{кс}$ должно меняться обратно пропорционально частоте. Одновременно примерно в той же пропорции должны уменьшаться и другие размеры сетки (диаметр проволоки или толщина перемычек сетки, размер ячейки и т. п.).

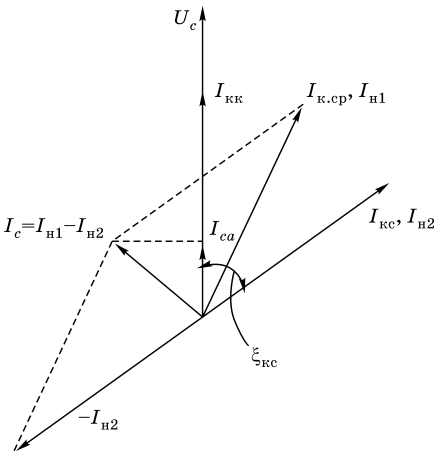


Рис. 6.4.2
Векторная диаграмма токов в пространстве катод — сетка триода

При малых значениях расстояния $d_{кс}$, которые характерны для приборов дециметрового диапазона, дальнейшее уменьшение этого расстояния ограничивается рядом факторов, в частности, допусками на изготовление деталей катодно-сеточного узла и деформацией сетки при ее нагреве излучением с катода и током сетки. Обеспечение формоустойчивости сетки при нагреве, воздействии ускорений и

вибраций требует применения сложных конструкторско-технологических решений.

Кроме того, через емкость сетка — анод $C_{са}$ возникает обратная связь, степень которой увеличивается с ростом частоты по мере уменьшения емкостного сопротивления обратной связи $X_с = -1/(\omega C_{са})$. Наличие обратной связи может привести к самовозбуждению усилителя. Этот нежелательный эффект практически отсутствует в тетродах и пентодах, в которых управляющая сетка экранирована от анода другими сетками.

В схеме с общей сеткой (рис. 6.4.1*б*) обратная связь осуществляется через емкость катод — анод, которая существенно меньше емкости сетки — анод, так как анод экранирован от катода сеткой. Однако, в отличие от схемы с общим катодом, в схеме с общей сеткой во входной цепи течет ток, наведенный в промежутке катод — сетка, поэтому входная активная проводимость триода в этой схеме $G_{вх} = S$. Соответственно, на низких частотах коэффициент усиления лампы в этой схеме существенно ниже, чем в схеме с общим катодом. Так как ток, наведенный в выходной цепи, не проходит через входную цепь, входная проводимость триода в схеме с общей сеткой совпадает с входной проводимостью эквивалентного диода (рис. 6.4.2), и ее активная составляющая уменьшается с ростом угла пролета. С увеличением частоты входная проводимость схемы с общим катодом начинает быстро расти и на частоте, соответствующей углу пролета $\theta_{кс} = 5\pi/4$, сравнивается с входной проводимостью лампы в схеме с общей сеткой. На более высоких частотах схема с общей сеткой обеспечивает бóльший коэффициент усиления, чем схема с общим катодом, что и объясняет широкое применение этой схемы включения в дециметровом диапазоне.

Схема с общим анодом (рис. 6.4.1*в*) имеет такую же входную проводимость, как схема с общей сеткой, однако из-за наличия в цепи катода нагрузочного сопротивления в ней существует отрицательная обратная связь, уменьшающая коэффициент усиления по напряжению до единицы. Такую схему часто называют «катодным повторителем», так как выходное напряжение «повторяет» по форме и амплитуде входное. Эта схема используется в некоторых специальных случаях.

Следует отметить, что рассмотренные режимы работы и схемы включения приборов, аналогичные рассмотренным, существуют и для транзисторных усилителей.

6.5. ВЛИЯНИЕ ИНДУКТИВНОСТИ КАТОДНОГО ВВОДА

В триодах, работающих с отрицательным потенциалом управляющей сетки, входная активная проводимость может быть обусловлена, кроме конечности угла пролета в промежутке сетка — катод, еще и индуктивностью катодного ввода. Входная активная проводимость, обусловленная этими факторами, ухудшает управляющее действие сетки, приводит к росту мощности, потребляемой сеточной цепью.

Рассмотрим влияние индуктивности катодного ввода $L_к$ и емкости сетка — катод $C_{ск}$ на работу триода, включенного по схеме с общим катодом (рис. 6.5.1).

Предполагаем, что на сетку триода подано отрицательное смещение и она не перехватывает электронный ток.

Произведем расчет входной проводимости сеточной цепи, определив ее как отношение тока в сеточной цепи $I_с$ к входному напряжению $U_{вх}$, $Y_с = I_с/U_{вх}$. Напряжение $U_{вх}$ может быть представлено как сумма двух напряжений: напряжения, приложенного непосредственно между катодом и сеткой $U_с$, и падения напряжения на индуктивности U_L, $U_{вх} = U_с + U_L$. Ток $I_с$ является емкостным током и связан с напряжением $U_с$ соотношением $I_с = j\omega C_{ск} U_с$. Векторная диаграмма токов в цепи сетки показана на рисунке 6.5.2.

Для падения напряжения на индуктивности можем записать $U_L = (I_с + I_а) j\omega L_к$, где $I_а$ — переменный конвекционный ток в промежутке сетка — катод, который замыкается через анодную цепь. Значение этого тока может быть выражено через напряжение, приложенное к промежутку $U_с$, и крутизну триода S, $I_а = SU_с$. С учетом полученных выше формул находим

$$Y_с = \frac{I_с}{U_{вх}} = \frac{j\omega C_{ск} U_с}{U_с + U_с (S + j\omega C_{ск}) j\omega L_к} = \frac{j\omega C_{ск}}{1 + (S + j\omega C_{ск}) j\omega L_к}.$$

Полагая $S \gg \omega C_{ск}$, получаем

$$Y_с \simeq \frac{j\omega C_{ск}}{1 + j\omega L_к S}.$$

Разделив действительную и мнимую часть в этом выражении, получим

$$Y_c \simeq \frac{\omega^2 C_{ск} L_к S + j\omega C_{ск}}{1 + (\omega L_к S)^2}.$$

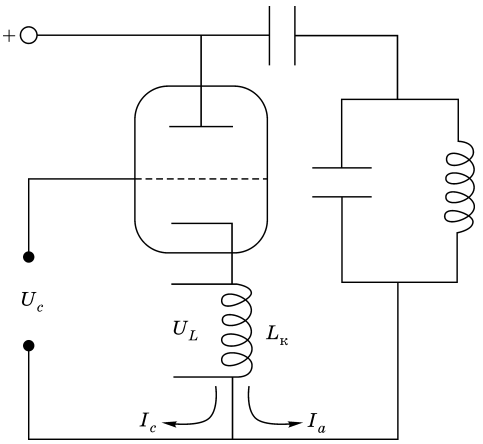


Рис. 6.5.1
К анализу влияния индуктивности катодного ввода

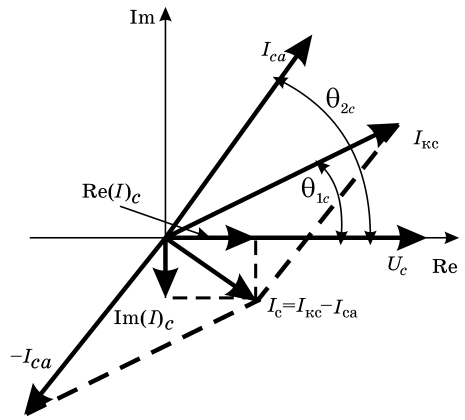


Рис. 6.5.2
Векторная диаграмма токов в пространстве сетка — анод триода

В реальных приборах $(\omega L_к S)^2 \ll 1$, поэтому окончательно получаем

$$Y_c \simeq \omega^2 C_{ск} L_к S + j\omega C_{ск}.$$

Из этого выражения следует, что наличие индуктивности катодного ввода приводит к появлению активной составляющей входной проводимости сеточной цепи $G_с = \omega^2 C_{ск} L_к S$.

Следовательно, сеточная цепь потребляет мощность $P_с = U_{вх}^2 G_с / 2$ даже в том случае, когда сетка работает с отрицательным по отношению к катоду потенциалом и не перехватывает электронный ток. В данном случае мощность $P_с$ перекачивается в анодную цепь за счет индуктивности $L_к$, являющейся общим элементом сеточной и анодной цепей. Существенно отметить, что значение входной активной проводимости, а следовательно, и потребляемой мощности *растет пропорционально квадрату частоты*. В современных мощных приборах с сеточным управлением для снижения индуктивности применяют массивные вводы дисковых и цилиндрических конструкций.

6.6. ВЛИЯНИЕ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА И ТОКА СМЕЩЕНИЯ В ПРОСТРАНСТВЕ КАТОД — СЕТКА

В пространстве между катодом и сеткой электроны движутся сравнительно медленно, поэтому влияние поля объемного заряда в этом промежутке достаточно велико. Слой объемного заряда, вышедший из катода в момент времени t_0, создает электрическое поле, тормозящее движение электронов, вышедших в более поздние промежутки времени. В результате форма импульса конвекционного тока в плоскости сетки не совпадает с формой импульса тока, вышедшего из катода.

Рассмотрим, например, работу триода в классе В. Зависимость действующего потенциала от времени имеет вид

$$U_д = U_0 \sin\omega t,$$

изображенный на рисунке 6.6.1*а*. При малых углах пролета форма катодного тока определяется законом степени трех вторых (рис. 6.6.1*б*):

$$I_к(t) = \begin{cases} I_0 \sin^{3/2} \omega t, & 0 < \omega t < \pi, \\ 0, & \pi < \omega t < 2\pi. \end{cases}$$

При больших углах пролета процесс отбора катодного тока усложняется. В момент времени, когда действующий потенциал становится положительным, из катода выходит слой объемного заряда. При неограниченной эмиссии катода электрическое поле внутри этого слоя

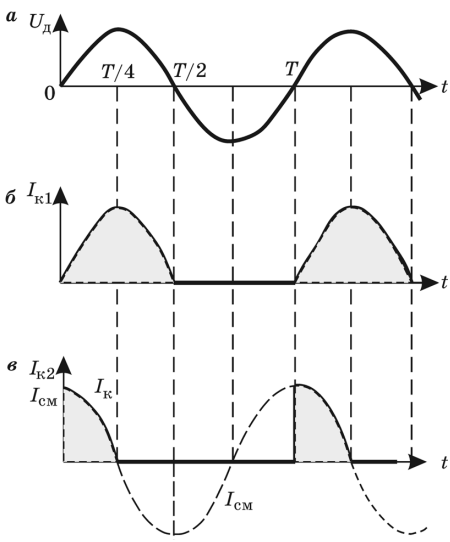


Рис. 6.6.1
Форма катодного тока триода при больших углах пролета

равно нулю. В остальной части промежутка катод — сетка заряды отсутствуют, однако течет ток смещения, равный емкостному току

$$I_{\text{с}} = \omega C_{\text{кс}} U_0 \cos\omega t.$$

В момент времени $t = 0$ этот ток максимален. По закону полного тока конвекционный ток в слое пространственного заряда должен быть равен току смещения. Поэтому импульс катодного тока принимает форму, изображенную на рисунке 6.6.1*в*. Как видно, катодный ток скачком принимает максимальное значение, равное $I_{\max} = \omega C_{\text{кс}} U_0$ и затем уменьшается до нуля. Длительность импульса катодного тока составляет четверть периода, а не половину периода, как при малых углах пролета. Амплитуда импульса катодного тока $I_{\max}$ в микроволновом диапазоне много больше, чем значение I_0, определяемое по закону степени трех вторых, что заставляет использовать катоды с большим запасом тока эмиссии.

Дальнейшее движение электронов в пространстве катод — сетка происходит под действием электрического поля сетки и пространственного заряда. В момент времени $t = 0$ из катода выходит плотный слой пространственного заряда, соответствующий максимальному значению конвекционного тока. Поле пространственного заряда этого слоя ускоряет электроны, находящиеся на передней его границе, и тормозит электроны, движущиеся позади. Кроме того, меняется действующий потенциал, как это показано на рисунке 6.6.2*а*. В результате траектории электронов на пространственно-временной диаграмме приобретают вид, показанный на рисунке 6.6.2*а*. Электрон *1* движется с максимальной скоростью и проходит плоскость сетки в момент времени t_1. Электрон *2* движется по подобной траектории. Электрон *3* приближается к сетке в момент времени, когда поле в пространстве катод — сетка становится тормозящим, поэтому он полностью теряет скорость и поворачивает обратно к катоду. В этот момент времени импульс конвекционного тока в плоскости сетки заканчивается. Электрон *4* не долетает до сетки и, так же как электрон *3*, совершает колебания в пространстве катод — сетка. После одного или нескольких таких колебаний они либо пролетают к аноду, либо остаются на катоде. Электроны *5*, *6* сразу возвращаются на катод с ненулевыми скоростями, что приводит к дополнительному нежелательному нагреву катода.

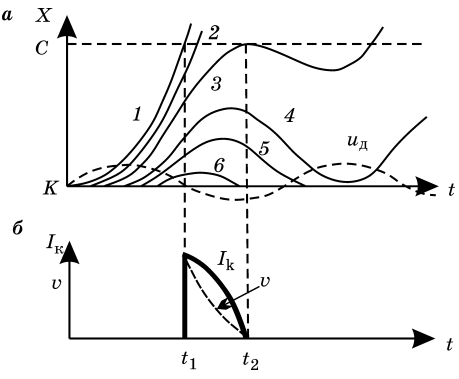


Рис. 6.6.2
Диаграмма движения электронов в промежутке катод — сетка триода

Таким образом, импульс конвекционного тока в плоскости сетки имеет бóльшую длительность, чем в плоскости катода, и значительный разброс скоростей электронов (рис. 6.6.2*б*). Искажение импульса катодного тока приводит к уменьшению содержания первой гармоники в нем и снижению КПД прибора.

6.7. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРОСТРАНСТВЕ СЕТКА — АНОД

Пройдя плоскость сетки, электроны попадают в промежуток сетка — анод, наводя ток во внешней цепи. Движение электронов в этом промежутке происходит под действием ускоряющего поля анода и переменного напряжения на нем, которое сравнимо по амплитуде с постоянным. Поэтому скорости электронов в процессе движения меняются, как это показано на рисунке 6.7.1.

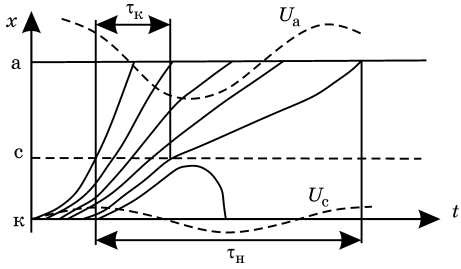


Рис. 6.7.1
Диаграмма движения электронов в промежутке сетка — анод триода

Импульс наведенного тока начинается, когда первый электрон пересекает плоскость сетки, и заканчивается, когда последний электрон долетает до анода. В результате длительность импульса наведенного тока $\tau_н$ оказывается существенно больше, чем длительность импульса конвекционного тока в плоскости сетки $\tau_к$. Этот эффект снижает амплитуду первой гармоники наведенного тока, что приводит к уменьшению КПД усилителя. Отметим, что эффект растягивания импульсов анодного тока практически отсутствует в тетродах, где электроны, прежде чем попасть в пространство вторая сетка — анод, ускоряются постоянным полем второй сетки.

На рисунке 6.7.1 показано также переменное напряжение на аноде, возникающее при протекании наведенного тока по резонансной нагрузке, настроенной в резонанс с напряжением на сетке. Минимум напряжения соответствует максимуму наведенного тока. При этом за счет времени пролета сдвиг фазы между переменными напряжениями на сетке и аноде оказывается отличным от 180°, что изменяет фазу обратной связи в схемах триодных генераторов и может приводить к срыву автоколебаний.

Отмеченные явления ограничивают использование триодных и тетродных усилителей частотами дециметрового диапазона.

6.8. СОВРЕМЕННЫЕ ТЕТРОДЫ СРЕДНЕЙ И БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ

Тетроды средней и большой мощности, созданные по новой технологии, сохраняют конкурентоспособность в дециметровом диапазоне длин волн и используются в оконечных каскадах радио- и телевизионных передатчиков.

В отличие от электронно-лучевых микроволновых приборов, в тетродах используется квазистатический (сеточный) способ управления электронным потоком. Это исключает необходимость применения длинных пролетных труб (в случае клистронов) или замедляющих систем (в случае ламп бегущей волны). Поэтому габариты и вес тетродов значительно меньше. Кроме того, не требуется сложных систем фокусировки для сопровождения электронного луча.

В микроволновых тетродах высокие уровни выходной мощности достигаются за счет больших токов при сравнительно низких питающих напряжениях.

Высокий средний КПД объясняется тем, что в режиме амплитудной модуляции тетроды работают в классе *B* и *C*, т. е. с отсечкой катодного тока. При отсутствии высокочастотного сигнала ток через них не проходит. В клистронах и ЛБВ в этом случае вся мощность электронного потока выделяется на коллекторе. Поэтому при усилении, например, телевизионного сигнала средний КПД клистронных передатчиков оказывается в 2...2,5 раза ниже тетродных.

Высокая фазовая стабильность выходного сигнала тетродных усилителей объясняется малыми пролетными углами электронов, поэтому время задержки прохождения сигнала и его изменение при варьировании амплитуды сигнала и питающих напряжений на порядок меньше, чем в клистронах и ЛБВ.

Меньший уровень нелинейных искажений в этих усилителях связан с особенностями их амплитудных характеристик. Если в клистронах амплитудная характеристика близка по форме к отрезку синусоиды с почти линейной начальной частью, то аналогичные характеристики тетродных усилителей имеют вид S-образных кривых, обладающих большей линейностью в средней части. Возможна разработка приборов с амплитудной характеристикой, приближающейся к линейной.

Отмеченные выше обстоятельства — необходимость уменьшения расстояния катод — сетка и связанные с ней изменения структуры сетки, нагрев сетки, ее термодеформация и термоэмиссия, в совокупности составляют проблему сетки в мощных приборах дециметрового диапазона длин волн и ограничивают их продвижение в сторону более высоких частот.

В мощных приборах управляющая сетка может сильно нагреваться как за счет излучения катода, так и в результате перехвата электронного тока. Температура сетки может достигать высоких значений, при которых может стать заметной ее термоэлектронная эмиссия. Эмиссия может существенно возрастать при напылении веществ, испаряемых с катода.

К термоэмиссии сетки в ряде случаев добавляется вторичная эмиссия, возникающая в результате перехвата сеткой электронного тока. Эмитирующая сетка теряет свои управляющие свойства и сама становится источником электронов.

Одним из возможных путей ее решения является применение в качестве материала сетки пиролитического графита (пирографита). Это поликристаллический углеродный материал, получаемый методом химического газофазного осаждения при пиролизе углеводородов, осуществляемом в интервале температур от 750 до 2400°С.

Этот материал обладает излучательной способностью, близкой к излучательной способности абсолютно черного тела, высокой удельной теплопроводностью, хорошей механической прочностью, возрастающей с ростом температуры, повышенной устойчивостью к тепловым ударам, меньшей термоэмиссией и вторичной эмиссией по сравнению с материалами, традиционно используемыми для изготовления сеток (вольфрам, молибден, тантал).

Сетки, изготовленные из пирографита, применяются в мощных тетродах дециметрового диапазона (частота $f \simeq 800$ МГц, выходная мощность $P_{вых} \approx$ $\approx 10...20$ кВт).

Следует отметить, что технология изготовления сеток из пирографита более затратная, чем технология изготовления сеток из традиционных материалов. Поэтому последние продолжают использоваться для изготовления сеточных электродов мощных электронных приборов с применением покрытия структурных элементов сеток различными антиэмиссионными материалами. К таким материалам относится, например, сложное интерметаллическое соединение платины и циркония Pt_3Zr.

Среди недостатков тетродных усилителей следует отметить низкие значения коэффициента усиления по мощности, относительно низкие предельные рабочие частоты, ограниченную полосу пропускаемых частот, а также значительно меньшие надежность и долговечность. Следует указать также на существующую проблему охлаждения анода, который одновременно выполняет функцию коллектора электронов.

В современных тетродах, разработанных с учетом особенностей работы в микроволновом диапазоне частот, потери энергии во входной цепи, связанные со временем пролета, пренебрежимо малы.

Индуктивности вводов (выводов) сведены к минимуму за счет соответствующих конструктивно-технологических решений. Междуэлектродные емкости естественным образом используются в качестве сосредоточенных емкостей колебательных систем усилителей и генераторов на тетродах. Это позволяет производить расчет усилителей (генераторов) на тетродах по хорошо известным методикам, используемым в низкочастотной электронике.

На рисунке 6.8.1 показан усилитель на тетроде, собранный по схеме с общей сеткой. В усилителе используются коаксиальные резонаторы. Емкостная часть входного резонатора образована емкостью первая сетка — катод $C_{с1к}$. Выходной резонатор присоединен к промежутку вторая сетка — анод, его емкостная часть образована емкостью вторая сетка — анод $C_{с2а}$. Для подачи на анод и вторую сетку постоянных напряжений питания $U_а$ и $U_{с2}$ необходимы разделительные конденсаторы $C_{р1}$ и $C_{р2}$, которые встраиваются в анодно-сеточный контур. Для развязки катода и первой сетки по постоянному току используется конденсатор $C_{р3}$, который встраивается в катодно-сеточный контур.

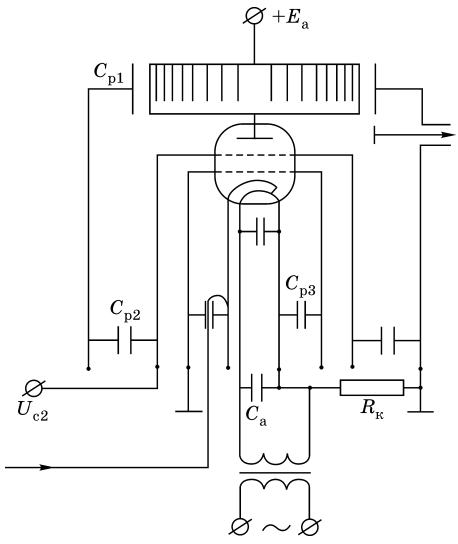


Рис. 6.8.1
Схема тетродного усилителя с общей сеткой

Иначе обстоит дело, когда постоянное напряжение экранной сетки существенно меньше анодного напряжения. В этом случае импульсы конвекционного тока поступают в выходной зазор с малой скоростью, определяемой напряжением экранной сетки. В зазоре взаимодействия они испытывают ускоряющее действие постоянного электрического поля, которое создается за счет



Рис. 6.8.2
Мощный тетрод

разности потенциалов экранной сетки и анода, и тормозящего действия переменного поля выходного резонатора. Совместное действие этих двух полей приводит к тому, что даже при амплитуде переменного потенциала, близкой к разности постоянных потенциалов анода и экранной сетки, скорость электронов в промежутке возрастает. Это означает, что в энергию переменного поля преобразуется не кинетическая энергия электронов, как это имело место в предыдущем случае, а их потенциальная энергия, которой они обладают на входе в промежуток экранная сетка — анод.

Современный тетрод для радиовещания с рекордной выходной мощностью 2 МВт в непрерывном режиме, разработанный в ОАО «Светлана», показан на рисунке 6.8.2.

6.9. ПРИБОРЫ МИКРОВОЛНОВОЙ ВАКУУМНОЙ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

В конце 60-х годов прошлого века микроволновая электроника малой мощности практически полностью стала твердотельной. Однако, несмотря на впечатляющие успехи, твердотельная электроника не могла полностью удовлетворить жестким требованиям разработчиков радиоэлектронных систем, особенно в области радиационной стойкости, устойчивости к перегрузкам, температурной стабильности, предельных рабочих частот. В то же время развитие интегральных технологий, разработка стабильных автоэмиссионных эмиттеров создало базу для появления и развития *вакуумной микроэлектроники* — нового направления в электронике, использующего интегральные технологии для создания микроминиатюрных вакуумных приборов. Ввиду своих малых размеров такие приборы идеально подходят для работы в микроволновом диапазоне.

Начало развитию этого направления было положено в 1960-х гг. работами К. Шоулдерса и А. Броди, но решающий вклад внес Ч. Спиндт с сотрудниками, разработавший конструкцию и технологию изготовления матричного автоэмиссионного катода с молибденовыми остриями и исследовавший его свойства. Статья Спиндта с результатами этих исследований была опубликована в 1976 г. Конструкция этого катода, получившего название «катод Спиндта», показана на рисунке 6.9.1. На кремниевой подложке *1* методом окисления формируется изолирующая пленка *2* из ди-

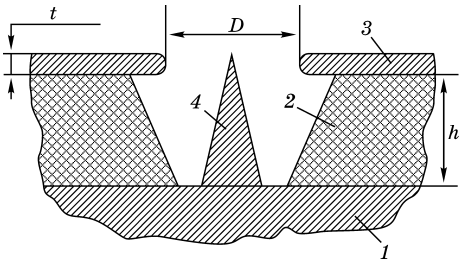


Рис. 6.9.1
Катод Спиндта

оксида кремния, на которую наносится молибденовое покрытие *3*. В покрытии и пленке методом фотолитографии и травления формируются круглые отверстия. В этих отверстиях методом вакуумного напыления выращиваются молибденовые конусы *4*. Размеры одной из изготовленных структур: $h = 1{,}5$ мкм, $t = 0{,}4$ мкм, $D = 0{,}5$ мкм. Сверху на расстоянии около 100 мкм от структуры располагается сплошной металлический электрод (на рисунке 6.9.1 не показан).

Нетрудно видеть, что описанная структура представляет собой триод, в котором роль диода выполняет молибденовое острие, роль сетки выполняет металлизация *3*, а роль анода — металлический электрод. При подаче на анод положительного относительно катода напряжения достаточной величины начинается автоэлектронная эмиссия с молибденового острия. Ток эмиссии может регулироваться изменением напряжения на молибденовом покрытии *3*.

Ток автоэлектронной эмиссии определяется законом Фаулера — Нордгейма

$$J = AE^2 \, \mathrm{e}^{-B\varphi^{3/2}/E},$$

где φ — работа выхода из металла; E — напряженность электрического поля вблизи катода; A, B — постоянные, зависящие от формы катода. Из этой формулы следует, что для материала катода с работой выхода 4,5 эВ, типичной для металлов, заметный ток эмиссии появляется при напряженностях поля $(3\ldots5)\cdot10^7$ В/см. Такие поля можно создать только на остриях, имеющих малый радиус закругления. Для характеристики таких остриев используется так называемый *коэффициент концентрации*, равный отношению напряженности поля на острие к напряженности поля в далекой от него области пространства. Коэффициент концентрации сильно зависит от радиуса закругления, достигая нескольких десятков и даже сотен при радиусах закругления в несколько сотых долей микрометра. Поэтому очень важно использовать материалы и технологии, позволяющие минимизировать радиус закругления. Минимальная величина этого радиуса — размер одного атома, однако этот предел недостижим, так как один атом на острие будет вырван из металла пондеромоторными силами. В настоящее время наибольший коэффициент концентрации обеспечивают катоды из углеродных нанотрубок. Однако технология пока не позволяет вырастить регулярную решетку из таких нанотрубок.

В катоде Спиндта с молибденовыми остриями ток в несколько сот микроампер наблюдается при анодном напряжении 200…250 В, что много для микроэлектронного прибора. Новейшие разработки позволили снизить это напряжение на управляющем электроде до 30 В, анодное напряжение до 150 В. При этом триод имеет очень маленькую крутизну и коэффициент усиления. Эти параметры можно было бы улучшить, уменьшая высоту острия, однако при этом резко уменьшается анодный ток. Низкий коэффициент усиления и выходная мощность препятствуют внедрению этих приборов в микроволновую аппаратуру.

Разработаны микровакуумные приборы с горизонтальной геометрией. На рисунке 6.9.2 показаны диод и триод с такой геометрией. Для увеличения коэффициента концентрации край катодного электрода делают зубчатым. Такие приборы хорошо сочетаются со схемами усилителей бегущей волны (распределенных усилителей). Структура такого усилителя показана на рисунке 6.9.3.

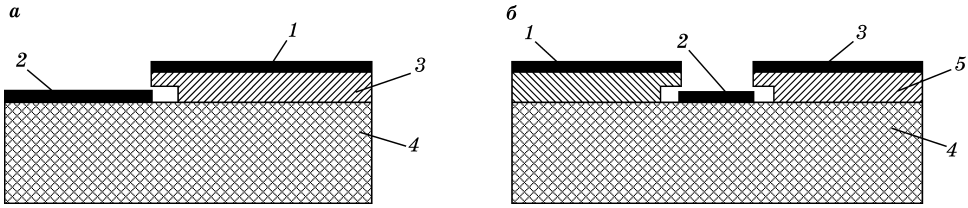


Рис. 6.9.2
Микровакуумные приборы с горизонтальной структурой:

а — диод: *1* — катод, *2* — анод, *3* — изолирующая пленка, *4* — диэлектрическая подложка; *б* — триод: *1* — катод, *2* — управляющий электрод, *3* — анод, *4* — подложка, *5* — изолирующая пленка.

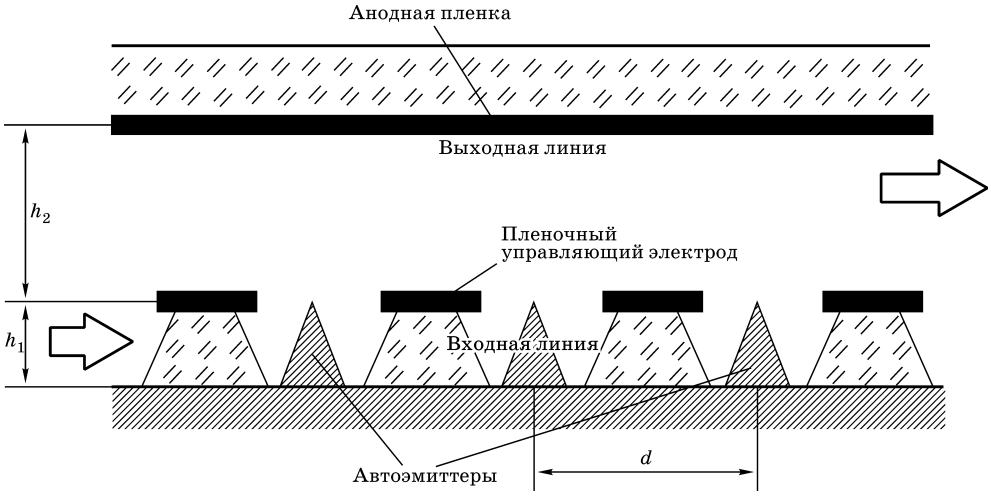


Рис. 6.9.3
Микровакуумный усилитель бегущей волны

Усиливаемый сигнал подается на входную линию передачи, образованную сильнолегированной подложкой и управляющим электродом в виде ленты. Выходная линия передачи, возбуждаемая токами катодов, образована управляющим электродом и анодом. Для правильной работы усилителя фазовые скорости волн в обеих линиях передачи должны быть одинаковы. Это условие ограничивает частотный диапазон усилителя, так как законы дисперсии во входной и выходной линиях различны.

В первом приближении коэффициент усиления такого усилителя пропорционален его длине l:

$$\mu = 2g_1 Z_{02}\beta l,$$

где μ — коэффициент усиления по мощности, дБ; g_1 — удельная крутизна усилителя (крутизна на единицу длины); Z_{02} и β — волновое сопротивление и фазовая постоянная выходной линии передачи. Реально усиление снижается за

счет потерь в линиях передачи, которые оказываются существенными, так как толщина металлических пленок, как правило, много меньше глубины проникновения. Другая причина — возбуждение модулированным по плотности током катодов входной линии передачи. Так как возбуждаемая волна находится в противофазе с катодным током (и с волной, возбуждаемой источником входного сигнала), результирующая волна, начиная с определенной длины усилителя, уменьшается. Соответственно, уменьшается и коэффициент усиления. Таким образом, существует оптимальная длина усилителя, на которой реализуется максимальное усиление.

Анализ показывает, что приемлемые значения усиления можно получить при крутизне на одно острие не менее 10 мкА/В, что находится на пределе возможностей современной технологии.

В последнее время появились предложения реализовать на базе острийных автокатодов клистрон бегущей волны и монотрон, однако реализация этих идей требует большого труда конструкторов и технологов.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое эквивалентный диод? Как определить анодное напряжение этого диода?
2. В каком режиме работает термокатод в электронных приборах с квазистатическим управлением?
3. Дайте определение монотрона. Какие явления взаимодействия в нем используются?
4. Перечислите классы работы электронных ламп и особенности работы приборов в каждом классе.
5. Опишите работу усилителя в схеме с общим катодом.
6. Опишите работу усилителя в схеме с общей сеткой.
7. В чем проявляется влияние индуктивности катодного ввода?
8. Опишите форму импульса катодного тока в лампах с большим углом пролета.
9. Какие проблемы приходится решать конструкторам сеток мощных приборов?
10. Опишите конструкцию и принцип действия катода Спиндта.
11. Опишите конструкцию распределенного микровакуумного усилителя.
12. Какие факторы ограничивают использование приборов вакуумной микроэлектроники в микроволновом диапазоне?

7 МИКРОВОЛНОВЫЕ ПРИБОРЫ ТИПА О

ГЛАВА

7.1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПРИБОРОВ ТИПА О

Электровакуумными микроволновыми приборами типа О называют приборы с динамическим управлением, имеющие прямолинейный электронный поток (луч). Этот поток взаимодействует со стоячими или бегущими электромагнитными волнами. Отсюда и название этого класса приборов — от французского слова *l'onde* (волна). Постоянное магнитное поле в этих приборах если и используется, то только для транспортировки потока, и не участвует в процессе взаимодействия. К числу приборов этого типа относятся клистроны, лампы бегущей волны, лампы обратной волны и гибридные приборы.

Процесс преобразования энергии в приборах О-типа включает три этапа.

1. Формирование и ускорение электронного пучка. На этом этапе происходит преобразование энергии источника питания в кинетическую энергию электронного пучка.

2. Группирование электронного потока, которое заключается в формировании из однородного потока, образованного на первом этапе, последовательности сгустков электронов. При этом возникает переменная составляющая конвекционного тока.

3. Отбор энергии от сгруппированного электронного потока полем электродинамической системы. На этом этапе происходит преобразование кинетической энергии электронного пучка в энергию электромагнитного поля.

В приборах О-типа эти этапы преобразования энергии разделены во времени и разнесены в пространстве.

По характеру взаимодействия пучка и поля различают приборы с дискретным (кратковременным) взаимодействием и приборы с непрерывным (длительным) взаимодействием. К первому типу приборов относятся клистроны, в которых в качестве электродинамической системы применяются резонаторы. Взаимодействие пучка и поля происходит дискретно в узких зазорах взаимодействия резонаторов. Непрерывное взаимодействие реализуется в лампах бегущей и обратной волны, где электронный пучок непрерывно и длительно взаимодействует с полем, имеющим вид бегущей волны. Существуют также гибридные приборы, в которых используются оба типа взаимодействия.

7.2. КЛИСТРОНЫ

7.2.1. УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ДВУХРЕЗОНАТОРНОГО ПРОЛЕТНОГО КЛИСТРОНА

Двухрезонаторный пролетный клистрон был изобретен и построен в 1937 г. братьями Расселом и Сигурдом Вариан в лаборатории Стенфордского университета. В клистроне использовались тороидальные резонаторы (румбатроны), незадолго до этого предложенные В. В. Хансеном, работавшим в том же университете. Название «клистрон» составлено из греческого слова klýzo — ударять, окатывать волной — и окончания (элек)трон. В СССР первые усилительные клистроны были разработаны Н. Н. Девятковым с сотрудниками в 1940 г. Большой вклад в разработку отечественных многорезонаторных клистронов внес Ю. А. Кацман.

Устройство двухрезонаторного пролетного клистрона схематически представлено на рисунке 7.2.1. Входной резонатор прибора возбуждается от внешнего источника, и на его зазоре взаимодействия возникает переменное электрическое поле. Электронный луч, формируемый электронной пушкой, состоящей из катода и анода, поступает в зазор первого резонатора, где он подвергается воздействию переменного электрического поля, что приводит к модуляции скорости электронов. Модулированный по скорости пучок входит в пространство дрейфа, где происходит процесс группирования электронов. Электронный пучок становится неоднородным по плотности, и возникает переменный конвекционный ток в виде последовательности сгустков. Последние, проходя зазор выходного резонатора, возбуждают в нем колебания. Электрическое поле этих колебаний в зазоре резонатора тормозит сгустки электронов, часть кинетической энергии которых передается электромагнитному полю резонатора. С точки зрения теории излучения, под воздействием поля резонатора возникает индуцированное тормозное излучение электронов.

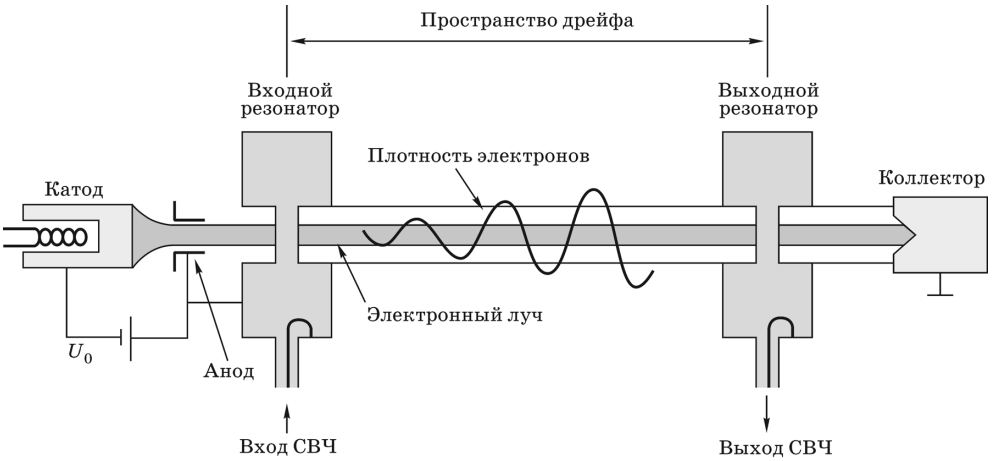


Рис. 7.2.1
Схема двухрезонаторного клистрона

Отработавшие электроны улавливаются коллектором. Для связи клистрона с источником входного сигнала и нагрузкой служат элементы связи.

Рассмотрев кратко основные процессы, определяющие работу пролетного клистрона, перейдем к их математическому анализу.

7.2.2. СКОРОСТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ В ЗАЗОРЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Процесс скоростной модуляции электронного пучка, проходящего плоский зазор резонатора, рассмотрен в разделе 4.2.2, где введено понятие коэффициента взаимодействия. Коэффициент скоростной модуляции введен в разделе 4.2.3.

В мощных клистронах используют бессеточные зазоры, так как сетки не выдерживают тепловой нагрузки от бомбардирующих их электронов. На рисунке 7.2.2 приведена картина поля бессеточного зазора взаимодействия, рассчитанная с помощью специальной программы. На рисунке показаны векторы напряженности электрического поля, длина которых пропорциональна модулю напряженности, а направление соответствует направлению поля в точке начала вектора. Как видно, электрическое поле бессеточного зазора неоднородно и имеет как продольную, так и радиальную составляющие. Электрическое поле проникает в пролетную трубу, поэтому фактическая осевая протяженность поля l_E больше, чем ширина зазора резонатора d_1, $l_E > d_1$, и зависит от радиальной координаты r. При $r \approx a$, где a — радиус пролетной трубы, $l_E \approx d_1$, а на оси симметрии ($r = 0$) $l_E \approx d_1 + 4a$.

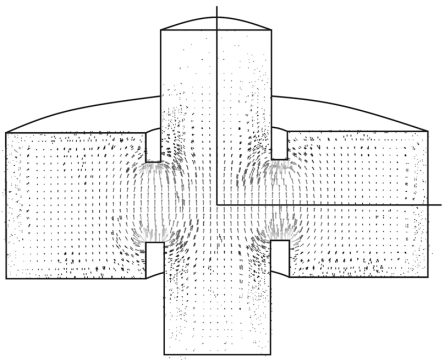


Рис. 7.2.2
Электрическое поле бессеточного зазора

Зависимость продольной составляющей электрического поля от радиуса определяется формулой

$$E_z(r, z) = E_0 I_0(\gamma_e r)/I_0(\gamma_e a),$$

где E_0 — напряженность поля на оси, $\gamma_e = \sqrt{\beta_e^2 - k^2}$ — радиальное волновое число, $\beta_e = \omega/v_e$ — электронная постоянная фазы, a — радиус пролетного канала, $I_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Эта зависимость приводит к неоднородной модуляции скорости электронов, пересекающих зазор взаимодействия на различных расстояниях от оси симметрии. Коэффициент взаимодействия бессеточного зазора, учитывающий неравномерность продольной составляющей электрического поля радиусу, имеет следующий вид:

$$M(r) = \frac{\sin(\beta_e d_1/2)}{\beta_e d_1/2} \frac{I_0(\gamma_e r)}{I_0(\gamma_e a)},$$

где r — радиальная координата траектории, по которой движется электрон.

Как следует из приведенной выше формулы, вблизи трубы дрейфа ($r = a$) значение коэффициента взаимодействия такое же, как в сеточном зазоре взаимодействия. На оси симметрии ($r = 0$) коэффициент взаимодействия уменьшается. Электронный поток обычно занимает только часть сечения пролетной трубы, определяемую коэффициентом заполнения $\xi = b/a$, где b — радиус потока. Обычно $\xi = 0{,}5\ldots0{,}8$. Таким образом, различие глубины модуляции по сечению пучка определяется формулой

$$\frac{v_{r=0}}{v_{r=b}} = \frac{1}{I_0(\beta_e b)} = \frac{1}{I_0(\xi\beta_e a)}.$$

Последняя формула показывает, что для того, чтобы степень неоднородности скоростной модуляции была невелика, необходимо ограничивать радиус трубы дрейфа и коэффициент заполнения. Представляет интерес средний по сечению потока коэффициент взаимодействия

$$M_{\text{ср}} = \frac{M}{\pi b^2}\int_0^b \frac{I_0(\beta_e r)}{I_0(\beta_e a)} 2\pi r dr = \frac{2I_1(\beta_e b)}{(\beta_e b) I_0(\beta_e a)}.$$

На рисунке 7.2.3 показана зависимость усредненного коэффициента взаимодействия от $\beta_e a$ для различных значений коэффициента заполнения. Именно этот усредненный коэффициент взаимодействия необходимо подставлять в выражение для коэффициента скоростной модуляции. Как видно, с увеличением коэффициента заполнения усредненный коэффициент взаимодействия увеличивается. Однако возможности увеличения ξ ограничены неидеальностью формы электронного потока.

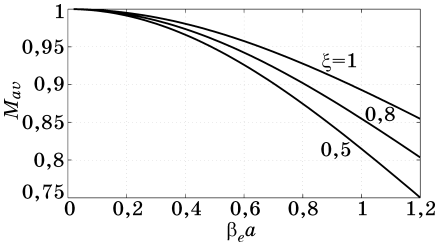


Рис. 7.2.3
Зависимость усредненного коэффициента взаимодействия от $\beta_e a$ для различных коэффициентов заполнения

Наличие радиальной компоненты скорости в бессеточном зазоре является нежелательным эффектом, так как это может привести к расфокусировке пучка и потерям электронов на стенке трубы дрейфа.

7.2.3. КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГРУППИРОВАНИЯ

После выхода из зазора первого резонатора электроны попадают в пространство дрейфа, в котором внешнее электрическое поле отсутствует. В первом приближении можно пренебречь силами расталкивания электронов и считать, что в пространстве дрейфа они движутся с постоянной скоростью, которую приобрели при выходе из зазора. Анализ движения электронов в таком приближении получил название кинематической теории группирования.

Движение электронов в пространстве дрейфа удобно изучать с помощью пространственно-временной диаграммы (диаграммы Апплгейта) (рис. 7.2.4), на которой изображается зависимость координаты электрона от времени. Предполагается, что электроны движутся вдоль оси z, причем начало координат

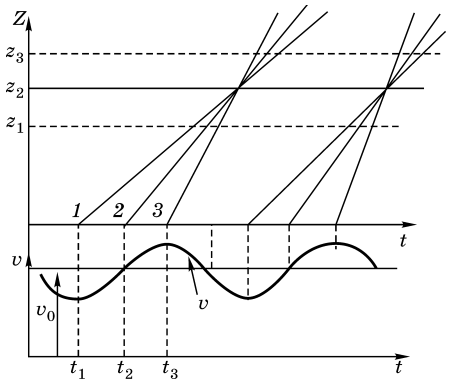


Рис. 7.2.4
Пространственно-временная диаграмма движения электронов в пространстве дрейфа

совпадает с точкой выхода электронов из зазора. На этой же диаграмме нанесена зависимость скорости электронов на выходе из зазора от времени. Зависимость координаты электрона от времени определяется функцией $z = v(t - t_0)$, где v — скорость электрона на выходе из зазора, t_0 — момент времени, в который электрон покидает зазор. На пространственно-временной диаграмме траектория электрона изображается прямой линией, тангенс угла наклона которой равен скорости данного электрона.

Рассмотрим движение в пространстве дрейфа трех слоев электронов (рис. 7.2.4). Слой *1* вошел в трубу дрейфа в момент времени t_1 со скоростью v_1, несколько меньшей, чем скорость v_0: $v_1 = v_0 - \Delta v$. Слой *3* вошел в трубу дрейфа позже, в момент времени $t_2 = t_1 + \Delta t_1$, но с большей скоростью $v_2 = v_0 + \Delta v$. Слой *2*, занимающий промежуточное положение, вошел в трубу дрейфа в момент времени $t_2 = t_1 + \Delta t_1/2$ со скоростью v_0.

Определим, с каким временным интервалом слои *1* и *3* пересекут плоскость P, расположенную на расстоянии z от зазора. Слой *1*, вошедший в трубу дрейфа в момент времени t_1, пересечет эту плоскость в момент времени $t_1' = t_1 + z/(v_0 - \Delta v)$. Слой *2*, вошедший в трубу дрейфа в момент времени t_2, пересечет плоскость P в момент времени $t_2' = t_2 + z/(v_0 + \Delta v)$. Тогда временной интервал Δt, с которым эти слои пересекут плоскость P, найдется как

$$\Delta t = t_2' - t_1' = \left(t_1 + \Delta t_1 + \frac{z}{v_0 + \Delta v}\right) - \left(t_1 + \frac{z}{v_0 - \Delta v}\right) = \Delta t_1 + z\left(\frac{1}{v_0 + \Delta v} - \frac{1}{v_0 + \Delta v}\right)$$

или

$$\Delta t = \Delta t_1 - \frac{2\Delta v}{v_0^2 + (\Delta v)^2} = \Delta t_1 - \varphi(z),$$

где введено обозначение

$$\varphi(z) = \frac{2z\Delta v}{v_0^2 + (\Delta v)^2}.$$

Функция φ в этом выражении имеет положительное значение, зависящее от координаты z. Если $\varphi(z) < \Delta t_1$, то рассматриваемые слои пересекут плоскость z_1 (см. рис. 7.2.4) в том же порядке, в котором они вошли в трубу дрейфа, но за меньший интервал времени $\Delta t < \Delta t_1$. При $\varphi(z) = \Delta t_1$ слои пересекут плоскость z_1 одновременно. Если $\Delta(z) > \Delta t_1$, то $\Delta t < 0$ и слои пересекают рассматриваемую плоскость в обратном порядке. Отметим, что все рассматриваемые слои движутся в одном и том же направлении, поэтому знак конвекционного тока не меняется при изменении знака Δt.

Плоскость $z = z_1$ (см. рис. 7.2.4) слои пересекут в том же порядке, в котором они вошли в трубу дрейфа. В плоскость $z = z_2$ слои придут одновременно. Плоскость $z = z_3$ слои пересекут в обратном порядке.

Расчет конвекционного тока в возмущенном электронном пучке базируется на законе сохранения заряда. Значение заряда, сосредоточенного между слоями *1* и *3*, может быть найдено через ток невозмущенного пучка I_0 и интервал времени Δt_1, $\Delta q = I_0 \Delta t_1$. Заряд Δq пересекает плоскость z_1 за интервал времени Δt и создает в этой плоскости конвекционный ток $I = \Delta q / \Delta t = I_0 \Delta t_1 / \Delta t$. Переходя к бесконечно малым временным интервалам, получаем $I = I_0 dt_1 / dt$.

Если $\Delta t < 0$, в формулах для расчета тока следует использовать абсолютное значение временного интервала $|\Delta t|$, поскольку при отрицательном значении Δt изменяется только порядок пересечения этой плоскости слоями, но не меняется направление электронного тока.

Таким образом, конвекционный ток пучка

$$I = I_0 dt_1 / |dt| = I_0 |dt_1 / dt|. \qquad (7.2.1)$$

Полученные выше выражения устанавливают связь между постоянным конвекционным током, поступающим в трубу дрейфа, и конвекционным током, возникающим в трубе дрейфа в процессе группирования электронов.

Следовательно, для определения конвекционного тока, возникающего в результате группирования, необходимо найти производную dt_1/dt. Время влета электронов в трубу дрейфа t_1 и время пролета через плоскость, расположенную на расстоянии z от ее входа, связаны очевидным соотношением $t = t_1 + z/v$, где v — скорость электронов на входе в трубу дрейфа, определяемая формулой (2.4.4). С учетом этого имеем

$$t = t_1 + \frac{\tau}{1 + \nu_1 \sin \omega t_1},$$

где $\tau = z/v_0$ — статическое время пролета электронов.

Полагая $\nu \ll 1$, что соответствует малым значениям амплитуды модулирующего напряжения ($U_{m1} \ll U_0$), находим

$$t \simeq t_1 + \tau(1 - \nu_1 \sin \omega t_1)$$

или

$$\omega t \simeq \omega t_1 + \omega\tau - \omega\tau\nu_1 \sin \omega t_1.$$

Введя статический угол пролета $\theta = \omega\tau$ и *параметр группирования* $X = \theta\nu_1$, получим

$$\omega t - \theta = \omega t_1 - X \sin \omega t_1. \qquad (7.2.2)$$

Это уравнение выражает зависимость фазы прибытия электронов ωt в заданное сечение потока с координатой z от фазы вылета электронов из зазора первого резонатора ωt_1. Координата z определяет статический угол пролета в пространстве дрейфа θ и параметр группирования X (наряду с коэффициентом скоростной модуляции ν_1).

Зависимость $\omega t - \theta$ от ωt_1 для различных значений параметра группирования X показана на рисунке 7.2.5. Как видно, при $X < 1$ каждому значению фазы вылета ωt_1 соответствует одно и только одно значение фазы прибытия ωt. Фазовые траектории электронов на диаграмме Апплгейта в сечении z не пересекаются. Наклон кривой $\omega t - \theta = f(\omega t_1)$ всегда положителен, поэтому значение

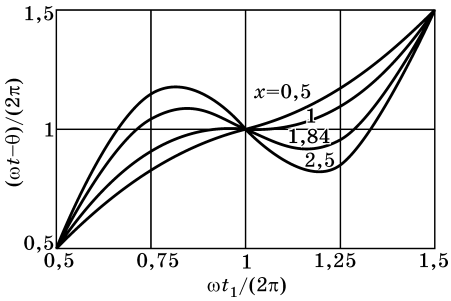


Рис. 7.2.5
Зависимость фазы прибытия электронов от фазы влета из зазора первого резонатора

производной $d(\omega t_1)/d(\omega t)$ конечно и конвекционный ток, в соответствии с формулой (7.2.1), в любой момент времени конечен.

При $X = 1$ производная $d(\omega t)/d(\omega t_1)$ в точке $\omega t_1 = 2\pi$ становится равной нулю, что соответствует пересечению траекторий электронов на диаграмме Апплгейта. В один и тот же момент времени в сечение $z = \text{const}$ прибывают несколько электронов, вышедших из первого резонатора в различные моменты времени. Наконец, при $X > 1$ таких точек пересечения электронов становится две на каждый период, т. е. электроны, вышедшие из резонатора в более поздние моменты времени, оказываются в данном сечении раньше, чем вышедшие в более ранние моменты (так называемый перегон). В моменты времени, соответствующие пересечению электронов, появляются бесконечные импульсы конвекционного тока. Напомним, что действие пространственного заряда электронов не учитывается.

Для вычисления конвекционного тока продифференцируем (7.2.2):

$$I(\omega t) = I_0 \left| \frac{d(\omega t)}{d(\omega t_1)} \right| = I_0 \frac{1}{\left|1 - X\cos(\omega t)\right|}.$$

Зависимость конвекционного тока луча от фазы прилета, рассчитанная по этой формуле для разных значений X, показана на рисунке 7.2.6. Как видно, действительно при $X = 1$ наблюдается бесконечный пик тока, а при $X > 1$ — два бесконечных пика тока в каждом периоде. Отметим, что, несмотря на наличие бесконечных пиков тока, среднее за период значение конвекционного тока конечно и равно I_0.

Таким образом, зависимость конвекционного тока сгруппированного потока от времени имеет сложную форму, которую можно разложить в ряд Фурье. Для этого введем новые переменные $L = \omega t - \theta$, $E = \omega t_1$. В результате получим

$$L = E - X\sin E.$$

Это уравнение называют уравнением Кеплера, его решение дано Бесселем в следующем виде:

$$E = L + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n} \mathrm{J}_n(nX)\sin nL,$$

где $\mathrm{J}_n(x)$ — функции Бесселя первого рода порядка n.

Возвращаясь к исходным переменным, находим

$$\omega t_1 = \omega t - \Theta + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n} \mathrm{J}_n(nX)\sin[n(\omega t - \Theta)].$$

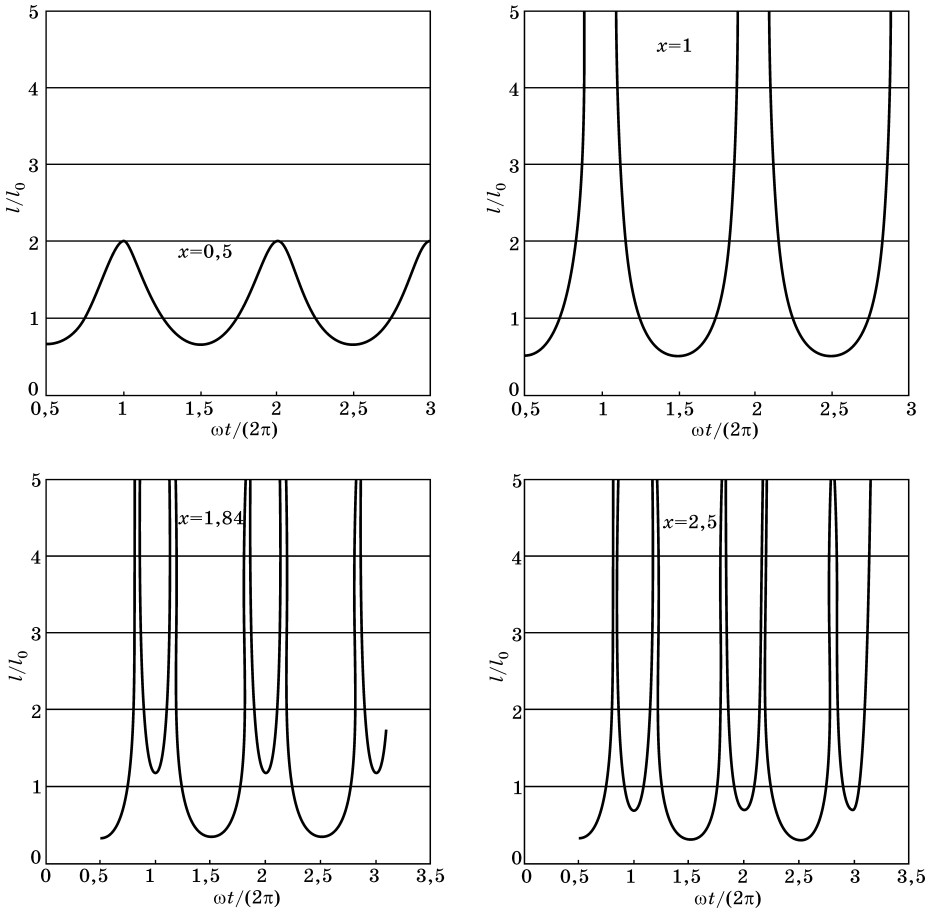


Рис. 7.2.6
Зависимость конвекционного тока луча от времени для различных значений параметра группирования

Вычисляя производную $dt_1/dt = d(\omega t_1)/d(\omega t)$, получаем следующее выражение для конвекционного тока, возникающего в результате группирования электронов:

$$I = I_0 + 2I_0 \sum_{n=1}^{\infty} \mathrm{J}_n(nX)\cos[n(\omega t - \theta)].$$

Переменная составляющая тока представляет собой сумму гармоник с частотами ω_n, кратными частоте модулирующего напряжения ω и амплитудами $I_{mn} = 2I_0\mathrm{J}_n(nX)$.

В приборах клистронного типа, предназначенных для усиления и генерации микроволнового излучения, в качестве рабочей гармоники используется основная гармоника ($n = 1$) с частотой, равной частоте модуляции $\omega_1 = \omega$:

$$I_1 = 2I_0\mathrm{J}_1(X)\cos(\omega t - \Theta).$$

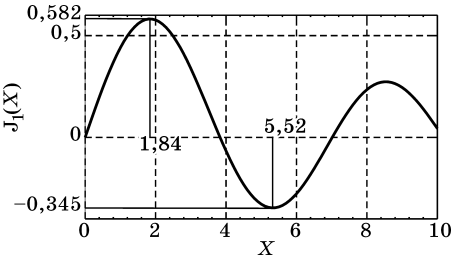


Рис. 7.2.7
График функции Бесселя первого рода первого порядка

Ее амплитуда равна $I_{m1} = 2I_0 J_1(X)$. График функции Бесселя $J_1(X)$ показан на рисунке 7.2.7. Эта функция достигает максимального значения $J_1(X)|_{max} = 0{,}58$ при параметре группирования X, равном 1,84. Следовательно, максимальное значение амплитуды первой гармоники конвекционного тока равно $I_{m1}|_{max} = 2 \cdot 0{,}58 I_0 = 1{,}16 I_0$.

Значения максимальных амплитуд высших гармоник убывают с ростом номера гармоники, но достаточно медленно, например, максимальное значение амплитуды второй гармоники составляет $0{,}973 I_0$, третьей — $0{,}869 I_0$, десятой — $0{,}605 I_0$. Это обстоятельство указывает на возможность применения приборов клистронного типа не только для усиления колебаний, но и для умножения частоты.

7.2.4. УЧЕТ ПРОДОЛЬНОГО РАСТАЛКИВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Образование электронных групп приводит к локальному увеличению плотности объемного заряда, в результате чего появляются продольные составляющие кулоновских сил взаимодействия. Они направлены от центра электронной группы к периферии и препятствуют сближению электронных слоев. Под действием этих сил медленные электроны, образующие передний фронт электронной группы, ускоряются, а быстрые, образующие задний фронт, тормозятся. Это приводит к выравниванию скоростей электронов, в результате чего процесс группировки прекращается и начинается обратный процесс — процесс разгруппировки. Затем возникают новые сгустки, и процесс повторяется. Эти процессы показаны на пространственно-временной диаграмме (рис. 7.2.8).

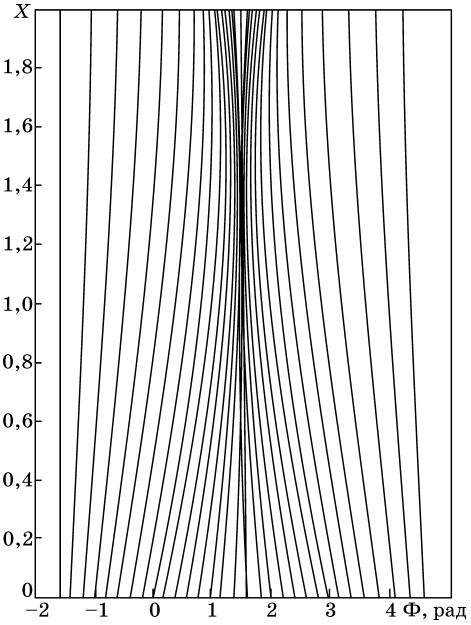


Рис. 7.2.8
Пространственно-временная диаграмма движения электронов в пространстве дрейфа с учетом пространственного заряда

Под действием сил пространственного заряда электроны приобретают также поперечные скорости (поперечное расталкивание). Этот эффект здесь не учитывается, так как считается, что фокусирующая система предотвращает поперечное «расплывание» электронного потока.

Такие периодические процессы в электронном потоке хорошо описываются теорией волн пространственного заряда, рассмотренной в разделе 3.2.

В соответствии с выражениями (3.2.13) и (3.2.14) запишем выражения для тока и скорости электронов в этих волнах для потока конечного поперечного сечения в пролетном канале:

$$\dot{I} = \dot{I}^{+}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\beta_e+\beta_q)z} + \dot{I}^{-}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\beta_e-\beta_q)z}, \tag{7.2.3}$$

$$\dot{\upsilon} = \frac{\beta_q}{\beta_e\rho_0 A}\left(\dot{I}^{+}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\beta_e+\beta_q)z} - \dot{I}^{-}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\beta_e-\beta_q)z}\right). \tag{7.2.4}$$

Волны пространственного заряда возбуждаются полем резонатора, который модулирует электронный поток по скорости. На выходе из узкого зазора ($z = 0$)

$$\dot{I}_k(0) = 0, \quad \dot{\upsilon}(0) = \nu_1\upsilon_0. \tag{7.2.5}$$

Из первого условия следует, что $\dot{I}^{-} = -\dot{I}^{+}$. Из второго условия находим

$$\nu_1\upsilon_0 = 2\frac{\beta_q}{\beta_e\rho_0 A}\dot{I}^{+}.$$

Это соотношение позволяет найти $\dot{I}^{+}$. Подставив результат в (7.2.3), получим

$$\dot{I} = -\mathrm{i}\,I_0\nu_1\frac{\sin(\beta_q z)}{\beta_q/\beta_e}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\beta_e z}. \tag{7.2.6}$$

Приведенный анализ справедлив только при малых амплитудах переменных составляющих тока и скорости, в то время как кинематическая теория предсказывает возможность возникновения переменной составляющей тока, амплитуда которой больше постоянной составляющей. Чтобы учесть в рамках этой теории силы пространственного заряда, следует сравнить выражения для конвекционного тока, полученные по теории волн пространственного заряда и по кинематической теории для малых значений параметров группирования.

Для волн пространственного заряда

$$|\dot{I}| \approx I_0\nu_1\frac{\sin[(\beta_q/\beta_e)\beta_e z]}{(\beta_q/\beta_e)\beta_e\,\mathrm{z}}\beta_e z = I_0 X\frac{\sin[(\omega_q/\omega)\beta_e z]}{(\omega_q/\omega)\beta_e z}. \tag{7.2.7}$$

Из кинематической теории группирования амплитуда первой гармоники конвекционного тока определяется выражением

$$\dot{I} = 2I_0\,\mathrm{J}_1(\nu_1\beta_e z)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\beta_e z}.$$

Для малых значений параметра группирования

$$|\dot{I}| = I_0 X \approx I_0\nu_1\beta_e z. \tag{7.2.8}$$

Сравнивая выражения (7.2.7) и (7.2.8), видим, что если заменить во втором из них X на

$$X' = \frac{\sin a_q\theta}{a_q\theta} X = \frac{\sin a_q\theta}{a_q\theta} \nu_1\theta, \qquad (7.2.9)$$

где $a_q = \frac{\beta_q}{\beta_e} = \frac{\omega_q}{\omega}$ — параметр *расталкивания*, они совпадут. Доказано, что такая замена справедлива и при больших значениях параметра группирования. Таким образом, для переменной составляющей конвекционного тока с учетом продольного расталкивания электронов справедливо выражение

$$I_k = I_0 + 2I_0 \sum_{n=1}^{\infty} \mathrm{J}_n(nX')\cos[n(\omega t - \theta)]. \qquad (7.2.10)$$

В дальнейшем параметр группирования всегда определяется по формуле (7.2.9) и штрих в его обозначении будет опускаться.

При конечном значении параметра a значение поправки, учитывающей влияние кулоновских сил, меньше единицы, $(\sin a\theta)/(a\theta) < 1$. Это означает, что учет кулоновских сил приводит к уменьшению параметра группирования. Для сохранения его значения необходимо увеличивать глубину модуляции скорости, что, в конечном итоге, приводит к росту требуемой входной мощности и уменьшению коэффициента усиления прибора.

Из выражения (7.2.10) следует, что оптимальная длина пространства дрейфа равна четверти редуцированной плазменной длины волны. При дальнейшем увеличении длины пространства дрейфа образовавшийся сгусток начинает разгруппировываться под действием сил пространственного заряда.

7.2.5. ОТБОР ЭНЕРГИИ ОТ СГРУППИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА

Выходная мощность, КПД и коэффициент усиления.

При анализе предполагается, что выходной резонатор настроен на частоту входного сигнала, т. е. его собственная частота ω_{02} равна частоте ω, а собственные частоты высших видов колебаний не совпадают с частотами гармоник частоты сигнала.

Конвекционный ток, проходящий через зазор взаимодействия выходного резонатора, создает в резонаторе наведенный ток, который приводит к возбуждению резонатора. Наведенный ток, так же как и конвекционный, содержит множество гармоник. Однако при достаточно большой добротности резонатора коэффициентами возбуждения всех гармоник, кроме основной гармоники наведенного тока, частота которой ω равна собственной частоте резонатора, можно пренебречь. Поэтому при анализе возбуждения достаточно рассматривать основную гармонику наведенного тока.

Для ее вычисления воспользуемся соотношением (2.4.1), связывающим конвекционный ток, протекающий в диодном промежутке, и наведенный ток:

$$\dot{I}_{н2} = M_2 \dot{I}_{k1}(l_{12})\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\beta_e l_{12}}, \qquad (7.2.11)$$

где l_{12} — расстояние между серединами первого и второго зазоров.

Зная значение наведенного тока, можно определить переменное напряжение на зазоре выходного резонатора U_{m2}:

$$U_{m2} = -R_{э2} I_{k1} M_2 \cos(\omega t - \theta),$$

где $R_{э2}$ — эквивалентное сопротивление выходного резонатора, настроенного в резонанс.

Отрицательный знак в этом выражении учитывает тот факт, что при резонаторе, настроенном в резонанс, напряжение автоматически фазируется таким образом, чтобы на максимум электронного тока приходилась максимальная тормозящая фаза напряжения.

Мощность электромагнитных колебаний в выходном резонаторе

$$P_{вых} = \frac{1}{2} I_{н2}^2 R_{э2} = \frac{1}{2} M_2^2 I_{k1}^2 R_{э2} = \frac{1}{2} M_2^2 I_0^2 4 \mathrm{J}_1^2(X) R_{э2}, \qquad (7.2.12)$$

где $R_{э2}$ — эквивалентное сопротивление выходного резонатора.

Электронный КПД клистрона η_e определяется как отношение мощности колебаний в резонаторе P_e к мощности электронного пучка $P_0 = U_0 I_0$:

$$\eta_e = P_e / P_0.$$

С учетом полученных выше формул выражение для электронного КПД может быть представлено в следующем виде:

$$\eta_e = \frac{P_e}{P_0} = \frac{U_{m2} I_{k1} M_2}{2 I_0 U_0} = \mathrm{J}_1(X) M_2 \frac{U_{m2}}{U_0}. \qquad (7.2.13)$$

Произведем оценку его максимального значения. Первый множитель в этом выражении достигает максимального значения при параметре группирования $X = 1{,}84$ и равен $J_1(X)|_{\max} = 0{,}58$. Очевидно, что максимальное значение электронного КПД достигается, когда электроны сгустка полностью теряют свою кинетическую энергию, т. е. когда их скорость на выходе из зазора второго резонатора равна нулю. При этом эффективная амплитуда напряжения на резонаторе $M_2 U_{m2}$ должна быть равна ускоряющему напряжению U_0. При бóльших амплитудах напряжения часть электронов получит отрицательные скорости, т. е. будет выброшена из зазора резонатора обратно в трубу дрейфа. Этот так называемый *эффект выбрасывания* уменьшает выходную мощность, потому что выброшенные электроны отбирают энергию от поля резонатора. Поэтому отношение U_{m2}/U_0 в режиме максимального КПД следует принять равным $1/M_2$. Таким образом, оценка дает следующее максимальное значение электронного КПД: $\eta_e|_{\max} = J_1(1{,}84) = 0{,}58$, или 58%.

Полный КПД клистрона, определяемый как отношение выходной мощности к мощности электронного пучка: $\eta = P_{вых}/P_0$, численно равен произведению электронного КПД на КПД резонатора $\eta_р$: $\eta = \eta_e \eta_р$. КПД резонатора учитывает потери мощности в резонаторе, обусловленные конечной проводимостью стенок резонатора. Его значение может быть выражено через нагруженную $Q_н$ и собственную Q_0 добротности резонатора:

$$\eta_р = 1 - \frac{Q_н}{Q_0}.$$

Практически КПД резонатора зависит от ряда факторов, в частности от режима работы прибора, и может составлять 60...95%.

Коэффициент усиления клистрона определяется как отношение выходной мощности $P_{\text{вых}}$ к мощности, подаваемой на вход прибора $P_{\text{вх}}$:

$$\mu_P = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}}. \tag{7.2.14}$$

Выходная мощность определяется выражением (7.2.13). Значение входной мощности может быть выражено через амплитуду переменного напряжения на зазоре резонатора U_{m1} и его эквивалентное сопротивление:

$$P_{\text{вх}} = \frac{1}{2R_{\text{э}1}} U_{m1}^2.$$

Подставив значения выходной и входной мощности в формулу (7.2.14), получим:

$$\mu_P = \frac{2M_2^2 I_0^2 \mathrm{J}_1^2(X) R_{\text{э}1} R_{\text{э}2}}{U_{m1}^2}. \tag{7.2.15}$$

Исходя из определения параметра группирования

$$U_{m1} = \frac{2U_0 X}{M_1 \theta}. \tag{7.2.16}$$

Подставив (7.2.16) в (7.2.15), получим

$$\mu_P = \frac{\mathrm{J}_1^2(X) M_1^2 M_2^2}{2X^2} \frac{R_{\text{э}1} R_{\text{э}2}}{R_0^2} \theta^2. \tag{7.2.17}$$

Из этой формулы следует, что с увеличением угла пролета, т. е. длины трубы дрейфа, коэффициент усиления неограниченно растет. Однако влияние пространственного заряда приводит к тому, что оптимальное значение угла пролета $\theta = \pi/2$, что и ограничивает коэффициент усиления клистрона.

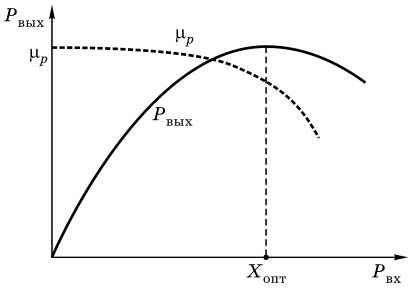


Рис. 7.2.9
Амплитудная характеристика двухрезонаторного клистрона

Амплитудная характеристика двухрезонаторного клистрона представляет собой зависимость выходной мощности $P_{\text{вых}}$ и коэффициента усиления μ_P от значения входной мощности $P_{\text{вх}}$ (рис. 7.2.9).

В режиме малого сигнала $X \ll 1$ и можно положить $\mathrm{J}_1(X) = X/2$. Подставив это значение в (7.2.15) и положив $\theta = \pi/2$, найдем

$$\mu_P = \frac{\pi^2}{36} M_1^2 M_2^2 \frac{R_{\text{э}1} R_{\text{э}2}}{R_0^2} \approx \approx 0{,}27 M_1^2 M_2^2 \frac{R_{\text{э}1} R_{\text{э}2}}{R_0^2}. \tag{7.2.18}$$

В режиме максимальной мощности $J_1(X) = 0{,}58$, $X = 1{,}84$. Отсюда коэффициент усиления в режиме максимальной мощности

$$\mu_P\big|_{P\max} = \frac{0{,}58^2 M_1^2 M_2^2 R_{э1} R_{э2}}{2 \cdot 1{,}84^2 R_0^2} \approx \frac{0{,}12 M_1^2 M_2^2 R_{э1} R_{э2}}{R_0^2}. \qquad (7.2.19)$$

Как видно, в режиме максимальной мощности коэффициент усиления примерно в 2 раза меньше, чем в режиме малого сигнала. Это свидетельствует о том, что амплитудная характеристика клистрона нелинейна. Отметим, что обычно коэффициент усиления микроволновых приборов по мощности указывается в децибелах:

$$\mu_P\,[\text{дБ}] = 10 \lg \mu_P.$$

Типичные значения коэффициента усиления по мощности двухрезонаторного клистрона лежат в интервале 15…20 дБ.

Зависимость $P_{вых}$ от $P_{вх}$ имеет линейный начальный участок, коэффициент усиления сохраняет на этом участке примерно постоянное значение. При дальнейшем увеличении входной мощности рост выходной мощности замедляется (имеет место эффект насыщения). Максимальное значение выходной мощности достигается при оптимальном группировании электронов в пространстве дрейфа (параметр группирования $X = 1{,}84$). Дальнейший рост входной мощности ведет к перегруппировке электронов, разрушению электронной группы и уменьшению выходной мощности.

Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) прибора показывает зависимость выходной мощности от частоты. Эта зависимость определяется, в основном, АЧХ резонаторов клистрона, т. е. их собственными частотами и добротностями. В двухрезонаторных клистронах оба резонатора настраивают на одну частоту. При этом нагруженная добротность входного резонатора обычно значительно больше нагруженной добротности выходного, так как для получения высокого контурного КПД выходной резонатор должен иметь сильную связь с нагрузкой. Поэтому относительная полоса усиливаемых частот клистрона в режиме малого сигнала определяется нагруженной добротностью входного резонатора:

$$\Delta f / f_0 = 1/Q_{н1},$$

и не превышает, как правило, нескольких десятых долей процента.

Эквивалентные сопротивления резонаторов связаны с их волновыми сопротивлениями и нагруженными добротностями:

$$R_{э1,2} = \rho_{1,2} Q_{н1,2}.$$

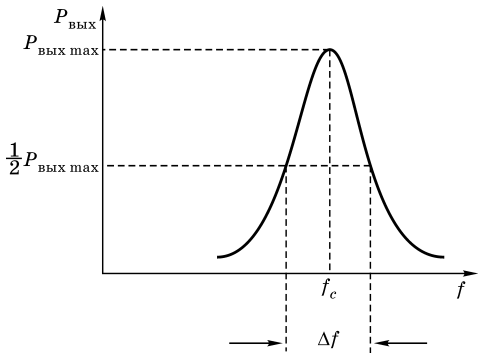


Рис. 7.2.10
Амплитудно-частотная характеристика двухрезонаторного клистрона

С учетом этого соотношения формулу для коэффициента усиления двухрезонаторного клистрона можно записать следующим образом:

$$\mu_P = \frac{J_1^2(X)}{2X^2} \frac{M_1\rho_1}{R_0} \frac{M_2\rho_2}{R_0} Q_{н1} Q_{н2} \theta^2. \qquad (7.2.20)$$

Таким образом, расширение полосы пропускания приводит к уменьшению коэффициента усиления прибора. Типичная АЧХ двухрезонаторного клистрона показана на рисунке 7.2.10.

7.2.6. МНОГОРЕЗОНАТОРНЫЕ КЛИСТРОНЫ

Многорезонаторный усилительный клистрон включает, помимо входного и выходного, несколько промежуточных резонаторов (рис. 7.2.11). На этой схеме показаны катод К, фокусирующий электрод ФЭ, входной резонатор P_1, два промежуточных резонатора P_2, P_3, выходной резонатор P_4 и коллектор К. На резонаторы и коллектор подается ускоряющее напряжение U_p относительно катода.

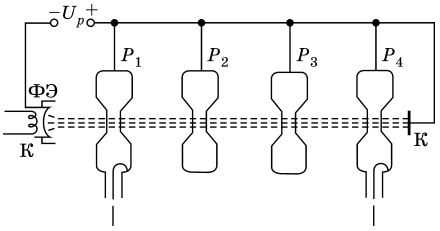


Рис. 7.2.11
Схема многорезонаторного клистрона

Простейший вариант прибора — трехрезонаторный клистрон — содержит один промежуточный резонатор. Число резонаторов в современных клистронах составляет $n = 4...8$.

Основные процессы, определяющие работу этих приборов, те же, что и в рассмотренном выше двухрезонаторном клистроне: скоростная модуляция, группирование пучка, возбуждение резонатора и отбор энергии от электронного пучка.

Проследим протекание этих процессов в многорезонаторном приборе. *Первый* (*входной*) резонатор возбуждается входным сигналом $P_{вх}$ от внешнего источника. При этом на его зазоре взаимодействия возникает переменное напряжение $U_1 = U_{m1}\sin\omega t$, которое создает первичную скоростную модуляцию электронного пучка. При этом предполагается, что амплитуда переменного напряжения U_{m1} значительно меньше, чем ускоряющее напряжение U_0. Модулированный по скорости электронный пучок группируется в первой трубе дрейфа T_1. Процесс группирования приводит к образованию переменного конвекционного тока, который содержит множество гармоник, включая основную с частотой, равной частоте входного сигнала ω. Проходя через зазор второго резонатора, сгруппированный пучок наводит ток в нем, который возбуждает второй резонатор. На зазоре резонатора возникает переменное напряжение U_2, амплитуда которого U_{m2} обычно существенно больше амплитуды напряжения первого резонатора U_{m1}, $U_{m2} \gg U_{m1}$. Электронный пучок, проходящий зазор второго резонатора, подвергается вторичной скоростной модуляции, глубина которой значительно превосходит глубину скоростной модуляции в первом резонаторе. Группирование электронного пучка во второй трубе дрейфа в основном опреде-

ляется именно вторичной скоростной модуляцией. Переменный электронный ток, образующийся во второй трубе дрейфа, приводит к возбуждению третьего резонатора. Электронные процессы в последующих каскадах многорезонаторного клистрона аналогичны описанным выше.

Отметим, что длины труб дрейфа, найденные из условия $l = \lambda_q/4$, обычно оказываются слишком большими, и их приходится уменьшать, исходя из конструктивных соображений. При этом неизбежно снижается амплитуда переменной составляющей тока луча. Этот эффект обычно компенсируется увеличением числа резонаторов в группирователе.

Завершающий этап преобразования кинетической энергии электронного пучка в энергию электромагнитного поля — отбор энергии от электронного пучка — осуществляется выходным (n-м) резонатором.

Использование многорезонаторной электродинамической системы открывает широкие возможности улучшения эксплуатационных параметров клистронов, а именно увеличения коэффициента усиления, повышения электронного КПД и расширения полосы рабочих частот.

Существуют три следующих режима работы многорезонаторного клистрона:

- режим синхронной настройки;
- режим повышенного электронного КПД;
- режим широкополосного усиления.

Режим синхронной настройки.

В этом режиме все резонаторы прибора настраиваются на частоту входного сигнала. Амплитуда переменного напряжения на зазорах взаимодействия резонаторов возрастает с ростом номера резонатора i ($i = 1, 2, 3, \ldots$). Амплитуда каждого последующего резонатора существенно превосходит амплитуду предыдущего, $U_{mi} \gg U_{m(i-1)}$. В этом случае каскады прибора, включающие резонаторы, начиная с первого ($i = 1$) по n минус второй ($i = n - 2$) можно рассматривать как усилитель напряжения, который обеспечивает возбуждение выходного каскада прибора. Последний каскад включает n минус первый ($i = n - 1$) резонатор, трубу дрейфа T_{n-1} и выходной резонатор прибора ($i = n$).

Амплитуда напряжения на зазоре резонатора с номером $n - 1$ значительно превосходит амплитуды напряжения на зазорах предыдущих каскадов, и в частности, амплитуду напряжения на зазоре предыдущего n минус второго резонатора $U_{m(n-1)} \gg U_{m(n-2)}$. Именно она определяет глубокую скоростную модуляцию и процесс группирования в выходном каскаде прибора. Предыстория электронных процессов, связанная со скоростной модуляцией и группированием в предыдущих каскадах, практически не сказываются на электронных процессах в выходном каскаде. Поэтому этот каскад прибора можно рассматривать как двухрезонаторный клистрон, входной резонатор которого возбуждается не внешним источником, а электронным пучком. В частности, электронный КПД многорезонаторного клистрона, работающего в режиме синхронной настройки, оказывается таким же, как у двухрезонаторного клистрона, и его максимальное значение составляет 58%.

Коэффициент усиления многорезонаторного клистрона, работающего в режиме синхронной настройки, зависит от числа резонаторов и может быть оценен по эмпирической формуле:

$$\mu_P \simeq 15 + (n-2)\cdot 20,$$

где $\mu_P = 10\lg(P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}})$ — коэффициент усиления прибора по мощности, выраженный в децибелах; n — число резонаторов прибора. Значение коэффициента усиления может достигать 60 дБ.

Следует отметить, что повышение коэффициента усиления многорезонаторного клистрона достигается благодаря уменьшению требуемого значения входной мощности.

Рабочая полоса частот клистрона в основном определяется резонансными характеристиками промежуточных резонаторов и возрастает при снижении их добротности. Обычно ее относительное значение составляет доли процента.

Режим повышенного электронного КПД.

Повышение электронного КПД возможно за счет улучшения степени группирования электронного пучка. Известно два пути, два метода решения этой задачи.

Первый из них предполагает изменение характера скоростной модуляции электронного пучка. Можно показать, что группирование приближается к идеальному при таком периодическом изменении скорости, когда в пределах одного периода (от $-T/2$ до $+T/2$) скорость меняется по закону

$$\upsilon = \upsilon_0 \frac{1}{1 - t/\tau}, \qquad (7.2.21)$$

где υ_0 — постоянная составляющая скорости; τ — статическое время пролета электронов в трубе дрейфа ($\tau > T$).

Все электроны пучка, вошедшие в трубу дрейфа в течение одного периода T, группируются в тонкий диск, несущий заряд Q. Его значение равно $Q = I_0 T$, где I_0 — постоянный ток электронного пучка, T — период скоростной модуляции. Форма тока при этом описывается функцией Дирака:

$$I_k(t) = I_0 T \delta(\omega t - 2\pi n - \theta), \quad n = 0, 1, \ldots \qquad (7.2.22)$$

Как известно, при разложении этой функции в ряд Фурье получается ряд с одинаковыми амплитудами всех гармоник: $I_{kn} = 2I_0$, $n = 1, 2, \ldots$ Таким образом, при идеальном группировании амплитуда первой гармоники конвекционного тока равна $2I_0$, а не $1{,}16I_0$, как при синусоидальном группирующем напряжении.

При условии полного торможения такой электронной группы теоретическое значение электронного КПД приближается к 100%.

К сожалению, реализация скоростной модуляции с требуемым законом изменения скорости встречает серьезные трудности практического характера. Приблизиться к этой идеальной зависимости скорости от времени позволяет использование резонаторов, настроенных на вторую гармонику входного сигнала.

На рисунке 7.2.12 показан результат сложения колебаний первой и второй гармоники напряжения. Результирующая кривая достаточно близко повторяет идеальную зависимость, также показанную на рисунке. Длительность возрастающего участка суммарной кривой равна 4,2 радиана вместо π радиан для

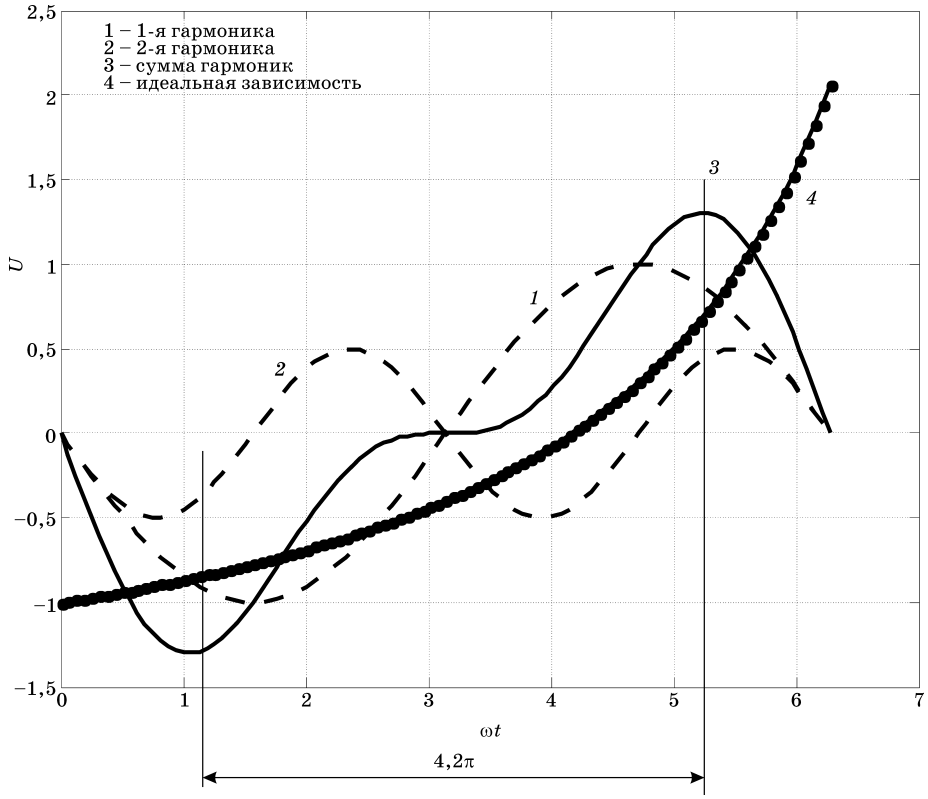


Рис. 7.2.12
Сложение напряжений первой и второй гармоник

синусоидальной формы напряжения. Оптимальный угол сдвига фазы между напряжениями первой и второй гармоники составляет $\pi/2$, что можно достигнуть расстройкой резонатора второй гармоники. При этом, однако, снижается напряжение на зазоре резонатора, поэтому размещать этот резонатор следует после двух или трех резонаторов, настроенных на первую гармонику с тем, чтобы глубина скоростной модуляции была достаточной для образования заметной амплитуды второй гармоники в месте расположения резонатора, настроенного на эту гармонику сигнала. Обычно расстраивают в противоположные стороны резонаторы, настроенные и на первую, и на вторую гармоники, что позволяет получить более высокое напряжение второй гармоники, оптимальное значение которого составляет $1/2$ от напряжения первой гармоники. Построены мощные многорезонаторные клистроны, содержащие до 8 резонаторов, из которых один настроен на вторую гармонику сигнала, и имеющие общий КПД до 85%, однако в достаточно узкой полосе частот, не превышающей 1%.

Второй метод увеличения электронного КПД, который получил название *метода догруппировки*, предполагает сложение электронных групп, образующихся в выходном и предшествующих каскадах прибора.

Рассмотрим возможности этого метода на примере **трехрезонаторного клистрона.**

Первый резонатор прибора возбуждается от внешнего источника и обеспечивает первичную скоростную модуляцию электронного пучка. Переменный конвекционный ток, образующийся в первой трубе дрейфа в результате процесса группирования, возбуждает второй резонатор прибора.

На зазоре взаимодействия этого резонатора возникает переменное напряжение U_2, амплитуда которого U_{m2} обычно существенно больше амплитуды напряжения первого резонатора U_{m1}, $U_{m2} \gg U_{m1}$, а фаза при настройке в резонанс устанавливается так, что максимум тормозящего напряжения совпадает с центром сгустка, сформированного первым резонатором (рис. 7.2.13). Как видно на этом рисунке, в новый сгусток, формируемый вторым резонатором, попадает только половина электронов из первого сгустка. Это явление ограничивает заряд сгустка, формируемого вторым резонатором.

Для того чтобы весь первичный сгусток был использован при формировании вторичного, необходимо сдвинуть фазу напряжения на втором резонаторе на $\pi/2$ (пунктирная кривая на рисунке 7.2.13). С этой целью промежуточный резонатор настраивается на частоту, несколько бóльшую, чем частота сигнала $\omega_{02} > \omega$. В этом случае его эквивалентная проводимость становится комплексной:

$$Y_e = G_e + \mathrm{i}B_e,$$

где $G_e = G$, $B_e = G_e\xi$ — активная и реактивная компоненты эквивалентной проводимости, $\xi = 2Q(\omega - \omega_{02})/\omega_{02}$ — обобщенная расстройка резонатора, Q — его

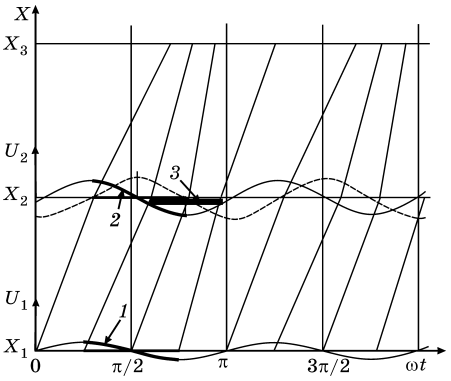


Рис. 7.2.13
К анализу процесса группирования в трехрезонаторном клистроне:

1 — временной интервал группирующего напряжения в первом резонаторе; *2* — во втором резонаторе; *3* — протяженность сгустка в плоскости второго резонатора.

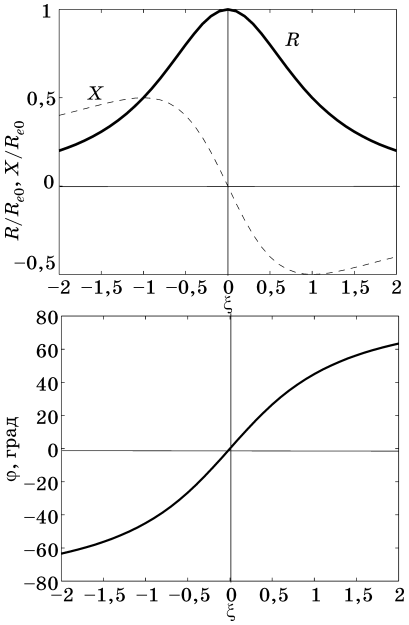


Рис. 7.2.14
Электронная проводимость при skirtron-схеме настройки резонаторов

добротность. Сдвиг фазы между наведенным током и напряжением определяется выражением

$$\varphi = \operatorname{arctg}(B_e/G_e) = \operatorname{arctg}\xi.$$

Если промежуточный резонатор настроен на частоту, бóльшую, чем частота сигнала, $\omega_{02} > \omega_0$, обобщенная расстройка имеет отрицательное значение. В этом случае реактивная проводимость резонатора отрицательна, т. е. имеет индуктивный характер, и напряжение, возникающее на зазоре резонатора, опережает по фазе наведенный в резонаторе ток на угол φ, значение которого возрастает с увеличением расстройки резонатора (рис. 7.2.14).

При этом нулевая фаза переменного напряжения, возникающего на зазоре взаимодействия второго резонатора, смещается к фазе прибытия в зазор первичной электронной группы. При больших расстройках, $\xi \ll -1$, фазовый угол φ стремится к 90°. В этом случае нулевая фаза напряжения $U_2(\omega t)$ будет совпадать с фазой прибытия во второй резонатор первичной электронной группы, и дополнительная группировка за счет поля второго резонатора могла бы произойти относительно центра первичной группы.

Однако практически такой режим не удается реализовать, так как с ростом расстройки резонатора падает его эквивалентное сопротивление

$$R_e = \operatorname{Re}(1/Y_e) = \rho Q/(1 + \xi^2),$$

и, соответственно, напряжение на зазоре взаимодействия $U_2(\omega t)$. Для того чтобы сохранить значение напряжения $U_2(\omega t)$ при расстройках, соответствующих углам $\varphi \sim 75\ldots80°$, требуется увеличивать амплитуду переменного конвекционного тока на входе в зазор второго резонатора. Это, в свою очередь, достигается за счет увеличения мощности входного сигнала и степени первичной группировки электронного пучка. В этом случае действительно реализуется режим улучшенной группировки электронного пучка. Расчеты дают максимальное теоретическое значение электронного КПД трехрезонаторного клистрона, равное 74% (для сравнения, максимальное значение электронного КПД двухрезонаторного клистрона составляет 58%).

В многорезонаторном клистроне с числом резонаторов $n = 6\ldots8$ режим догруппировки может быть реализован не только за счет расстройки предвыходного $(n-1)$-го резонатора, но одновременно и путем соответствующей расстройки предыдущих $(n-2)$-го и $(n-3)$-го резонаторов. Это позволяет увеличить степень группировки пучка, поступающего в выходной резонатор, и довести значение электронного КПД до 85 и более процентов.

Режим догруппировки (режим повышенного КПД) обычно используется в приборах, предназначенных для получения большой мощности в узкой полосе частот, которая определяется частотными характеристиками резонаторов, ее относительное значение обычно не превышает 1%.

Режим широкополосного усиления.

Этот режим работы клистрона находит наибольшее практическое применение. Он используется в приборах, работающих в различных системах телекоммуникаций, включая системы связи с использованием искусственных спутников земли и системы связи с космическими объектами, используется в приборах, применяемых в радиолокационных установках.

При анализе процессов в клистроне его разбивают на две секции (системы): секция, которая обеспечивает получение переменного конвекционного тока в заданной полосе частот (группирователь) и секция отбора мощности (выходная система).

Задача получения заданной полосы частот решается отдельно для группирователя и для выходной системы. Частотные свойства группирователя определяются частотной зависимостью конвекционного тока, питающего выходную систему. Параметры группирователя подбираются так, чтобы частотная характеристика тока имела требуемую полосу с неравномерностью меньшей заданной (допустимой).

Получение токовой частотной характеристики, приближающейся к плоской, достигается за счет частотной настройки резонаторов группирователя и подбора их добротностей. В настоящее время не существует универсального рецепта настройки резонаторов, обеспечивающей равномерное группирование электронного пучка в полосе частот, равно как не существует и единого подхода к решению этой задачи.

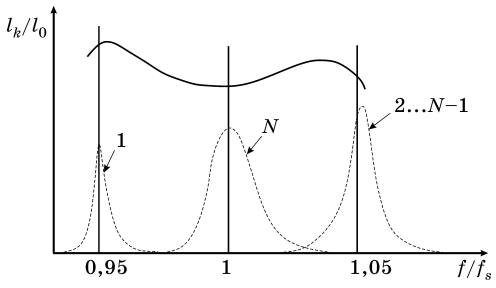


Рис. 7.2.15
Токовые характеристики группирователя при skirtron-схеме настройки резонаторов

К одной из возможных схем частотной настройки резонаторов для широкополосных клистронов, которая получила практическое применение, относится так называемая скиртронная схема (*skirtron-scheme*). Согласно этой схеме, входной резонатор настраивается на нижний край полосы частот, а все остальные резонаторы группирователя — на частоты около ее верхнего края (рис. 7.2.15). Выходной резонатор настраивается на частоту сигнала.

На этом рисунке по оси абсцисс отложено относительное значение частоты f/f_s, где f_s — центральная частота рабочей полосы частот, по оси ординат — переменная составляющая тока на выходе группирователя. Пунктирными кривыми показаны резонансные характеристики первого ($n = 1$), промежуточных ($n = 2, \ldots, N - 1$) и выходного резонатора ($n = N$).

Из этого рисунка следует, что при изменении частоты сигнала в пределах полосы частот используются «хвосты» импедансных характеристик резонаторов, где зависимость импеданса от частоты выражена слабо, что, собственно, и обеспечивает возможность получения «плоской» характеристики переменного тока группирователя.

Очевидно, что применение такой схемы настройки резонаторов неизбежно связано с потерей усиления и ведет к необходимости увеличения числа резонаторов прибора.

Скиртронная схема настройки не обеспечивает достаточно равномерной зависимости первой гармоники конвекционного тока в выходном резонаторе от частоты. Поэтому наряду с ней часто применяется модифицированная скир-

тронная схема, отличающаяся тем, что частота настойки второго резонатора сдвинута в сторону центральной частоты.

На рисунке 7.2.16 в качестве примера представлены токовые характеристики группирователя, содержащего шесть резонаторов, для случая настройки по обычной (сплошная кривая) и модифицированной скиртронной схеме (штриховая кривая).

Частоты настроек отдельных резонаторов группирователя для этих двух случаев представлены в таблице 7.2.1.

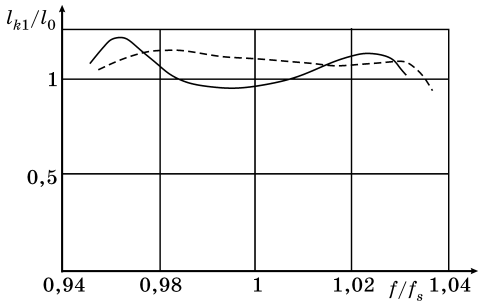


Рис. 7.2.16
АЧХ клистрона при модифицированной скиртронной схеме.

Сплошная кривая — скиртронная схема, штриховая — модифицированная.

Таблица 7.2.1

Схемы настройки резонаторов

№ рез.	1	2	3	4	5	6	Схема настройки
f_0/f_s	0,977	1,039	1,038	1,036	1,036	1,035	Скиртронная
f_0/f_s	0,977	1,014	1,037	1,039	1,050	1,057	Модифицированная

Как видно, модифицированная схема позволяет получить более плоскую токовую характеристику.

Следует подчеркнуть, что рассмотренные схемы настройки резонаторов являются лишь одной из многих возможных систем широкополосной настройки резонаторов группирователя. Общим для этих систем является настройка двух последних резонаторов группирователя на частоты около верхней границы полосы частот или на частоты, лежащие за этой границей.

При проектировании группирователя важно добиться создания на выходе из предпоследнего резонатора так называемого *равномерно слетающегося сгустка*, отклонение от средней скорости электронов которого пропорционально расстоянию от центра сгустка. В этом случае в центре выходного зазора скорости всех электронов сгустка за счет действия сил продольного расталкивания могут быть практически одинаковыми (рис. 7.2.17), что обеспечивает максимальный электронный КПД прибора. Для создания такого сгустка также необходима оптимальная схема настроек и добротностей резонаторов группирователя. При этом иногда приходится искусственно снижать добротность некоторых промежуточных резонаторов с помощью помещаемого в них поглотителя.

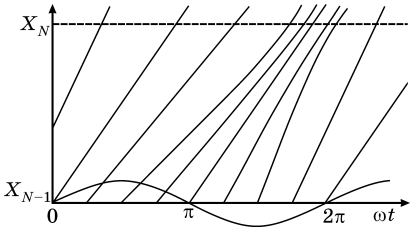


Рис. 7.2.17
Пространственно-временная диаграмма слетающегося сгустка

Отбор энергии от электронного потока. Сгруппированный электронный поток поступает в зазор выходного резонатора, создавая наведенный ток с амплитудой первой гармоники $I_{н1} = M_{вых}\kappa_1 I_0$, где коэффициент κ_1

зависит от качества группирования и принимает типичные значения 1...1,5. Наведенный ток создает напряжение на зазоре резонатора. На резонансной частоте $U = R_e I_{н1} = \rho Q_н M_{вых} \kappa_1 I_0$, где ρ — волновое сопротивление резонатора; $Q_н$ — его нагруженная добротность.

Наиболее эффективно отбор энергии происходит, когда электроны сгустка полностью теряют свою скорость в зазоре, т. е. когда эффективное напряжение на зазоре $U_e = M_{вых} U$ равно ускоряющему напряжению U_0. Отсюда эффективное волновое сопротивление выходного резонатора

$$\rho M_{вых}^2 = \frac{R_0}{\kappa_1 Q_н} = \frac{R_0}{\kappa_1} \frac{\Delta f}{f_0}.$$

Таким образом, при работе с максимальным электронным КПД ширина полосы усиливаемых частот оказывается прямо пропорциональной отношению эффективного волнового сопротивления резонатора к сопротивлению луча на постоянном токе.

Значение ρM^2 определяется только формой резонатора и не зависит от его резонансной частоты и добротности. Максимальное его значение для обычных тороидальных резонаторов не превышает 150 Ом. Отсюда следует, что для расширения полосы усиливаемых частот необходимо в устройстве отбора энергии использовать типы резонаторов с увеличенным эффективным волновым сопротивлением и (или) применять связанные колебательные системы.

Другой способ расширения полосы основан на снижении сопротивления электронного луча постоянному току. Эти способы могут применяться как по отдельности, так и вместе. Рассмотрим их более подробно.

7.2.7. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МНОГОЗАЗОРНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Рассмотрим два тороидальных резонатора, связанных между собой элементом связи — петлями или отверстием в общей стенке. В такой системе могут существовать два вида колебаний — синфазный и противофазный. В первом случае сдвиг фазы между колебаниями в резонаторах равен нулю, а во втором случае — 180°. Пусть расстояние между центрами зазоров резонаторов выбрано так, что электроны пролетают зазоры в одной и той же фазе напряжения на них. Тогда эффекты действия на электроны поля каждого зазора будут складываться и суммарное напряжение, действующее на резонаторы, будет равно $U_e = 2U$, где U — напряжение на зазоре. Запасенная энергия в двух резонаторах, очевидно, равна удвоенной энергии, запасенной в одном резонаторе (если не учитывать энергию, запасенную в элементе связи, которая обычно невелика). Таким образом, эффективное волновое сопротивление двухзазорного тороидального резонатора

$$\rho_e M^2 = \frac{|U_e|^2}{2\omega_0 W_e} = \frac{4|U|^2 M^2}{2\omega_0 2W} = 2\rho M^2,$$

что в 2 раза больше, чем ρM^2 — эффективное волновое сопротивление одного резонатора. Соответственно, связав N резонаторов, получим выигрыш в волновом сопротивлении в N раз. Такой N-зазорный резонатор можно рассматривать как закороченный с обеих сторон отрезок периодической линии передачи, имею-

щий N резонансов со сдвигами фаз 0, π/N, $2\pi/N$, ..., π между колебаниями в отдельных резонаторах. Обычно используются нулевой или π-вид колебаний, обеспечивающие наибольшую равномерность амплитуды поля в зазорах. Многозазорные резонаторы (резонаторы с распределенным взаимодействием) особенно эффективно используются в клистронах миллиметрового диапазона, где технологические и тепловые ограничения препятствуют созданию однозазорных резонаторов с высоким эффективным волновым сопротивлением.

По мере увеличения числа зазоров уменьшается разделение частот между отдельными видами и увеличивается доля энергии, запасенной в элементах связи, вследствие чего замедляется рост эффективного волнового сопротивления. Кроме того, в каждом зазоре скорость сгустка уменьшается, поэтому расстояния между центрами зазоров следует уменьшать по мере увеличения номера зазора. На практике резонаторы с числом зазоров более шести практически не используются.

Высоким эффективным волновым сопротивлением (150...200 Ом) обладают двухзазорные четвертьволновые резонаторы. Такие резонаторы широко применяются в приборах малой и средней мощности дециметрового и сантиметрового диапазонов. Использованию их в клистронах большой мощности препятствует плохой теплоотвод от центрального стержня.

Следует отметить, что многозазорные резонаторы применяются не только в качестве выходных, но и в качестве промежуточных каскадов группирователя.

Использование связанных резонаторов. Полосу пропускания системы отбора энергии можно увеличить, если активный резонатор (взаимодействующий с электронным потоком) связать с выходным волноводом через систему связанных (так называемых пассивных) резонаторов. Такая система имеет частотную характеристику полосно-пропускающего фильтра с расширенной по сравнению с одиночным резонатором полосой пропускания. Так, система из двух одинаковых связанных контуров при критической степени связи между ними имеет ширину полосы пропускания в $\sqrt{2}$ раз больше, чем у одиночного контура, при оптимальной связи — в 3,1 раза больше. Это расширение достигается, однако, ценой увеличения запасенной энергии в системе и соответствующего снижения волнового сопротивления активного резонатора. Учитывая, однако, что нагруженные добротности пассивных резонаторов невелики, уменьшение волнового сопротивления обычно незначительно, и расширение полосы оказывается более существенным фактором.

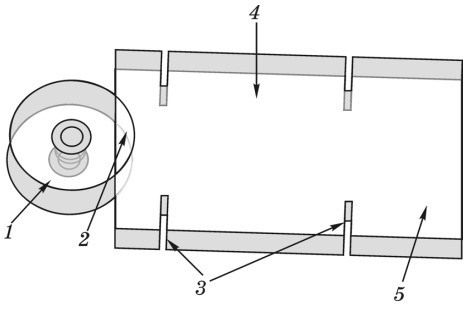


Рис. 7.2.18
Фильтровая система отбора энергии:
1 — активный резонатор; *2* — отверстие связи; *3* — диафрагмы; *4* — пассивный резонатор; *5* — выходной волновод.

Простейшая связанная система состоит из активного и одного пассивного резонатора, образованного диафрагмами в выходном волноводе (рис. 7.2.18). Индуктивные диафрагмы применяются потому, что они практически не снижают электрическую прочность волновода. Расстояние между диафрагмами

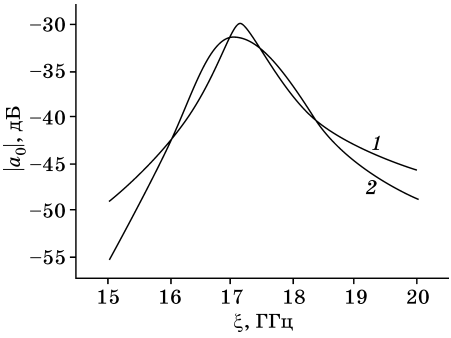


Рис. 7.2.19
АЧХ выходной системы клистрона:
1 — без пассивного резонатора; *2* — с пассивным резонатором.

должно быть несколько больше четверти длины волны в волноводе на центральной частоте, а расстояние между первой диафрагмой и отверстием связи должно быть равным нечетному числу четвертей волн. Отрезок волновода такой длины действует как трансформатор, преобразующий последовательную эквивалентную схему пассивного резонатора в параллельную.

В зависимости от степени связи между активным и пассивным резонаторами амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) выходной системы может быть одногорбой (при связи меньше критической) или двухгорбой (при связи больше критической). На рисунке 7.2.19 показаны АЧХ выходной системы, изображенной на рисунке 7.2.18 при отсутствии (кривая *1*) и наличии пассивного резонатора (кривая *2*). Как видно, введение пассивного резонатора позволяет существенно расширить полосу пропускания выходной системы клистрона.

7.2.8. МНОГОЛУЧЕВЫЕ И МНОГОСТВОЛЬНЫЕ УСИЛИТЕЛЬНЫЕ КЛИСТРОНЫ

Новые возможности создания широкополосных усилителей открылись благодаря разработке многолучевых клистронов (МЛК). Хотя первые патенты на многолучевые клистроны были получены еще в 40-е годы прошлого века, прототипом современных МЛК стал прибор, разработанный С. В. Королевым в семидесятые годы.

В МЛК реализуется третий способ расширения полосы усиливаемых частот клистрона — уменьшение сопротивления электронного луча по постоянному току. В однолучевом клистроне увеличение тока луча при заданной мощности $P_0 = U_0 I_0$ приводит к увеличению первеанса луча с соответствующим увеличением сил пространственного заряда, препятствующих группированию потока и затрудняющих его транспортировку. В многолучевом приборе вместо одного луча используется несколько лучей, идущих параллельно и не взаимодействующих между собой (за исключением пространства высокочастотных зазоров). Таким образом, каждый луч может иметь ток $I_{01} = I_0/N$, где N — число лучей, и силы расталкивания в каждом луче могут оставаться небольшими. В современных МЛК используется от 7 до 60 лучей. Помимо расширенной полосы частот, МЛК имеют еще одно важное преимущество перед однолучевыми приборами — они имеют меньшее напряжение питания, что позволяет упростить конструкцию источника питания, снизить его вес и габариты, повысить надежность работы.

Для формирования лучей в МЛК используется одна электронная пушка, на катоде которой имеется несколько эмиттирующих поверхностей и одна система транспортировки лучей (обычно магнитная). Отработавшие лучи попадают

в общий коллектор и оседают на его поверхности. Для каждого луча создается отдельный пролетный канал, но с полем резонаторов лучи взаимодействуют в общем высокочастотном зазоре.

Рассмотрим соотношения между параметрами однолучевого и N-лучевого клистронов, имеющих одинаковую выходную мощность $P_{\text{вых}}$ и одинаковый первеанс лучей p. Предполагается, что оба клистрона имеют одинаковый КПД η.

Выходная мощность МЛК определяется выражением

$$P_{\text{вых}} = \eta N I_1 V_N, \tag{7.2.23}$$

где I_1 — ток одного луча; V_N — ускоряющее напряжение МЛК. Учитывая, что

$$I_1 = pI^{3/2}, \tag{7.2.24}$$

находим

$$P_{\text{вых}} = \eta p N V_N^{5/2}. \tag{7.2.25}$$

Для однолучевого клистрона справедлива аналогичная формула:

$$P_{\text{вых}} = \eta p V_1^{5/2}, \tag{7.2.26}$$

где V_1 — ускоряющее напряжение однолучевого прибора. Приравнивая правые части формул (7.2.25) и (7.2.26), находим соотношение между ускоряющими напряжениями клистронов:

$$V_N = V_1 / N^{2/5}. \tag{7.2.27}$$

Соответственно, ток одного луча МЛК

$$I_N = Np(V_1/N^{2/5})^{3/2} = I_1 N^{2/5}.$$

В соответствии с формулой (7.2.27) при $N = 7$ ускоряющее напряжение снижается в 2,18 раза, а при $N = 19$ — в 3,25 раза.

Устройство многолучевого клистрона с магнитной фокусирующей системой на основе постоянных магнитов показано на рисунке 7.2.20.

Семилучевой электронный пучок формируется электронной пушкой, которая включает катод *1*, прикатодный электрод *2*, представляющий собой диафрагму с семью отверстиями, и анодный электрод *3*. Сформированный пучок поступает в электродинамическую систему, состоящую из резонаторов *11* и пролетных труб. В пролетных трубах каждый из лучей движется в отдельном канале *10*. Транспортировка электронных лучей через электродинамическую систему обеспечивается с помощью магнитной фокусирующей системы, которая образована кольцевыми магнитами *4*, намагниченными в радиальном направлении, полюсными наконечниками *5*, *6* и магнитными экранами *7*, *8*, *9*.

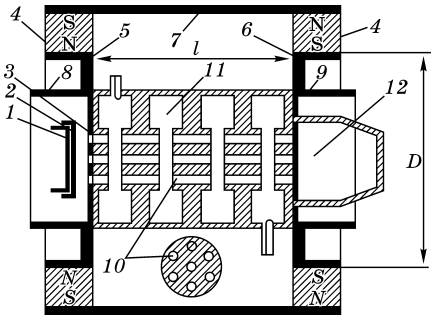


Рис. 7.2.20
Схема двухствольного многолучевого четырехрезонаторного клистрона

При правильно выбранном отношении диаметра полюсных наконечников D к расстоянию между ними l, $D/l \geq 1$, магнитное поле в области пролетных труб близко к однородному. Так как электронные лучи движутся в отдельных каналах, то для анализа их транспортировки (фокусировки) могут быть применены основные результаты и формулы, полученные для однолучевого потока.

Отработавший электронный пучок, прошедший электродинамическую систему, высаживается на коллектор электронов *12*.

Рассмотрим основные преимущества, которые дает использование многолучевого электронного пучка.

1. При заданном значении анодного напряжения U_a использование N-лучевого пучка позволяет увеличить суммарный ток пучка в N раз. Соответственно, в N раз возрастает и первеанс пучка $\hat{P}_N = \hat{P}_1 N$. При этом практически снимаются ограничения на первеанс пучка, связанные с эффектом виртуального катода, поскольку лучи пучка движутся в отдельных каналах.

2. Заданный уровень мощности электронного пучка P_0 может быть достигнут при значительно меньшем анодном напряжении.

3. Существенно уменьшается сопротивление электронного пучка по постоянному току:

$$R_N = V_N/I_N = (V_1/I_1)/N^{4/5} = R_1/N^{4/5},$$

где R_N, R_1 — сопротивления электронного пучка по постоянному току у N-лучевого и однолучевого пучка соответственно. Это дает возможность снизить требуемые значения эквивалентных сопротивлений резонаторов клистрона и обеспечивает возможность расширения рабочей полосы частот многорезонаторного клистрона.

Недостатки многолучевых клистронов обусловлены в основном трудностью создания электронно-оптической системы такого прибора. Практически невозможно создать многолучевую ЭОС со сходящейся оптикой, поэтому в МЛК плотность катодного тока равна плотности тока в луче и достигает нескольких десятков ампер с квадратного сантиметра. Это ограничивает срок службы приборов. Кроме того, большая площадь поперечного сечения многолучевого потока и, соответственно, площадь взаимодействия резонатора уменьшает равномерность поля по радиусу. В результате волновое сопротивление резонатора для центрального и периферийных лучей оказывается различным. Кроме того, большая площадь взаимодействия снижает волновое сопротивление резонаторов, что частично компенсирует эффект от снижения сопротивления потока по постоянному току. В миллиметровом диапазоне длин волн возникают значительные трудности при юстировке пролетных каналов многолучевых приборов.

Дальнейшим развитием многолучевых приборов послужили так называемые многоствольные клистроны. В этих приборах объединяются два или больше одно- или многолучевых приборов, имеющих общие вакуумную оболочку и магнитную систему, связанные входные, промежуточные и выходные резонаторы и отдельные электронные пушки и коллекторы. Схема такого двухствольного многолучевого прибора изображена на рисунке 7.2.21 (вакуумная оболочка не показана). Обычно в качестве входных и выходных резонаторов многоствольных клистронов используются призматические резонаторы, работающие

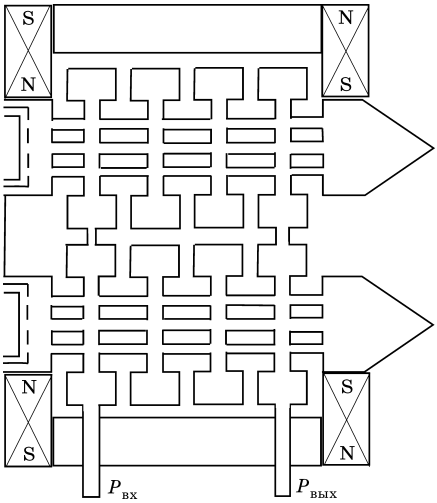


Рис. 7.2.21
Схема двухствольного многолучевого четырехрезонаторного клистрона

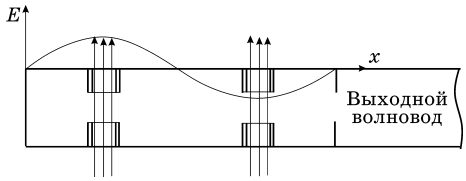


Рис. 7.2.22
Выходной резонатор двухствольного клистрона

на высшем виде колебаний (рис. 7.2.22). Клистроны такой конструкции позволяют увеличить общий ток луча и выходную мощность прибора. Ширина полосы усиливаемых частот при этом практически не расширяется, так как резонатор, работающий на высшем виде колебаний, имеет сниженное волновое сопротивление.

Многоствольные клистроны обеспечивают широкие возможности синтеза АЧХ при значительном уменьшении массо-габаритных параметров прибора по сравнению с двумя отдельными клистронами, однако сложность конструкции ограничивает их использование в миллиметровом диапазоне длин волн.

7.2.9. КЛИСТРОНЫ С ЛЕНТОЧНЫМ ЛУЧОМ

Увеличение тока луча без увеличения сил расталкивания электронов достигается также при использовании плоского (ленточного) электронного луча. В таком луче силы пространственного заряда определяются удельным первеансом луча, т. е. его первеансом, деленным на ширину луча и умноженным на его толщину. Значение удельного первеанса не зависит от ширины луча, в то время как ток луча пропорционален его ширине. Поэтому можно получить большой ток при малом удельном первеансе, что обеспечивает малое сопротивление луча постоянному току, хорошее группирование и высокий КПД прибора. Малый удельный первеанс позволяет также использовать для транспортировки луча реверсные или периодические магнитные системы с постоянными магнитами.

Резонаторы, предназначенные для взаимодействия с плоским лучом, имеют свои особенности, в частности, их волновое сопротивление обычно меньше, чем у резонаторов, рассчитанных на взаимодействие с цилиндрическим лучом. Однако планарная конструкция таких резонаторов позволяет использовать для их изготовления современные методы микромеханики и электрохимии. Особенно

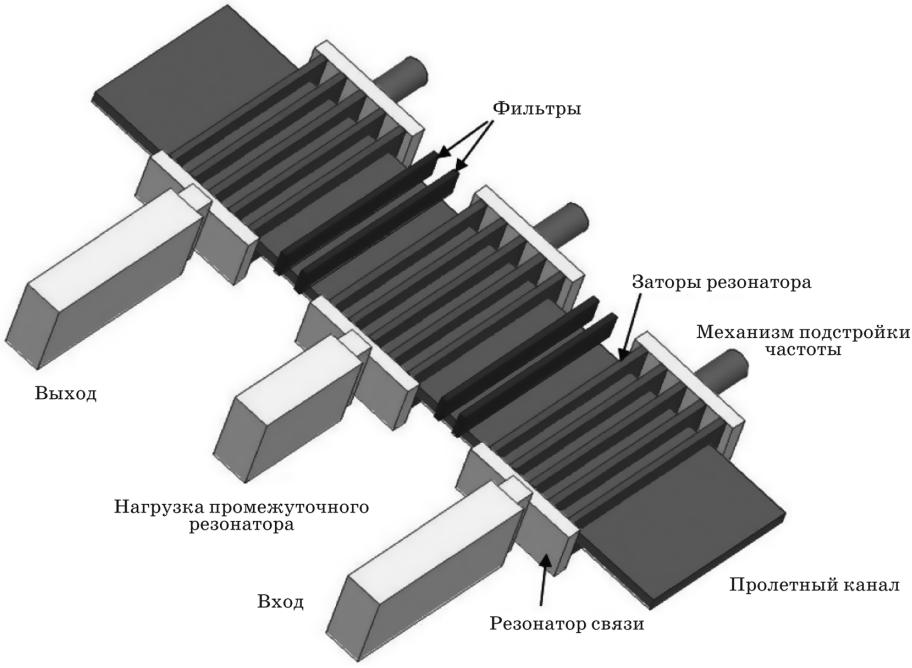


Рис. 7.2.23
Схема клистрона с ленточным лучом

ценной эта возможность становится при разработке приборов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.

К недостаткам приборов с плоским лучом относится его неустойчивость в поперечном направлении, когда поперечное сечение луча по мере распространения вместо прямоугольной приобретает S-образную форму. Этот эффект становится более выраженным по мере увеличения ширины луча.

На рисунке 7.2.23 показана схема клистрона с распределенным взаимодействием и ленточным пучком, разработанного в SLAC. Рабочая частота прибора 94 ГГц, выходная мощность 8 кВт, луч имеет поперечные размеры $0{,}32 \times 4$ мм^2. Фильтры устраняют связь между резонаторами через пролетный канал.

7.2.10. КОНСТРУКЦИЯ, ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ СОВРЕМЕННЫХ УСИЛИТЕЛЬНЫХ МНОГОРЕЗОНАТОРНЫХ КЛИСТРОНОВ

Современный усилительный клистрон является сложным изделием, при изготовлении которого используются самые современные материалы и технологические процессы. В зависимости от рабочей частоты, выходной мощности и режима работы конструкция клистрона имеет те или иные особенности.

В дециметровом диапазоне клистроны строятся, как правило, с внешними резонаторами. Вакуумная оболочка таких приборов образована металлическими пролетными трубами и спаянными с ними керамическими кольцами. На концах пролетных труб расположены металлические диски, образующие

высокочастотные зазоры тороидальных резонаторов. Наружные поверхности этих дисков, находящиеся в воздухе, соединяются с невакуумной индуктивной частью резонатора. Такая конструкция позволяет уменьшить объем вакуумной части клистрона и облегчить его откачку и поддержание вакуума в процессе эксплуатации.

Клистроны сантиметрового и миллиметрового диапазонов конструируют, как правило, с внутренними резонаторами, которые образуют часть вакуумной оболочки прибора. В состав внутренних резонаторов не входят керамические детали, что повышает их волновое сопротивление, а внутренняя поверхность резонатора защищена от вредного влияния атмосферы. Отсутствие механических контактов увеличивает стабильность частоты и других параметров резонатора.

Электронная пушка выполняется как самостоятельный узел прибора. Многие современные клистроны имеют возможность низковольтной модуляции тока луча, для чего в конструкцию пушки вводятся управляющая и теневая сетки. Электронные пушки однолучевых приборов выполняют с компрессией пучка, что позволяет снизить плотность катодного тока и увеличить срок службы прибора. Пушки многолучевых приборов, как правило, выполняются без компрессии, плотность катодного тока в них достигает нескольких десятков ампер на квадратный сантиметр. В клистронах миллиметрового диапазона иногда используют пушки, формирующие плоский электронный луч.

Для транспортировки электронного луча в пролетных клистронах используют, как правило, магнитную фокусирующую систему. Мощные приборы дециметрового диапазона могут иметь длину более метра и диаметр внешних резонаторов 20...30 см, поэтому в качестве магнитной системы в них используют соленоиды. Более высокочастотные приборы с внутренними резонаторами имеют меньшие габариты, поэтому в них могут использоваться магнитные системы на постоянных магнитах, создающих постоянное, реверсное или периодическое магнитное поле.

Важной частью пролетного клистрона является коллектор, собирающий отработавшие электроны. На коллекторе выделяется основная часть тепловой энергии, в которую превращается кинетическая энергия электронов, вылетевших из выходного резонатора. Если принять электронный КПД клистрона равным 50%, то тепловая мощность, выделяющаяся на коллекторе, равна выходной мощности прибора. Поэтому конструкция коллектора должна обеспечивать по возможности более равномерное распределение плотности конвекционного тока по его внутренней поверхности и хорошего жидкостного или воздушного охлаждения. Коллекторы с рекуперацией энергии применяются в клистронах, имеющих сравнительно малый КПД (20...30%), что типично для маломощных клистронов и клистронов миллиметрового диапазона.

Устройства ввода и вывода энергии обеспечивают подачу мощности во входной резонатор и вывод усиленного сигнала из выходного резонатора, обеспечивая при этом вакуумную плотность прибора. Для отделения вакуумной части от атмосферы служат специальные вакуумные окна, представляющие собой стеклянную или керамическую пластину, расположенную в поперечном сечении линии передачи, по которой осуществляется передача сигнала. Вакуумное окно



Рис. 7.2.24
Усилительный клистрон XL4

должно обеспечивать минимальный уровень отражений сигнала в рабочей полосе частот клистрона и отсутствие пробоев во всех допустимых режимах работы прибора.

Если для входного устройства эти требования выполнить сравнительно просто, то проектирование выходного вакуумного окна мощных и сверхмощных приборов составляет самостоятельную сложную задачу. Эти окна представляют собой сложные конструкции из металла и керамики, включающие преобразователи типов волн, отрезки волноводов, керамические диафрагмы сложной формы и ряд других элементов.

По своей конструкции и назначению усилительные клистроны делятся на несколько групп.

1. Сверхмощные клистроны для питания линейных ускорителей и коллайдеров. Эти приборы отличаются большой выходной мощностью (несколько десятков МВт в импульсе), большой скважностью, узкой полосой усиливаемых частот (десятые доли процента). Как правило, это однолучевые приборы, так как большой ток луча требует использования электронных пушек с высокой компрессией. Рабочая частота большинства клистронов этой группы лежит в С-диапазоне (около 3 ГГц), однако в последнее время были разработаны клистроны, работающие в Х-диапазоне (12 ГГц). Увеличение частоты позволяет существенно уменьшить длину ускорителя с заданной энергией частиц.

В качестве примера приведем параметры клистрона XL4, разработанного в ускорительном центре Стенфордского университета (SLAC). Его внешний вид показан на рисунке 7.2.24.

Основные параметры клистрона.

- Рабочая частота — 11,424 ГГц.
- Ускоряющее напряжение — 440 кВ.
- Ток луча — 350 А.
- Микропервеанс — 1,2 мкА/В$^{3/2}$.
- Выходная импульсная мощность — 50 МВт.
- Длительность импульса — 1,5 мкс.
- Средняя мощность — 9 кВт.
- Число резонаторов — 7.
- Тип выходной системы — четырехзазорная, бегущей волны, сдвиг фазы на зазор — $\pi/2$.
- Тип фокусирующей системы — соленоид.
- Индукция магнитного поля — 0,47 Тл.

Клистрон XL4 служит «рабочей лошадкой» во многих ускорительных центрах мира. Его главным недостатком является большая мощность, потребляемая фокусирующим соленоидом (около 20 кВт). В связи с этим был разработан аналог этого прибора — клистрон 75ХР3, использующий периодическую фокусировку постоянными магнитами. При этом оказалось необходимым снизить первеанс до 0,75 мкА/В$^{3/2}$, увеличив ускоряющее напряжение до 506 кВ. В выходную систему был добавлен 1 период. В результате выходную импульсную мощность удалось поднять до 75 МВт при длительности импульса 1,6 мкс и частоте повторения 120 Гц. Коэффициент усиления описанных приборов в режиме малого сигнала составляет 45…55 дБ.

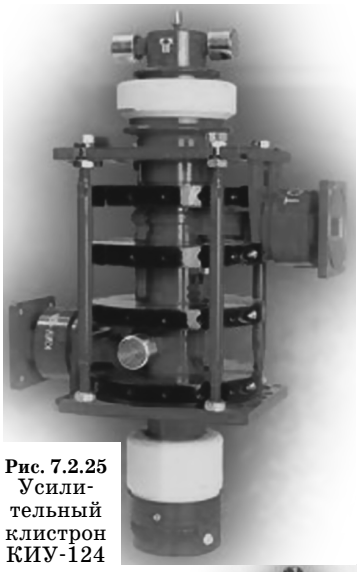


Рис. 7.2.25 Усилительный клистрон КИУ-124

2. Широкополосные клистроны для радиолокации и связи. Эти приборы отличаются меньшей импульсной мощностью при малой скважности. Ширина полосы усиливаемых частот может достигать 10% . Приведем параметры импульсного многолучевого клистрона КИУ-124 (рис. 7.2.25), выпускаемого ФГУП «НПП „Торий“», Москва:

- рабочая частота — С-диапазон;
- ускоряющее напряжение — 11 кВ;
- ширина полосы частот — 6% ;
- импульсная мощность — 20 кВт;
- средняя мощность — 1,4 кВт;
- КПД — 25% ;
- коэффициент усиления — 45 дБ;
- фокусирующая система — реверсная на постоянных магнитах.

3. Телевизионные клистроны предназначены для работы в передатчиках эфирных телецентров в квазинепрерывном режиме. Они работают в метровом и дециметровом диапазонах длин волн. Эти клистроны имеют, как правило, тороидальные резонаторы, невакуумная индуктивная часть которых соединяется с вакуумной емкостной частью (зазором) с помощью плоских радиальных электродов. Приведем параметры клистрона КУ-352, разработанного в ФГУП «НПП „Торий“», Москва (рис. 7.2.26):

- диапазон частот — 470…630 МГц;
- мощность в синхроимпульсе — 13,5 кВт;
- мгновенная полоса частот — 8 МГц;
- коэффициент усиления — 30 дБ;
- ускоряющее напряжение — 20 кВ;



Рис. 7.2.26 Телевизионный клистрон КУ-352

- фокусировка — съемные постоянные магниты;
- охлаждение — воздушное принудительное;
- масса — 150 кг.

4. Малогабаритные клистроны для бортовых РЛС. Жесткие требования по массе и габаритам таких приборов и источников питания определяют их конструкцию. Это, как правило, многолучевые и (или) многоствольные пакетированные приборы с внутренними резонаторами. Фокусирующая система — реверсная или периодическая с постоянными магнитами. Приведем параметры прибора этого назначения КИУ-208, разработанного в ЗАО «Светлана-электронприбор» (рис. 7.2.27):

- рабочая частота — 10 ГГц;
- ширина полосы частот — 4,5%;
- ускоряющее напряжение — 6,5 кВ;
- выходная импульсная мощность — 25 кВт;
- скважность — 30;
- количество стволов — 2;
- количество лучей — 54;
- охлаждение — жидкостное.

Особенностью этого прибора является применение низковольтной сеточной модуляции, что потребовало разработку специальной конструкции электронной пушки.

5. Клистроны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов являются одним из немногих мощных источников когерентного излучения указанных диапазонов. Их конструкция определяется необходимостью выполнения жестких допусков (порядка единиц микрометров) на изготовление основных деталей прибора. Так, диаметр пролетного канала и длина зазоров резонаторов клистронов W-диапазона составляет доли миллиметра. Сложность и большая стоимость изготовления ограничивают разработку и выпуск клистронов данного типа. В технологии их изготовления применяются как прецизионные обрабатывающие центры и установки электроэроционной обработки, так и процессы рентгеновской литографии, аналогично используемые в производстве инте-

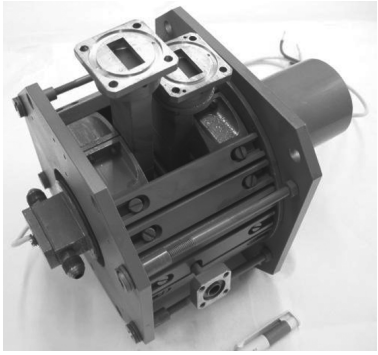


Рис. 7.2.27
Двухствольный многолучевой клистрон КИУ-208

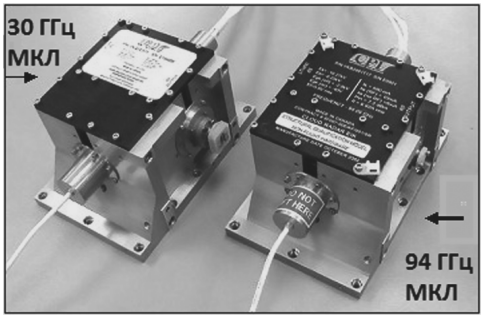


Рис. 7.2.28
Клистроны с распределенным взаимодействием Ka- и W-диапазонов фирмы CPI

Таблица 7.2.2

Уровень выходной мощности клистронов, выпускаемых фирмой CPI

Параметр	35,5 ГГц МКЛ	94 ГГц МКЛ
Импульсная мощность, Вт	3000	2000
Ширина полосы частот, МГц	200	250
Скважность	10	10...30
Усиление, дБ	46	55
КПД, %	40	33
Масса, кг	7	6,5
Долговечность, ч	> 35 000	50 000

гральных схем. В таблице 7.2.2 приведены параметры клистронов миллиметрового диапазона для спутниковых метеорологических РЛС, выпускаемых фирмой CPI, Канада. В приборах используются многозазорные резонаторы. Изображения этих приборов показаны на рисунке 7.2.28.

7.2.11. ДРУГИЕ ТИПЫ КЛИСТРОНОВ

7.2.11.1. ДВУХРЕЗОНАТОРНЫЙ ГЕНЕРАТОРНЫЙ КЛИСТРОН

Устройство генераторного клистрона сходно с устройством двухрезонаторного усилительного клистрона (рис. 7.2.1). Отличие состоит в том, что этот прибор имеет элемент обратной связи выходного резонатора с входным. В качестве такого элемента может служить отверстие в стенке, разделяющей резонаторы (индуктивная связь). Часть электронной мощности, отдаваемой электронным пучком в выходной резонатор, передается через это отверстие во входной резонатор, обеспечивая режим самовозбуждения прибора. В этом случае переменное напряжение на зазоре входного резонатора U_1 и переменное напряжение выходного резонатора U_2 связаны между собой соотношением

$$U_{m1} = kU_{m2}\,\mathrm{e}^{-j\varphi_{\text{ос}}},$$

где k — коэффициент обратной связи по напряжению, равный отношению амплитуд напряжений первого и второго резонаторов: $k = |U_{m1}|/|U_{m2}|$, при отсутствии электронного потока; $\varphi_{\text{ос}}$ — сдвиг фаз напряжений в первом и втором резонаторах при отсутствии электронного потока.

Это условие накладывает ограничения на значения угла пролета электронов в трубе дрейфа (рис. 7.2.29). Переменное напряжение U_1 осуществляет скоростную модуляцию электронного пучка. Электронная группа образуется относительно электрона, проходящего зазор взаимодействия первого резонатора в момент перехода напряжения U_1 от тормозящего к ускоряющему. Для эффективной передачи

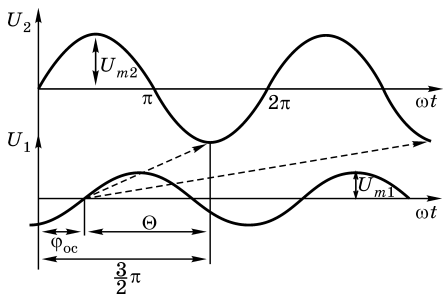


Рис. 7.2.29
К анализу условий самовозбуждения генераторного клистрона

энергии полю второго резонатора группа должна приходить в его зазор взаимодействия в момент максимальной тормозящей фазы напряжения. Как видно из построений рисунка 7.2.29, это условие будет выполняться, если угол пролета электронов в трубе дрейфа

$$\Theta = \frac{3}{2}\pi - \varphi_{\text{ос}} + 2\pi n, \quad n = 0, 1, 2, \ldots$$

или

$$\Theta = 2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right) - \varphi_{\text{ос}}.$$

С другой стороны, значение угла пролета в трубе дрейфа определяется формулой

$$\Theta = \omega l \Big/ \sqrt{\frac{2e}{m} U_a},$$

где l — длина трубы дрейфа; U_a — ускоряющее напряжение.

Объединяя две последние формулы, получаем необходимое фазовое условие самовозбуждения генераторного клистрона:

$$\omega l \Big/ \sqrt{\frac{2e}{m} U_a} = 2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right) - \varphi_{\text{ос}}.$$

Амплитудное условие самовозбуждения выполняется, если произведение

$$A = Gk > 1,$$

где G — коэффициент усиления клистрона по напряжению при отсутствии обратной связи.

Генераторные клистроны используются как простой и недорогой источник микроволновой энергии малой и средней мощности. Однако выпуск их ограничен, так как стабильность частоты колебаний и чистота спектра часто оказываются недостаточными для конкретных применений.

7.2.11.2. ОТРАЖАТЕЛЬНЫЙ КЛИСТРОН

Отражательный клистрон (ОК) был изобретен Р. В. Саттоном (Англия) и независимо Н. Д. Девятковым и В. Ф. Коваленко (СССР) в 1940 г. Схема его устройства и осевое распределение потенциала представлены на рисунке 7.2.30.

Электронный пучок формируется и укоряется электронной пушкой *1* и поступает в зазор взаимодействия резонатора *2*. Допустим, что резонатор возбужден и на его зазоре существует переменное напряжение $U = U_m \sin\omega t$. Электронный пучок, пройдя зазор взаимодействия, где он подвергается скоростной модуляции, поступает в пространство резонатор — отражатель. Здесь происходит группирование электронов пучка.

В пространстве между резонатором и отражателем все электроны тормозятся полем отражателя до полной остановки и возвращаются обратно к резонатору. Ускоренные в резонаторе электроны, обладая большей энергией, подходят

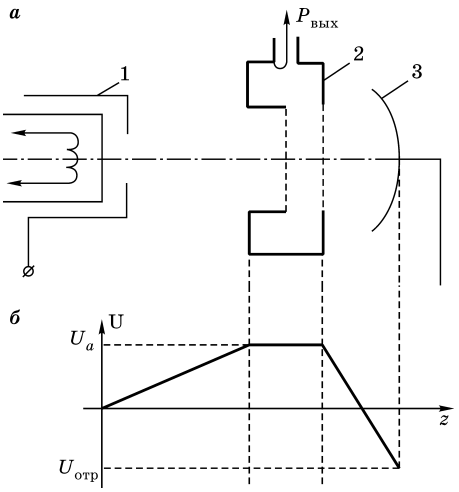


Рис. 7.2.30
Схема отражательного клистрона (*а*), распределение потенциала в рабочей области (*б*)

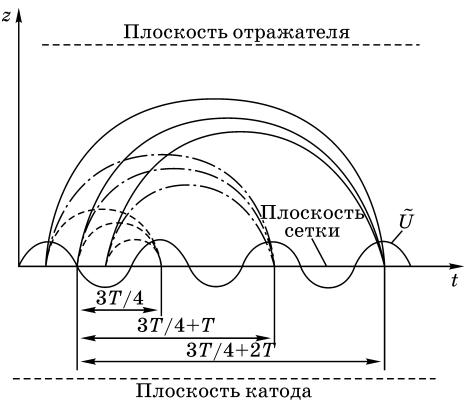


Рис. 7.2.31
Пространственно-временная диаграмма движения электронов в отражательном клистроне

ближе к отражателю, их путь и время движения в пространстве группирования оказываются бóльшими, чем у замедленных электронов.

Пространственно-временная диаграмма, представленная на рисунке 7.2.31, иллюстрирует процесс группирования и позволяет определить фазовые условия, при которых возвращающиеся в зазор взаимодействия электроны будут передавать свою энергию полю резонатора и поддерживать возникшие в нем колебания.

Как видно из рисунка, электроны, прошедшие сетку резонатора в разные моменты времени, возвращаясь обратно к резонатору, сближаются, образуя группы (сгустки). Центрами электронных групп являются электроны, проходящие зазор взаимодействия в момент нулевого переменного напряжения при его переходе от ускоряющего к тормозящему. Электронный пучок, имевший первоначально постоянную плотность, преобразуется в последовательность электронных групп. Частота следования групп соответствует частоте модулирующего пучок переменного напряжения на зазоре резонатора.

Для поддержания колебаний в резонаторе необходимо, чтобы группы возвращались в зазор резонатора в полупериод переменного напряжения, который является для нее тормозящим. Здесь следует помнить, что для электронов, возвращающихся в зазор взаимодействия из пространства резонатор — отражатель, тормозящим является тот полупериод напряжения, который для электронов, движущихся в прямом направлении, был ускоряющим.

При торможении электронной группы происходит передача энергии от электронного пучка полю резонатора. Поскольку группы содержат большую часть электронов пучка, энергия, передаваемая полю, превышает потери энергии на ускорение электронов, не входящих в группу и пролетающих зазор резонатора в ускоряющий полупериод.

Из пространственно-временной диаграммы видно, что условие поддержания колебаний в резонаторе может выполняться при различных напряжениях на отражателе, для которых оптимальное время пролета электронов в пространстве группирования $\tau_{опт}$ следующим образом связано с периодом переменного напряжения T:

$$\tau_{опт} = \frac{3}{4}T + nT, \quad n = 0, 1, 2, 3, \ldots$$

Время пролета электронов в пространстве группирования зависит от геометрических и электрических параметров прибора и определяется формулой

$$\tau = \frac{l\sqrt{8mU_a / c}}{U_a + |U_{отр}|},$$

где τ — статическое время пролета электронов в пространстве резонатор — отражатель; l — расстояние резонатор — отражатель; U_a — ускоряющий потенциал; $U_{отр}$ — потенциал отражателя.

Объединяя две последние формулы, получаем уравнение, определяющее фазовые условия, при которых передача энергии от электронного пучка полю резонатора будет максимальной:

$$\frac{3}{4}T + nT = \frac{l\sqrt{8mU_a / c}}{U_a + |U_{отр}|},$$

или, сделав замену $T = 2\pi/\omega$, находим

$$n + \frac{3}{4} = \frac{\omega}{2\pi}\frac{l\sqrt{8mU_a / c}}{U_a + |U_{отр}|}.$$

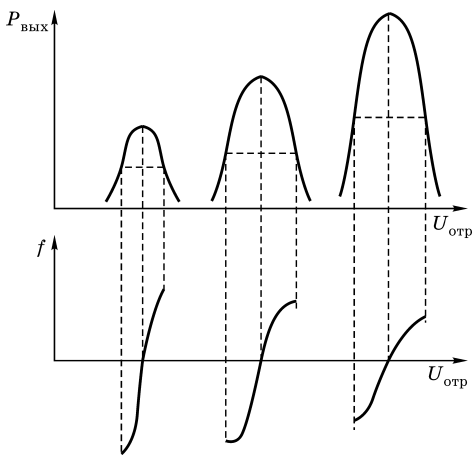


Рис. 7.2.32
Зоны генерации отражательного клистрона

Следовательно, отражательный клистрон имеет дискретные зоны генерации, каждая из которых соответствует дискретному значению n.

При фиксированных значениях расстояния l и ускоряющего напряжения U_a номер зоны, в которой возникает генерация, зависит от напряжения отражателя. Значения напряжения отражателя, соответствующие центрам различных зон генерации (различным значениям n), определяются приведенным выше уравнением.

Возникновение зон генерации при изменении напряжения отражателя, а также изменение выходной мощности и частоты в пределах каждой зоны качественно показаны на рисунке 7.2.32.

Переменный конвекционный ток, возникающий в процессе группирования, содержит множество гармоник с частотами, кратными частоте переменного модулирующего напряжения: $\omega_i = i\omega$, $i = 1, 2, 3, \ldots$. Первая (основная) гармоника конвекционного тока ($i = 1$), поступающего в зазор взаимодействия резонатора, определяется выражением

$$I_1 = 2I_0 \mathrm{J}_1(X)\cos(\omega t - \Theta - \xi/2),$$

где I_0 — постоянная составляющая конвекционного тока; $\mathrm{J}(r)$ — функция Бесселя первого рода первого порядка, ее аргументом является параметр группирования $X = \frac{1}{2}\frac{U_m}{U_a}M\Theta$; Θ — угол пролета электронов в пространстве группирования.

Амплитуда первой гармоники наведенного тока равна амплитуде конвекционного тока, умноженной на коэффициент взаимодействия M, $I_{\text{н}\,m} = 2I_0\mathrm{J}_1(r)M$. Мощность, передаваемая электронным пучком в резонатор (электронная мощность), определится как

$$P_e = 0{,}5U_m I_{\text{н}\,m} = U_m I_0 \mathrm{J}_1(X)M.$$

В отражательном клистроне переменное напряжение на зазоре резонатора обеспечивает как отбор энергии от сгруппированного электронного пучка, так и его скоростную модуляцию. Амплитуда переменного напряжения U_m входит в формулу параметра группирования. Для выяснения зависимости электронной мощности от параметра группирования следует выразить амплитуду напряжения через значение параметра группирования $U_m = 2XU_a/(M\Theta)$. Подставляя это выражение в формулу электронной мощности, получаем

$$P_e = I_0 U_a 2X\mathrm{J}_1(X)/\Theta.$$

Угол пролета электронов в пространстве резонатор — отражатель определяется оптимальным временем пролета для данной зоны генерации $\tau_{\text{опт}}$, $\Theta = \omega\tau_{\text{опт}} = 2\pi(n + 3/4)$. С учетом этого получаем

$$P_e = I_0 U_a \frac{X\mathrm{J}_1(X)}{\pi(n+3/4)}.$$

Это выражение позволяет найти электронный КПД отражательного клистрона:

$$\eta_e = \frac{P_e}{P_0} = \frac{P_e}{I_0 U_a} = \frac{X\mathrm{J}_1(X)}{\pi(n+3/4)}.$$

Как и следовало ожидать, электронный КПД зависит от значения параметра группирования X, причем эта зависимость более сложная, чем в прямопролетном двухрезонаторном клистроне. Произведение $X\mathrm{J}_1(X)$ достигает максимума 0,4 при значении $X = 2{,}41$.

Электронный КПД зависит от номера зоны генерации, убывая с ростом номера зоны (табл. 7.2.3).

Таблица 7.2.3

n	0	1	2	3
η_e, %	53,1	22,7	14,5	10,6

Согласно расчету, наибольшее значение электронный КПД имеет в нулевой зоне, однако при этом амплитуда переменного напряжения превосходит ускоряющее напряжение, и такой режим практически не может быть реализован. Реально отражательные клистроны работают во второй-третьей зонах генерации, поэтому их полный КПД не превышает 3…5%.

Достоинством отражательного клистрона как генератора микроволнового излучения является электронная настройка (перестройка) частоты. При изменении напряжения отражателя в пределах одной зоны происходит изменение частоты генерируемых колебаний (рис. 7.2.32). Изменение частоты сопровождается изменением выходной мощности. Электронная настройка характеризуется диапазоном и крутизной. Под диапазоном настройки понимается интервал изменения частоты Δf, в пределах которого выходная мощность меняется не более чем на половину, или, как принято говорить, диапазон настройки определяется на уровне половинной мощности. Крутизна электронной настройки зависит от номера зоны и параметров электрического режима. Для середины зоны она определяется формулой

$$S_f = f_0 \frac{\pi(n+3/4)}{Q_{\text{н}}(U_a + |U_{\text{отр}}|)},$$

где f_0 — частота, соответствующая середине зоны генерации; $Q_{\text{н}}$ — нагруженная добротность резонатора.

Типичные значения напряжения на резонаторе ОК 250…300 В, ток луча 20…50 мА, выходная мощность 10…50 мВт, диапазон электронной настройки 0,2…0,5%. Рабочая частота отражательных клистронов лежит в диапазоне от дециметровых до миллиметровых волн. На рисунке 7.2.33 показан внешний вид отражательного клистрона с внешним резонатором (*а*) и внутренним резонатором (*б*).

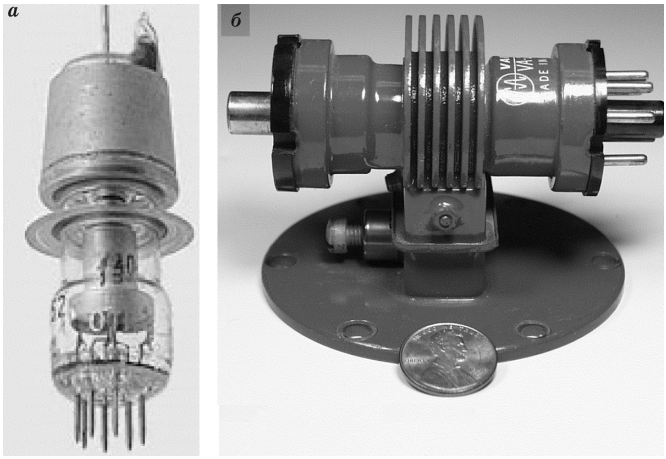


Рис. 7.2.33
Отражательный клистрон
с внешним (*а*) и внутренним (*б*) резонатором

В последние десятилетия проведена большая работа по созданию сверхминиатюрных отражательных клистронов, которые получили название «минитронов». Эти приборы имеют очень малую массу и низкие рабочие напряжения. Достаточно сказать, что массу генераторов малой мощности сантиметрового диапазона удалось уменьшить до десятых долей грамма (!) и снизить рабочие напряжения до единиц-десятков вольт. Такие приборы могут составить конкуренцию твердотельным приборам с такими же выходными параметрами, особенно в экстремальных условиях высоких температур и высоких уровней радиации.

7.3. ЛАМПЫ С БЕГУЩЕЙ ВОЛНОЙ ТИПА О

7.3.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ЛАМПЫ С БЕГУЩЕЙ ВОЛНОЙ

К началу 1940-х гг. были разработаны и применялись усилители на триодах и клистронах, способные работать в микроволновом диапазоне. Однако эти усилители были узкополосные, так как в них использовались резонаторы с высокой добротностью. Высокая добротность была необходима, чтобы увеличить слабое напряжение входного сигнала и обеспечить эффективное управление электронным потоком при кратковременном взаимодействии с ним (время взаимодействия должно быть меньше времени пролета). Следует отметить, что резонатор увеличивает не только напряжение сигнала, но и напряжение шума, поэтому резонансные усилители обладают сравнительно большим коэффициентом шума. В связи с быстрым развитием радиолокации в годы Второй мировой войны появилась необходимость создания широкополосных малошумящих усилителей.

Эта задача была решена Рудольфом Компфнером (по образованию архитектором) в 1942 г., когда он в ходе своей работы над созданием малошумящих усилителей в Бирмингамском университете предложил избавиться от резонаторов, используя вместо этого взаимодействие электронного потока с электромагнитным полем бегущей волны при их распространении с одной и той же скоростью. Слабость нерезонансного поля в линии передачи при этом компенсировалась длительностью взаимодействия, которая может составлять десятки периодов поля, а не доли периода, как в зазоре резонатора. Так как скорость электронов всегда меньше скорости света, для реализации длительного взаимодействия Р. Компфнер предложил замедлять электромагнитную волну, используя для этого спиральную замедляющую систему (ЗС). Изобретенный Компфнером прибор получил название *travelling wave tube* (TWT) — *лампа с бегущей волной* (ЛБВ). Иногда, чтобы подчеркнуть, что это прибор О-типа, его называют *лампой с бегущей волной типа О* (ЛБВО).

Первые лампы Компфнера работали очень нестабильно, самовозбуждаясь при наличии заметных отражений от выхода ЗС. Оценил все преимущества ЛБВ как широкополосного усилителя, разработал теорию ЛБВ и сформулировал условия ее устойчивости Дж. Пирс, сотрудник Bell Telephone Labs. Его основополагающие работы в этом направлении датируются 1946 г. В СССР большой вклад в нелинейную теорию ЛБВ внес Л. А. Вайнштейн.

Рассмотрим принцип действия лампы с бегущей волной с помощью схемы ее устройства, показанной на рисунке 7.3.1. Электронная пушка *1* создает поток электронов *2*, который взаимодействует с электромагнитной волной, возбуждаемой в замедляющей системе *3* входным сигналом. Усиленный в результате взаимодействия сигнал выводится из замедляющей системы. Отработавшие электроны оседают на коллекторе *4*. Все детали лампы находятся в вакуумной оболочке *5*. Поддерживает форму луча на всем его протяжении фокусирующая система (на рисунке не показана).

Электромагнитная волна распространяется в ЗС с фазовой скоростью $v_ф$. Выберем ускоряющее напряжение таким образом, чтобы скорость электронов v_e была равна скорости волны. В этом случае в системе координат, движущейся с фазовой скоростью волны, электроны оказываются неподвижными.

Продольная составляющая электрического поля волны возмущает движение электронов. Те из них, которые находятся в ускоряющем поле, начинают двигаться несколько быстрее, а те, которые находятся в тормозящем поле, замедляются, т. е. происходит модуляция электронного потока по скорости. Более быстрые электроны начинают догонять более медленные, в результате образуется сгусток, т. е. происходит группирование электронного потока. Этот процесс иллюстрируется на рисунке 7.3.2, где показана зависимость продольной составляющей электрического поля волны от координаты в некоторый фиксированный момент времени. Стрелки изображают ускорения, которые электроны (черные кружки) получают под действием поля ЗС. Как видно, сгусток формируется вокруг электрона, который находится в нулевом поле, которое меняется с ускоряющего на тормозящее. По мере движения к коллектору сгусток становится все более плотным, однако он не может отдать свою кинетическую энергию полю волны, так как находится в области, где поле отсутствует или очень слабо.

Для того чтобы сформированный сгусток мог отдать часть своей энергии полю волны, скорость электронов должна быть немного больше скорости волны. Тогда сгусток, по мере формирования, будет смещаться относительно волны вперед, т. е. попадет в область тормозящего поля и сможет передать ему часть своей энергии. Амплитуда волны при этом будет нарастать, т. е. будет наблюдаться усиление сигнала. Разность скоростей, однако, не должна быть слишком велика, иначе сгустки будут «проскакивать» область тормозящего поля. Этот процесс можно рассматривать как индуцированное черенковское излучение электронов. Индуцированный характер излучения обеспечивает электромагнитное поле волны в ЗС.

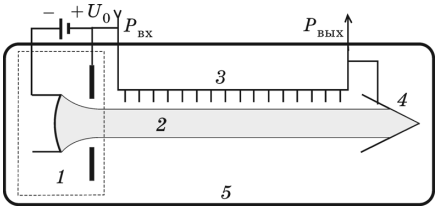


Рис. 7.3.1
Схема устройства ЛБВ

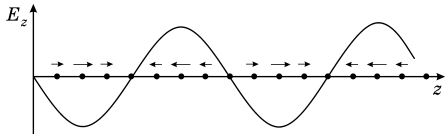


Рис. 7.3.2
Процесс группирования в ЛБВ

Механизм отбора энергии иллюстрируется на рисунке 7.3.3, где показано распределение продольной составляющей электрического поля волны в выходном участке ЗС в некоторый фиксированный момент времени. Серыми прямоугольниками обозначены сгустки электронов, а стрелки показывают направление и величину скорости сгустков относительно волны. Сгусток *1* еще не полностью сформировался, он движется вперед по отношению к волне. Сгусток *2* уже более плотный, он находится в максимуме тормозящего поля, но продолжает двигаться вперед. Сгусток *3* наиболее плотный, он уже отдал часть своей кинетической энергии и замедлился. Его скорость равна скорости волны, но он продолжает отдавать энергию и замедляться, находясь в тормозящем поле. Сгусток *4* уже расширился под действием сил пространственного заряда, его скорость меньше скорости волны, но он продолжает отдавать энергию, находясь в тормозящем поле. При дальнейшем движении сгусток выйдет из тормозящего поля и попадет в ускоряющее поле, где будет забирать энергию от волны. Поэтому длина ЗС должна выбираться так, чтобы сгустки не успевали попасть в ускоряющее поле.

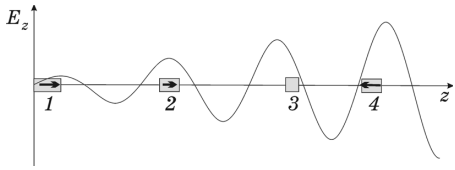


Рис. 7.3.3
Процесс отбора энергии от электронов в ЛБВ

Сравнивая механизмы усиления в лампах с бегущей волной и клистронах, нетрудно заметить, что в их основе лежат одни и те же процессы: скоростная модуляция электронного пучка, группирование и отбор энергии. Однако в клистронах, в отличие от ЛБВ, эти процессы разнесены в пространстве и разделены во времени. Это дает возможность оптимизировать их по отдельности и позволяет, в частности, получить в клистронах более высокий коэффициент преобразования энергии электронного пучка в энергию поля (электронный КПД).

7.3.2. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ЛБВ ТИПА О

7.3.2.1. ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ЛБВО

В ЛБВ происходит взаимодействие между волной в замедляющей системе и волнами пространственного заряда в электронном потоке. В результате этого взаимодействия изменяются условия распространения этих волн. Анализ этого взаимодействия проведем в три этапа. Сначала предположим, что поле в ЗС задано, и найдем возбуждаемый этим полем переменный ток в электронном потоке. Затем предположим, что задан переменный конвекционный ток, и найдем возбуждаемое им поле ЗС. На последнем этапе, используя результаты предшествующего анализа, найдем самосогласованное решение.

При анализе предполагаем, что все величины, характеризующие поле ЗС и электронный поток, зависят только от времени и продольной координаты z (одномерная модель). Полагаем также, что все величины можно представить в виде суммы постоянной и переменной составляющих, причем максимальное значение переменной составляющей много меньше постоянной (приближение малого сигнала):

$$a = a_0 + \tilde{a}, \quad \max \tilde{a} \ll a_0, \tag{7.3.1}$$

где a — любая величина, характеризующая поле в ЗС или электронный поток. Постулируем, что все переменные величины имеют вид волны, распространяющейся вдоль оси z, совпадающей с продольной осью ЛБВ:

$$\tilde{a} = \dot{a}\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega t - \Gamma z)}, \tag{7.3.2}$$

где Γ — пока неизвестная постоянная распространения.

Предполагаем также, что постоянная составляющая электрического поля в области взаимодействия отсутствует ($E_{z0} = 0$). Напомним, что символом e обозначается абсолютная величина заряда электрона, а символом ρ — абсолютная величина плотности объемного заряда электронов ($\rho = en$, n — концентрация электронов).

Как известно, электромагнитное поле в периодической линии передачи, которой является любая ЗС, может быть представлено в виде суммы пространственных гармоник. Каждая гармоника характеризуется своей фазовой скоростью. В данном анализе будет учитываться только «рабочая» пространственная гармоника, фазовая скорость которой близка к скорости электронов. Поэтому в дальнейшем все величины, характеризующие поле в ЗС ($\dot{E}_z, \upsilon_{p0}$), относятся к рабочей пространственной гармонике.

Решать поставленную задачу будем в три этапа. На первом этапе необходимо найти переменный ток, возбуждаемый в электронном потоке заданным полем ЗС. На втором этапе найдем поле, возбуждаемое в ЗС заданным конвекционным полем. Наконец, на заключительном этапе получим самосогласованное решение задачи, что и требуется.

Первый этап. Найдем конвекционный ток, возбуждаемый заданным полем ЗС. Для этого запишем уравнение движения электронов:

$$\frac{d\tilde{\upsilon}}{dt} = -\frac{e}{m}\tilde{E}_z \tag{7.3.3}$$

(релятивистскими эффектами пренебрегаем). Раскрыв полную производную скорости, получим

$$\frac{d\tilde{\upsilon}}{dt} = \frac{\partial\tilde{\upsilon}}{\partial t} + \frac{\partial\tilde{\upsilon}}{\partial z}\frac{dz}{dt} = \frac{\partial\tilde{\upsilon}}{\partial t} + \frac{\partial\tilde{\upsilon}}{\partial z}\upsilon_0 + \frac{\partial\tilde{\upsilon}}{\partial z}\tilde{\upsilon}. \tag{7.3.4}$$

Здесь учтено, что $dz/dt = \upsilon = \upsilon_0 + \tilde{\upsilon}$. Последний член в выражении (7.3.4) — величина второго порядка малости, так как содержит произведение двух переменных величин, и им можно пренебречь. Подставив в (7.3.3) выражение (7.3.4) и переменную составляющую скорости в виде (7.3.2), найдем

$$\mathrm{i}\omega\dot{\upsilon} - \mathrm{i}\Gamma\dot{\upsilon}\upsilon_0 = -(e/m)\dot{E}_z.$$

Введя *электронную постоянную распространения* $\beta_e = \omega/\upsilon_0$, получим

$$\dot{\upsilon} = \frac{\mathrm{i}(e/m)\dot{E}_z}{\upsilon_0(\beta_e - \Gamma)}. \tag{7.3.5}$$

Формула (7.3.5) определяет амплитуду переменной составляющей скорости, которую электроны приобретают под действием заданного поля ЗС.

Для того чтобы найти переменную составляющую плотности объемного заряда, используем уравнение непрерывности. Для одномерного случая с учетом знака ρ оно имеет вид

$$\frac{\partial \tilde{J}_z}{\partial z} - \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = 0, \tag{7.3.6}$$

откуда

$$-\mathrm{i}\Gamma \dot{J} - \mathrm{i}\omega\dot{\rho} = 0.$$

Это соотношение позволяет найти амплитуду плотности заряда:

$$\dot{\rho} = -\frac{\Gamma}{\omega}\dot{J}. \tag{7.3.7}$$

Плотность тока связана с плотностью заряда:

$$J = J_0 + \tilde{J} = -\rho v = -(\rho_0 + \tilde{\rho})(v_0 + \tilde{v}) = -\rho_0 v_0 - \tilde{\rho} v_0 - \rho_0 \tilde{v} - \tilde{\rho}\tilde{v}.$$

Последним членом, содержащим произведение малых величин, пренебрегаем. Таким образом, переходя к комплексным амплитудам, получим

$$\dot{J} = -\dot{\rho} v_0 - \rho_0 \dot{v}. \tag{7.3.8}$$

Исключим из формулы (7.3.8) плотность заряда, подставив в нее формулу (7.3.7):

$$\dot{J} = -\frac{\rho_0 \beta_e}{\beta_e - \Gamma}\dot{v}. \tag{7.3.9}$$

Скорость электронов связана с электрическим полем соотношением (7.3.5), где переменное электрическое поле следует рассматривать как сумму двух составляющих: заданного поля ЗС E_{sw} и поля объемного заряда E_ρ, возникающего при группировании электронов:

$$\dot{E}_z = \dot{E}_{sw} + \dot{E}_\rho. \tag{7.3.10}$$

Для определения поля объемного заряда воспользуемся законом полного тока

$$\tilde{J} + \varepsilon_0 \frac{\partial \tilde{E}_\rho}{\partial t} = \mathrm{const}. \tag{7.3.11}$$

Электронный поток считаем бесконечно длинным. По переменному току он незамкнут, поэтому в (7.3.11) можно положить const = 0. Перейдя к комплексным амплитудам, получим

$$\dot{E}_\rho = \frac{\mathrm{i}\dot{J}}{\omega\varepsilon_0}. \tag{7.3.12}$$

Подставив (7.3.12), (7.3.10) и (7.3.5) в (7.3.9), после несложных преобразований получим

$$\dot{J}\left[1 - \frac{e\rho_0}{m\varepsilon_0}\frac{1}{(\beta_e - \Gamma)^2 v_0^2}\right] = -\mathrm{i}\frac{e\rho_0\beta_e}{m v_0 (\beta_e - \Gamma)^2}\dot{E}_{sw}. \tag{7.3.13}$$

В разделах 3.1 и 3.2 введены понятия *плазменной частоты* $\omega_p = \sqrt{e\rho_0/(m\varepsilon_0)}$ и *плазменной постоянной распространения* $\beta_p = \omega_p/v_0$. Используя эти обозначения, перепишем (7.3.13):

$$\dot{J}\,[(\beta_e - \Gamma)^2 - \beta_p^2] = -\mathrm{i}\,\frac{e\rho_0\beta_e}{mv_0}\dot{E}_{sw}.$$

Умножим числитель и знаменатель правой части этого выражения на v_0 и учтем, что $\rho_0 v_0 = -J_0$, а $v_0^2 = 2(e/m)U_0$, где U_0 — ускоряющее напряжение. В результате получим

$$\dot{J}\,[(\beta_e - \Gamma)^2 - \beta_p^2] = \mathrm{i}\,\frac{J_0\beta_e}{2U_0}\dot{E}_{sw}. \qquad (7.3.14)$$

Полученное соотношение позволяет найти амплитуду плотности конвекционного тока, возбуждаемого в электронном потоке заданным полем в ЗС.

Рассмотрим частный случай, когда поле в ЗС отсутствует, т. е. правая часть (7.3.14) тождественно равна нулю. Тогда из этого уравнения следует, что либо $J_m = 0$ (тривиальное решение, соответствующее невозмущенному потоку), либо

$$(\beta_e - \Gamma)^2 - \beta_p^2 = 0.$$

Отсюда находим неизвестную постоянную распространения:

$$\Gamma = \beta_e \mp \beta_p.$$

Это решение соответствует двум волнам пространственного заряда, быстрой и медленной, распространяющимся в электронном потоке с постоянной амплитудой (см. раздел 2.2).

Второй этап. На этом этапе используем энергетический метод. Комплексная мощность, переносимая через поперечное сечение пространства взаимодействия ЛБВ:

$$P = \frac{1}{2}\int_S (\mathbf{E}\times\mathbf{H})d\mathbf{S} = P_0\,\mathrm{e}^{-2\mathrm{i}(\omega t - \Gamma z)}.$$

Изменение мощности на участке пространства взаимодействия длиной dz:

$$dP = -2\mathrm{i}\Gamma P_0 dz.$$

В «холодной» лампе (при отсутствии электронного потока) выражения для мощности и ее дифференциала имеют аналогичный вид:

$$P_c = P_0\,\mathrm{e}^{-2\mathrm{i}(\omega t - \Gamma_0 z)},\ \ dP_c = -2\mathrm{i}\Gamma_0 P_0,$$

где Γ_0 — постоянная распространения волны в «холодной» ЗС.

Мощность взаимодействия поля ЗС и электронного потока на участке dz, очевидно, должна быть равна разности изменений мощности на этом участке в лампе с электронным потоком и без него:

$$dP_e = dP - dP_c = -2\mathrm{i}(\Gamma - \Gamma_0)P_0 dz. \qquad (7.3.15)$$

С другой стороны, в разделе 4.1 показано, что мощность взаимодействия

$$dP_e = \frac{1}{2}\dot{I}\dot{E}^*_{sw}\,dz, \tag{7.3.16}$$

где $\dot{I}$ — амплитуда переменной составляющей конвекционного тока. Таким образом,

$$-2\mathrm{i}(\Gamma - \Gamma_0)P_0 = \frac{1}{2}\dot{I}\dot{E}^*_{sw}.$$

Введем *сопротивление связи* ЗС:

$$R_c = \frac{\dot{E}_{sw}\dot{E}^*_{sw}}{2\beta_0^2 P_0} \tag{7.3.17}$$

и выразим с помощью этого определения отношение E^*_{sw}/P_0:

$$\frac{\dot{E}^*_{sw}}{P_0} = \frac{2\beta_0^2 R_c}{\dot{E}_{sw}}. \tag{7.3.18}$$

В этом выражении $\beta_0 = \omega/v_{p0}$ — фазовая постоянная холодной ЗС, v_{p0} — фазовая скорость волны в холодной ЗС. Подставив соотношение (7.3.18) в (7.3.16), найдем

$$\dot{E}_{sw} = \mathrm{i}\frac{\beta_0^2 R_c}{\Gamma - \Gamma_0}\dot{I}. \tag{7.3.19}$$

Полученная формула позволяет определить амплитуду продольной составляющей электрического поля волны, возбужденной в ЗС заданным конвекционным током.

Третий этап. В самосогласованном решении ток, возбужденный полем ЗС, должен быть равен току, возбуждающему это поле. Для выполнения этого условия проинтегрируем выражение (7.3.13) по поперечному сечению пространства взаимодействия и подставим в него (7.3.19):

$$\dot{I}\left[(\beta_e - \Gamma)^2 - \beta_q^2\right] = -\frac{I_0\beta_e\beta_0^2 R_c}{2U_0(\Gamma - \Gamma_0)2U_0}\dot{I}.$$

Здесь учтено, что в потоке конечного поперечного сечения плазменную частоту ω_p следует заменить на редуцированную плазменную частоту $\omega_q = s\omega_p$. Соответственно, β_p меняется на $\beta_q = \omega_q/v_e$.

Преобразуем полученное выражение, сократив $\dot{I}$:

$$\frac{\Gamma - \Gamma_0}{\beta_e}\left[\left(\frac{\beta_e - \Gamma}{\beta_e}\right)^2 - \left(\frac{\beta_q}{\beta_e}\right)^2\right] + \frac{I_0 R_c}{4U_0}\left(\frac{\beta_q}{\beta_e}\right)^2 = 0. \tag{7.3.20}$$

Введем *параметр усиления Пирса*:

$$C = \sqrt[3]{\frac{I_0 R_c}{4U_0}\left(\frac{\beta_0}{\beta_e}\right)^2} \tag{7.3.21}$$

и разделим (7.3.20) на C^3:

$$\frac{\Gamma-\Gamma_0}{\beta_e C}\left[\left(\frac{\beta_e-\Gamma}{\beta_e C}\right)^2-q\right]+1=0. \qquad (7.3.22)$$

В этом выражении введен *параметр пространственного заряда*

$$q=\left(\frac{\omega_q}{\omega C}\right)^2 \qquad (7.3.23)$$

(в литературе параметр q часто обозначается символами $4QC$, что обусловлено историческими причинами).

Входящие в уравнение (7.3.22) постоянные распространения Γ и Γ_0 комплексны:

$$\Gamma=\beta-\mathrm{i}\alpha,\quad \Gamma_0=\beta_0-\mathrm{i}\alpha_0.$$

Считаем, что постоянная фазы β_0 и постоянная затухания α_0 в холодной ЗС известны, а постоянные β и α в системе с потоком подлежат определению.

Введем безразмерные величины

$$\delta=x+\mathrm{i}y=\mathrm{i}\frac{\beta_e-\Gamma}{\beta_e C},\quad \theta=d+\mathrm{i}b=-\mathrm{i}\frac{\beta_e-\Gamma_0}{\beta_e C}. \qquad (7.3.24)$$

Из этих определений нетрудно найти, что

$$x=-\frac{\alpha}{\beta_e C},\quad y=\frac{\beta_e-\beta}{\beta_e C}=\frac{v_p-v_e}{v_p C},\quad d=\frac{\alpha_0}{\beta_e C},\quad b=\frac{\beta_0-\beta_e}{\beta_e C}=\frac{v_e-v_{p0}}{v_{p0}C}. \qquad (7.3.25)$$

Параметр b называют *параметром несинхронности*. Он пропорционален разности скорости электронов и скорости волны в «холодной» ЗС. *Параметр затухания d* пропорционален постоянной затухания в холодной ЗС. Параметр y пропорционален разности скорости волны в системе с потоком и фазовой скорости волны в холодной ЗС. Наконец, параметр нарастания x пропорционален постоянной затухания в системе с потоком, взятой с обратным знаком. При $x>0$ постоянная затухания отрицательна, т. е. волна в процессе распространения нарастает. Эти нарастающие волны и представляют наибольший интерес, так как они обеспечивают усиление входного сигнала. При $x\le 0$ амплитуда волны по мере распространения затухает или остается постоянной.

Подставив (7.3.24) в (7.3.22), получим *дисперсионное уравнение ЛБВ*, впервые полученное Дж. Пирсом*:

$$\mathrm{i}(\delta+\theta)(\delta^2+q)-1=0. \qquad (7.3.26)$$

* В литературе встречается дисперсионное уравнение четвертой степени, учитывающее волну в ЗС, распространяющуюся от коллектора к катоду. Эта волна очень слабо взаимодействует с электронным потоком ввиду отсутствия синхронизма, поэтому учитывать ее нет смысла.

Это комплексное уравнение третьей степени относительно δ, которое имеет три корня. Это значит, что в ЗС с потоком при данных значениях параметров b и d могут распространяться три волны с различными фазовыми скоростями и постоянными затухания, при этом наибольший интерес представляют волны с положительными значениями параметра x. Амплитуда этих волн увеличивается по мере распространения, т. е. эти волны усиливают входной сигнал. Ненарастающие волны также необходимо учитывать, так как энергия входного сигнала распределяется между всеми волнами.

7.3.2.2. АНАЛИЗ РЕШЕНИЙ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ

Для анализа дисперсионного уравнения (7.3.26) разделим в нем действительную и мнимую части:

$$x + d = -\frac{2xy}{(x^2 - y^2 + q)^2 + 4x^2y^2}, \tag{7.3.27}$$

$$y + b = -\frac{x^2 - y^2 + q}{(x^2 - y^2 + q)^2 + 4x^2y^2}. \tag{7.3.28}$$

Из уравнения (7.3.27) видно, что при отсутствии затухания в холодной ЗС ($d = 0$) для одного из корней $x = x_3 = 0$. Соответствующее значение $y = y_3$ находится из уравнения

$$(y_3 + b)(y_3^2 - q) - 1 = 0.$$

Волна, соответствующая этому корню, распространяется в ЛБВ с постоянной амплитудой. Фазовая скорость этой волны всегда больше скорости электронов ($y_3 > 0$ для всех значений b).

Значения двух других корней получаем из уравнения (7.3.28):

$$x_{1,2} = \pm[(4qy^2 - 2y)^{1/2} - (q + y^2)]^{1/2}.$$

Каждому заданному значению y соответствуют два значения x: x_1 и $x_2 = -x_1$. Это означает, что обе волны имеют одинаковые фазовые скорости, одна из них нарастает, а другая затухает по мере распространения.

Для произвольных значений b, d и q дисперсионное уравнение (7.3.26) может быть решено только численно. Результат этого решения для параметра пространственного заряда $q = 1$ и параметра затухания $d = 0$ показан на рисунке 7.3.4. Две пунктирные горизонтальные линии на этом графике соответствуют быстрой ($y > 0$) и медленной ($y < 0$) волнам пространственного заряда, распространяющимся в электронном потоке без замедляющей системы. Наклонная пунктирная линия соответствует волне, распространяющейся в холодной ЗС.

Большим абсолютным значениям параметра рассинхронизма b соответствуют три волны, распространяющиеся с постоянной амплитудой ($x = 0$) и различными фазовыми скоростями. По мере увеличения $|b|$ они асимптотически приближаются к невозмущенным волнам пространственного заряда и волне в холодной ЗС.

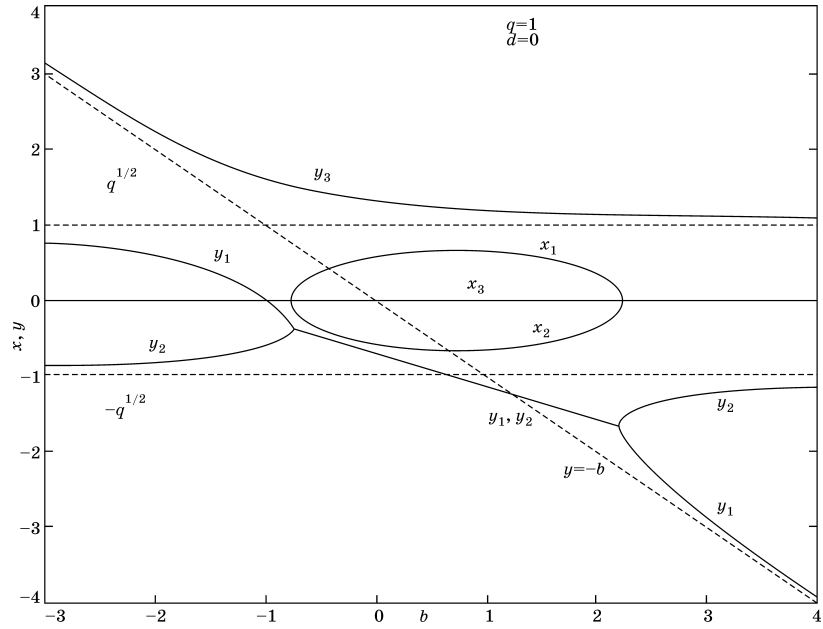


Рис. 7.3.4
Зависимость корней дисперсионного уравнения от параметра рассинхронизма

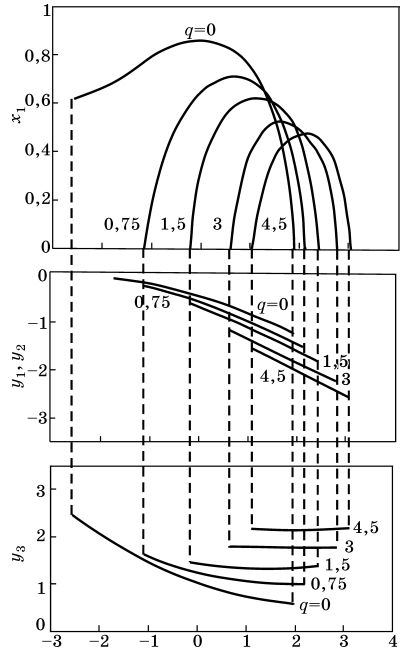


Рис. 7.3.5
Зависимость корней дисперсионного уравнения от b в области усиления

При малых абсолютных значениях параметра рассинхронизма одна из волн по-прежнему распространяется, не меняя свою амплитуду ($x_3 = 0$). Ее фазовая скорость больше скорости электронов ($y_3 > 0$), поэтому ее называют быстрой волной. Две другие волны имеют одинаковую фазовую скорость, меньшую, чем скорость электронов (медленные волны). Амплитуда одной из них нарастает ($x_1 > 0$), а другой — убывает ($x_2 < 0$) по мере распространения. Диапазон значений b, в котором $x_1 > 0$, называют областью усиления ЛБВ. Более подробно зависимости параметров x и y от b при различных значениях q и $d = 0$ в области усиления показаны на рисунке 7.3.5. Как видно, при увеличении параметра пространственного заряда максимальные значения параметра x_1 уменьшаются (уменьшается скорость нарастания амплитуды волны), а область усиления становится у́же и смещается в сторону бо́льших значений параметра несинхронности.

Для малых значений q максимальное значение параметра x_1:

$$x_{1\max} \approx \sqrt{3}/2, \tag{7.3.29}$$

а соответствующие ему значения b и y_1:

$$b_{\max} = 0, \quad y_{1\max} = -1/2. \tag{7.3.30}$$

Для больших значений q значения параметров, соответствующие максимальному значению x_1:

$$x_{1\max} \approx 1/(\sqrt{2}\,q), \quad b_{\max} \approx -y_{1\max} = \sqrt{q}. \tag{7.3.31}$$

Границы области усиления при больших q определяются следующими соотношениями:

$$b = b_{\max} \pm 2x_{1\max} \approx q^{1/2} \pm \sqrt{2}\,/\,q^{1/4}.$$

Влияние распределенных потерь.

Затухание в холодной ЗС учитывается параметром затухания $d > 0$. Как показывает численный анализ дисперсионного уравнения, этот параметр слабо влияет на скорости распространения волн, однако приводит к изменению параметра x. Быстрая волна при $d > 0$ также затухает ($x_3 < 0$), а значения параметра нарастания x_1 в области усиления уменьшаются. Анализ показывает, что для малых значений q изменение параметра нарастания $\Delta x_1 = -d/3$, а при больших q $\Delta x_1 = -d/2$. Таким образом, если холодная ЗС имеет небольшую постоянную затухания α_0, максимальное значение постоянной нарастания уменьшится до значения

$$\alpha_1 = \alpha_{1\max} - m\alpha_0,$$

где $1/3 \le m \le 1/2$.

Значение m оказывается меньше единицы, так как большая часть отбираемой от электронов энергии проходит только часть длины ЗС. Поэтому на волну в ЛБВ распределенные потери сказываются слабее, чем в ЗС без пучка, где энергия проходит всю длину системы.

Граничные условия.

В ЛБВ по направлению от катода к коллектору распространяются три волны, амплитуда одной из которых нарастает, другой убывает, а третьей остается

постоянной (распределенные потери в ЗС не учитываем). Для того чтобы найти начальные амплитуды этих волн, необходимо использовать граничные условия. На вход ЗС поступает немодулированный электронный поток и входной сигнал, поэтому граничные условия записываются следующим образом:

$$\dot{I}(0)=\sum_{m=1}^{3}\dot{I}_m(0)=0,\quad \dot{\upsilon}(0)=\sum_{m=1}^{3}\dot{\upsilon}_m(0)=0,\quad \dot{E}_z(0)=\sum_{m=1}^{3}\dot{E}_{zm}(0)=\dot{E}_{sw}. \qquad (7.3.32)$$

Токи и скорости волн связаны с электрическим полем соотношениями (7.3.5), (7.3.14) и дисперсионным уравнением. Используя эти соотношения, можно получить выражения для тока и скорости электронов:

$$\frac{\dot{I}_m}{I_0}=\mathrm{i}E_{zm}\frac{1}{2\beta_e C^2U_0}\frac{1}{\delta_m^2+q},\quad m=1,\,2,\,3, \qquad (7.3.33)$$

$$\frac{\dot{\upsilon}_m}{\upsilon_e}=-E_{zm}\frac{1}{2\beta_e CU_0}\frac{\delta_m}{\delta_m^2+q}. \qquad (7.3.34)$$

Эти соотношения вместе с третьим условием (7.3.32) образуют систему уравнений, позволяющих найти начальные амплитуды поля трех волн. Для нарастающей волны, которая представляет наибольший интерес, отношение ее начальной амплитуды к амплитуде полного поля

$$A_1=\left|\frac{\dot{E}_{z1}(0)}{E_{z\,\mathrm{вх}}}\right|=\left|\frac{\delta_1^2+q}{(\delta_1-\delta_2)(\delta_1-\delta_3)}\right|. \qquad (7.3.35)$$

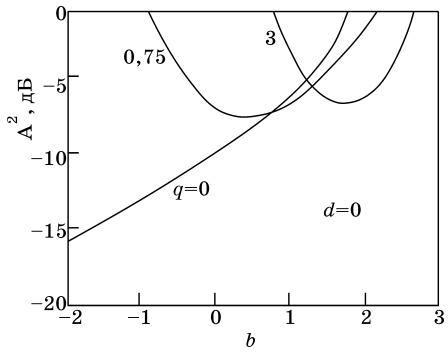


Рис. 7.3.6
Зависимость начального затухания нарастающей волны от b

Значения δ_1, δ_2, δ_3 находятся из дисперсионного уравнения по заданным значениям b, d и q. На рисунке 7.3.6 показана зависимость A_1^2 от b для нескольких значений q и $d=0$. Как видно, эти значения лежат в диапазоне от −15 до −7 дБ. При $d>0$ $A^2\approx-10$ дБ практически независимо от b. Для частного случая $d=0$, $q=0$, $b=0$ значение $A_1=1/3$, или $A_1^2=1/9=-9{,}54$ дБ. Такие же значения имеют параметры A_2 и A_3. Отсюда следует, что электромагнитное поле трех волн переносит только 1/3 от входной мощности. Остальная часть входной мощности тратится на модуляцию электронного потока.

Влияние сосредоточенных потерь.

В ЛБВ может распространяться еще одна волна, которая не описывается дисперсионным уравнением (7.3.26). Это волна, которая распространяется в ЗС от выхода к входу. Поскольку синхронизм с электронным потоком у этой волны отсутствует, она распространяется практически так же, как в холодной ЗС, т. е. затухание этой волны отсутствует или очень мало. Эта волна возникает,

если выход ЛБВ неидеально согласован с ЗС и (или) нагрузка лампы не согласована с выходом. Дойдя до входа ЗС, эта волна частично отражается от него и распространяется теперь уже в сторону коллектора синхронно с электронным потоком. В результате возникает обратная связь, которая может привести к самовозбуждению прибора. Первые лампы Компфнера работали нестабильно именно по этой причине.

Дж. Пирс предложил ввести в конструкцию ЛБВ сосредоточенный поглотитель, который ослабляет отраженную волну и препятствует самовозбуждению ЛБВ. Амплитудное условие устойчивости ЛБВ с сосредоточенным поглотителем можно записать следующим образом:

$$\mu|\Gamma_{\text{вых}}|^2|\Gamma_{\text{вх}}|^2 D < 1,$$

где μ — коэффициент усиления ЛБВ по мощности; $\Gamma_{\text{вх}}$, $\Gamma_{\text{вых}}$ — коэффициенты отражения от входа и выхода ЗС; D — коэффициент затухания сосредоточенного поглотителя. Считая максимальные значения коэффициентов отражения от входа и выхода равными 1, получим, что коэффициент затухания поглотителя должен быть больше коэффициента усиления ЛБВ:

$$D > \mu.$$

Практически сосредоточенный поглотитель представляет собой участок ЗС длиной $l_{\text{п}} = z_{\text{п2}} - z_{\text{п1}}$, на который наносится поглощающее покрытие. Возможно также использование двух секций ЗС, причем выход первой секции и вход второй секции соединены с согласованными нагрузками. Такая схема соответствует бесконечно большому затуханию «поглотителя».

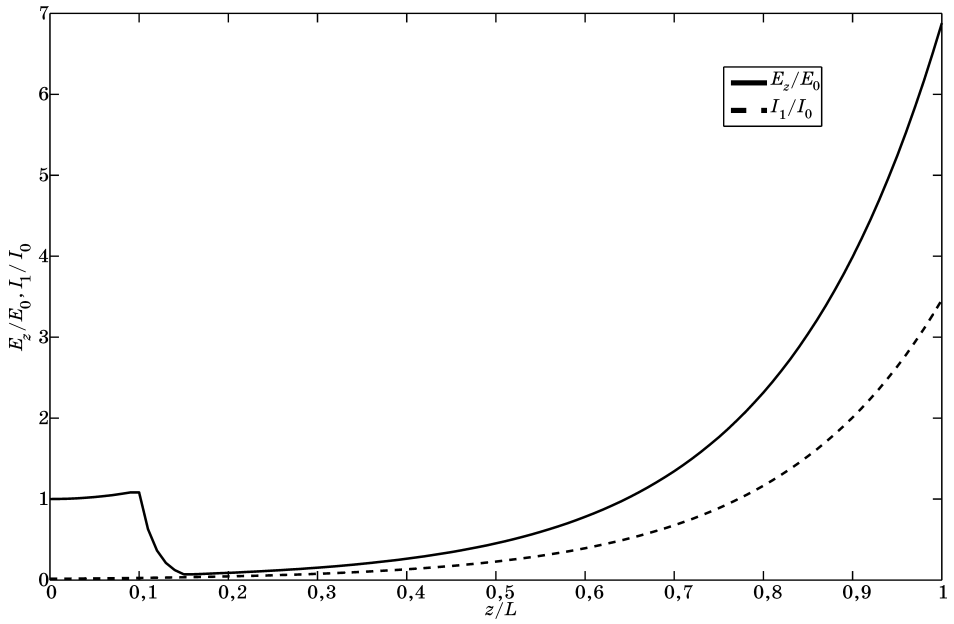


Рис. 7.3.7
Зависимость поля ЗС и первой гармоники конвекционного тока от координаты z

Естественно, что введение поглотителя уменьшает коэффициент усиления ЛБВ, однако это уменьшение намного меньше того затухания, которое вносит поглотитель. Это происходит потому, что, хотя электромагнитная волна в ЗС практически полностью поглощается поглотителем, волны в электронном потоке остаются и на выходе из поглотителя они возбуждают новые волны в ЗС, одна из которых нарастает. Анализ показывает, что уменьшение усиления $\Delta\mu_P$ зависит от длины поглотителя, параметров b и q. В среднем при оптимальном значении параметра b $\Delta\mu_P \approx -6$ дБ. На рисунке 7.3.7 показано распределение продольной составляющей электрического поля и первой гармоники конвекционного тока по длине лампы с параметрами $C = 0{,}02$; $q = 0$; $d = 0$; $b = 0$. Сосредоточенный поглотитель находится в области $0{,}1 \le z/L \le 0{,}15$, где L — длина лампы. Как видно, амплитуда тока не уменьшается в области поглотителя. По выходе из него этот ток возбуждает новую нарастающую волну поля.

7.3.2.3. КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ ЛБВ

Используя полученные выше результаты, можно рассчитать коэффициент усиления ЛБВ по мощности, который определяется формулой

$$\mu_P = 10 \lg \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}}.$$

Подставляя сюда полученные выше значения выходной и входной мощности, находим

$$\mu_P = 10 \lg \frac{|\dot{E}_{z1}(l)|^2}{|\dot{E}_{z1}(0)|^2} = 20 \lg \frac{|\dot{E}_{z1}(l)|}{|\dot{E}_{z1}(0)|}.$$

Учитывая связь между начальной амплитудой нарастающей волны и ее амплитудой в конце замедляющей системы, получаем

$$\mu_P = 20 \lg A + 20 \lg D + 20 \lg(\exp C\beta_e x_1 l).$$

После упрощения этой формулы имеем

$$\mu_P = A + D + 8{,}68 C\beta_e x_1 l,$$

где l — полная длина ЗС. Учитывая, что $\beta_e = \omega/v_0$ и полагая $\beta_e \approx \beta_0 = 2\pi/\lambda_{\text{в}}$, где $\lambda_{\text{в}}$ — длина волны в холодной ЗС, получим

$$\mu = A + D + 54{,}5 x_1 CN,$$

где N — число длин волн, укладывающихся на длине ЗС. Все величины в этой формуле выражаются в децибелах. Для частного случая $b = 0$, $q = 0$, $d = 0$

$$\mu_P = -9{,}54 + D + 47{,}3 CN.$$

В реальных ЛБВ типичные значения параметра усиления C лежат в интервале от 0,02 до 0,2. Оценка коэффициента усиления по приведенной выше формуле показывает, что при $N \sim 10\ldots30$ усиление спиральной ЛБВ может составлять 40…60 дБ.

7.3.2.4. АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНАЯ И ФАЗО-ЧАСТОТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Типичная форма АЧХ ЛБВ типа О показана на рисунке 7.3.8. Для количественного описания этой характеристики ЛБВ вводят следующие параметры:

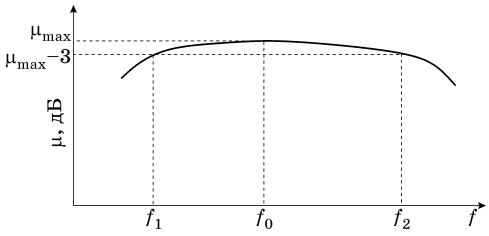


Рис. 7.3.8
Амплитудно-частотная характеристика ЛБВ

- полоса частот Δf — диапазон частот, в пределах которого выходная мощность (коэффициент усиления) уменьшается не более чем на заданное значение (обычно −3 или −1 дБ) по сравнению с максимальной мощностью (коэффициентом усиления), и относительная полоса частот $\Delta f/f_0$, где f_0 — центральная частота диапазона;
- минимальная и максимальная частоты полосы $f_{\min}$ и $f_{\max}$;
- коэффициент перекрытия частотного диапазона $k_f = f_{\max}/f_{\min}$ и коэффициент перекрытия частотного диапазона, выраженный в октавах $k_{f_o} = \log 2(f_{\max}/f_{\min})$.

Зависимость выходной мощности (или коэффициента усиления) ЛБВ от частоты в режиме слабого сигнала определяется в основном зависимостью x_1 от параметра рассинхронизма b и дисперсионной характеристикой ЗС. Теоретически при отсутствии дисперсии ЗС полоса усиливаемых частот может быть как угодно широка. В этом случае зависимость коэффициента усиления от частоты определяется только изменением N, связанным с изменением длины волны. Параметр несинхронности b, а следовательно, и параметры A и D остаются при изменении частоты постоянными.

В реальных ЗС всегда существует дисперсия, поэтому параметр b зависит от частоты. Соответственно, зависит от частоты параметр x_1, а следовательно, и коэффициент усиления. Кроме того, от частоты зависит сопротивление связи рабочей пространственной гармоники, что приводит к зависимости параметра усиления C и параметра пространственного заряда q от частоты. В результате расчет АЧХ даже в линейном приближении оказывается весьма сложной задачей.

Фазо-частотная характеристика ЛБВ в основном определяется дисперсией ЗС. Если не учитывать сосредоточенный поглотитель, набег фазы нарастающей волны на длине ЗС $\Delta\varphi = \beta_1 l = \beta_e l(1 - Cy_1)$. Значение Cy_1 в полосе усиления много меньше единицы и меняется сравнительно слабо, поэтому можно считать, что $\Delta\varphi \approx \omega l/v_e$, т. е. фазовый сдвиг пропорционален частоте сигнала.

Большое значение имеет зависимость фазы выходного сигнала от ускоряющего напряжения. При изменении этого напряжения меняется скорость электронов, что приводит к изменению фазы сигнала на выходе ЛБВ. Так как это изменение в большинстве случаев нежелательно, к стабильности источников питания ЛБВ предъявляются достаточно жесткие требования. Для оценки изменения фазового сдвига при изменении ускоряющего напряжения может быть использована формула

$$\Delta\varphi = -0{,}58\pi N \frac{\Delta U}{U_0},$$

где $\Delta\varphi$ — изменение сдвига фазы входного и выходного сигналов, N — число длин волн, укладывающихся вдоль замедляющей системы, ΔU — изменение ускоряющего напряжения U_0. Сдвиг фазы в этой формуле измеряется в радианах. Из этой формулы следует, что фазовые искажения в ЛБВ линейно зависят от длины замедляющей системы. В ЛБВ со спиральной ЗС фазовые искажения, как правило, незначительны.

7.3.2.5. ШУМОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛБВ

Основным источником шума в ЛБВ, как и в других электровакуумных приборах, является дробовой шум электронного потока. Однако, в отличие от клистрона, этот шум не усиливается высокодобротным резонатором, поэтому ЛБВ относятся к сравнительно малошумящим приборам. Флуктуации плотности и скорости электронов возбуждают волны пространственного заряда в пространстве между катодом пушки и входом ЗС. Можно подобрать расстояние между анодом пушки и входом ЗС таким образом, чтобы на входе в ЗС существовал минимум шумового тока. В этом случае влияние дробового шума катода существенно снижается. Современные ЛБВ имеют коэффициент шума менее 3 дБ на частоте 3 ГГц и менее 4 дБ на частоте 10 ГГц.

7.3.3. ЭЛЕМЕНТЫ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ЛБВ

7.3.3.1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В рамках линейной теории коэффициент усиления ЛБВ не зависит от амплитуды входного сигнала, поэтому выходная мощность ЛБВ не ограничена, что противоречит здравому смыслу и результатам эксперимента. Поэтому для расчета выходной мощности и КПД ЛБВ, а также других ее характеристик, таких как нелинейные искажения, побочные изучения и т. п., необходимо построить нелинейную теорию ЛБВ. Большой вклад в эту теорию внесли Дж. Пирс, Дж. Роу, Л. А. Вайнштейн, В. Н. Шевчик и многие другие исследователи.

Выведем основные уравнения нелинейной теории ЛБВ, следуя методике Вайнштейна. Запишем уравнение движения электронов

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{e}{m}E, \tag{7.3.36}$$

предполагая, что электроны движутся вдоль оси z и силовые линии электрического поля направлены также вдоль этой координаты. Независимыми переменными в (7.3.36) служат текущее время t и время влета электрона в пространство взаимодействия t_0, а текущая координата электрона z является функцией этих переменных. Удобнее в качестве независимых переменных использовать z и t_0, так как в этом случае исчезают трудности, связанные с неоднозначностью функции $z = z(t, t_0)$ при обгоне электронов. Полагая

$$t = t(z,\, t_0), \tag{7.3.37}$$

имеем

$$v = (\partial t/\partial z)^{-1},\ \ \frac{dv}{dt} = -\frac{\partial^2 t/\partial z^2}{(\partial t/\partial z)^3}.$$

Функция (7.3.37) однозначна при отсутствии встречного движения электронов, в то время как функция $t_0(z, t)$ может быть многозначной, так как в сечение z могут одновременно прибывать электроны, вышедшие из сечения $z = 0$ в разные моменты времени (явление перегона). Уравнение (7.3.36) при подстановке этих выражений приобретает вид

$$\frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = \frac{e}{m}\left(\frac{\partial t}{\partial z}\right)^3 E. \tag{7.3.38}$$

Фазу электрона в данный момент времени можно записать следующим образом:

$$\omega t = \omega t_0 - \beta_e z + \theta(\xi,\, t_0),$$

где θ — возмущение, вызываемое полем E, $\xi = C\beta_e z$. Ввиду малости параметра усиления функция θ слабо зависит от координаты z.

Закон сохранения заряда в переменных z, t_0 записывается следующим образом:

$$I_0 dt_0 = I(z,\, t_0)|dt|, \tag{7.3.39}$$

где dt_0 — промежуток времени, за который слой электронов проходит сечение $z = 0$, а dt — промежуток времени, за который тот же слой проходит сечение z. Этот промежуток времени берется по абсолютной величине потому, что порядок прибытия электронов в сечение z может быть обратным (при перегоне). Отсюда

$$I(z, t_0) = I_0\left|\frac{dt_0}{dt}\right|. \tag{7.3.40}$$

В нелинейном режиме конвекционный ток может быть разложен в ряд Фурье. Ограничившись первой гармоникой тока, запишем

$$\varphi(\xi,\, u_0) = \omega t + \beta_e z = \omega t_0 + \theta(\xi,\, t_0) = \varphi_0 + \theta(\xi,\, t_0),$$

$$I(t, z) = I_0 + \mathrm{Re}\sum_{n=1}^{\infty} \dot{I}_n(z)\mathrm{e}^{\mathrm{i}n\omega t} \approx I_0 + \mathrm{Re}(\dot{I}_1(z)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t}), \tag{7.3.41}$$

где

$$\dot{I}_n(z) = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} I_n(z, t)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}n\omega t}\, d(\omega t).$$

Введя функцию

$$\varphi(\xi,\, \varphi_0) = \omega t + \beta_e z = \omega t_0 + \theta = \varphi_0 + \theta,$$

выражение для первой гармоники тока можно записать следующим образом:

$$\dot{I}_1 = \frac{I_0}{\pi} e^{-i\beta_e z} \int_0^{2\pi} e^{-i\varphi(\xi,\varphi_0)}\, d\varphi_0 = I_0 \dot{I}_1(\xi) e^{-i\beta_e z}, \qquad (7.3.42)$$

где $\dot{I} = \dot{I}_1 / I_0$ — нормированная амплитуда первой гармоники конвекционного тока.

Поле замедляющей системы, возбуждаемое электронным потоком, определяется выражением (7.3.19). Полагая, что затухание в ЗС отсутствует, это выражение можно переписать:

$$\frac{d\dot{E}_{sw}}{dz} + i\beta_0 \dot{E}_{sw} = \beta_0^2 R_c I_0 \dot{I}.$$

Введем нормированную амплитуду поля в ЗС:

$$\dot{\mathcal{E}}(\xi) = \dot{E}_{sw}(z) \frac{e^{-i\beta_e z}}{\beta_e U_0 C^2}. \qquad (7.3.43)$$

Учитывая, что

$$\frac{d}{dz} = \frac{d}{d\xi}\frac{d\xi}{dz} = \beta_e C \frac{d}{d\xi},$$

уравнение (7.3.43) принимает вид

$$\beta_e U_0 C^3 \frac{d\dot{\mathcal{E}}}{d\xi} + i\beta_e U_0 C^2 (\beta_e - \beta_0)\dot{\mathcal{E}}(\xi) = \beta_0^2 R_c I_0 \dot{I}(\xi).$$

После несложных преобразований это уравнение приводится к окончательному виду

$$\frac{d\dot{\mathcal{E}}(\xi)}{d\xi} + ib\dot{\mathcal{E}}(\xi) = (1 - bC)^2 \dot{I}(\xi). \qquad (7.3.44)$$

Преобразуем уравнение движения (7.3.38), учитывая, что

$$t = t_0 - \frac{z}{v_e} + \frac{\theta(\xi, t_0)}{\omega},$$

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{v_e} + \frac{\beta_e C}{\omega}\frac{d\theta}{d\xi} = \frac{1}{v_e}\left(C + \frac{d\theta}{d\xi}\right),$$

$$\frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = \frac{\beta_e^2 C^2}{\omega}\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2},$$

$$v = \left(\frac{\partial t}{\partial z}\right)^{-1} = \frac{v_e}{1 + C\,\partial\theta/\partial\xi},$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} = \frac{\partial \theta}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2}.$$

Используя эти соотношения и формулу для безразмерной амплитуды поля (7.3.43), получим уравнение движения в виде

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial\xi^2}+\left(1+C\frac{\partial\varphi}{\partial\xi}\right)^3 \mathrm{Re}(\dot{\mathcal{E}}(\xi)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi})=0. \qquad (7.3.45)$$

Система уравнений (7.3.42), (7.3.44) и (7.3.45) вместе с граничными условиями

$$\theta=\varphi_0,\ \frac{\partial\varphi}{\partial\xi}=0,\ \mathcal{E}=E_{\text{вх}}\frac{1}{\beta_e U_0 C^2}\ \text{ при }\xi=0 \qquad (7.3.46)$$

описывает нелинейные процессы группирования в ЛБВ типа О. Напомним, что она получена в предположении, что затухание в ЗС и пространственный заряд отсутствуют. Можно показать, что при отсутствии указанных ограничений нелинейные уравнения ЛБВ приобретают вид

$$\frac{d\dot{\mathcal{E}}}{d\xi}+\mathrm{i}(b-\mathrm{i}d)\dot{\mathcal{E}}=(1-bC)^2\dot{I}, \qquad (7.3.47)$$

$$\dot{I}(\xi)=\frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\varphi}\,d\varphi, \qquad (7.3.48)$$

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial\xi^2}+\left(1+C\frac{\partial\varphi}{\partial\xi}\right)^4 \mathrm{Re}(\dot{\mathcal{E}}+\mathrm{i}q\dot{I}(\xi))\mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi}=0. \qquad (7.3.49)$$

Система уравнений (7.3.47)–(7.3.49) с граничными условиями (7.3.46) может быть решена только численными методами. Некоторые результаты этого решения приведены ниже.

7.3.3.2. ВЫХОДНАЯ МОЩНОСТЬ И КПД

На рисунке 7.3.9 показана типичная амплитудная характеристика (АХ) ЛБВ, рассчитанная путем численного решения уравнений (7.3.47)–(7.3.49). В рамках линейной теории коэффициент усиления ЛБВ не зависит от амплитуды входного сигнала, поэтому в области слабого сигнала (область *1*) АХ линейна. При дальнейшем увеличении входной мощности коэффициент усиления лампы начинает уменьшаться, и амплитудная характеристика отклоняется от линейной (область *2*). При определенном значении входной мощности выходная мощность достигает максимума (область насыщения *3* на рисунке 7.3.9), затем начинает уменьшаться (область *4*). Такая форма ампли-

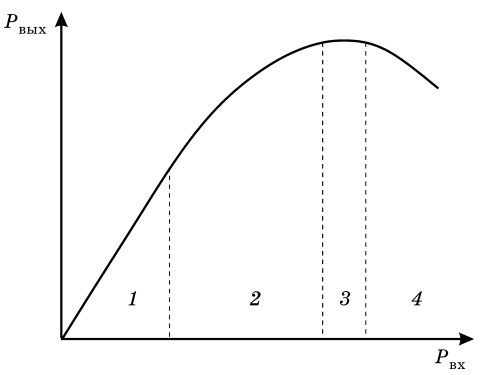


Рис. 7.3.9
Амплитудная характеристика ЛБВ

тудной характеристики обусловлена особенностями группирования электронного потока в ЛБВ (см. раздел 7.3.1).

В линейной области входной сигнал слишком слаб, чтобы сформировать максимально плотные сгустки даже вблизи выхода ЗС. Поэтому плотность сгустков (и отдаваемая ими энергия) пропорциональна амплитуде входного сигнала.

Дальнейшее увеличение входной мощности (область *2*) приводит к тому, что максимальная плотность сгустков достигается в пределах ЗС. При этом сгустки отдают энергию полю, амплитуда которого увеличивается и достигает максимума вблизи выхода ЗС. В этой области электронные сгустки отдают энергию полю, так как они движутся быстрее медленной волны ($y_2 < 0$). По мере уменьшения энергии сгустков их скорость уменьшается. Торможение сгустков усиливается с увеличением входной мощности, поэтому они начинают отдавать меньшую часть своей энергии, и рост выходной мощности замедляется.

В области насыщения *3* скорость сгустков сначала сравнивается, а затем становится меньше скорости медленной волны. Сгустки перестают отдавать энергию, когда они покидают область тормозящего поля. Соответственно, рост выходной мощности прекращается. В области *4* сгустки находятся в области ускоряющего поля и отбирают от него энергию. Выходная мощность при этом уменьшается.

Процесс формирования сгустков и отбора энергии от них показан на рисунке 7.3.10, построенного по результатам численного решения уравнений (7.3.47)–(7.3.49). На рисунке видно, как слабые возмущения плотности электронного

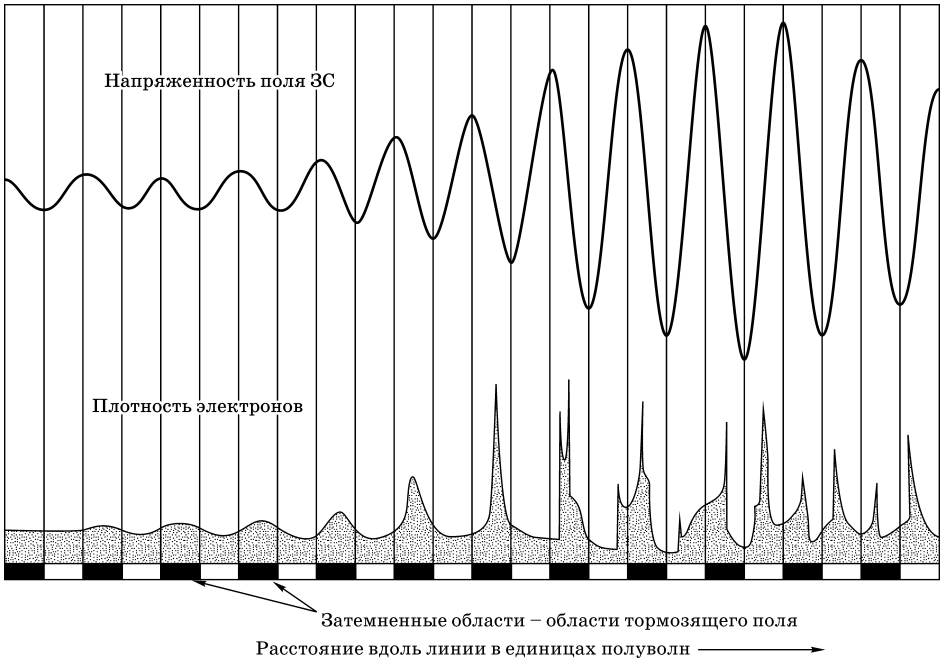


Рис. 7.3.10
Форма конвекционного тока в различных сечениях ЛБВ

луча превращаются по мере распространения в сгустки сложной формы. Эти сгустки находятся в области тормозящего поля и отдают ему свою энергию, в результате чего амплитуда волны растет. Затем часть сгустка выходит из области тормозящего поля и рост амплитуды волны прекращается, т. е. наступает насыщение. В этом месте взаимодействие волны с электронами надо прекращать. При дальнейшем движении уже большая часть сгустка попадает в ускоряющее поле и отбирает энергию от волны, амплитуда которой начинает уменьшаться.

Численное решение уравнений нелинейной теории позволяет вычислить КПД ЛБВ при любых значениях параметров лампы. Однако можно произвести приближенную оценку электронного КПД лампы с бегущей волной, исходя из уравнений линейной теории.

Электронный КПД определяется выражением

$$\eta_e = \frac{P_{\text{вых}}}{U_0 I_0}, \tag{7.3.50}$$

где $P_{\text{вых}}$ — мощность, отданная электронным потоком, т. е. мощность волны на выходе ЗС, если считать усиление достаточно большим, чтобы не учитывать входную мощность. Считаем, что амплитуда первой гармоники конвекционного тока $\dot{I} = sI_0$. Коэффициент s зависит от формы конвекционного тока вблизи выхода ЗС, однако его значение не может быть больше двух.

Параметр s равен амплитуде первой гармоники ряда Фурье показанных на графике кривых. На практике $1 \le s \le 2$. Выходная мощность связана с сопротивлением связи формулой (7.3.17). Используя соотношения (7.3.21) и (7.3.33), получим

$$P_{\text{вых}} = \frac{|E_z|^2}{2\beta_0^2 R_c} \approx s^2 \frac{CU_0 I_0}{2} |\delta_1^2 + q|^2. \tag{7.3.51}$$

Для режима максимального усиления из формул (7.3.30), (7.3.31) находим

$$|\delta_1^2 + q| = \begin{cases} 1, & \text{для малых } q, \\ \sqrt{2q}, & \text{для больших } q. \end{cases} \tag{7.3.52}$$

Подставив (7.3.51) и (7.3.52) в (7.3.50), получим

$$\eta_e = s^2 C \begin{cases} 1/2, & \text{для малых } q, \\ \sqrt{q}, & \text{для больших } q. \end{cases} \tag{7.3.53}$$

Как видно, электронный КПД пропорционален параметру усиления C и увеличивается с ростом параметра пространственного заряда q. Однако пространственный заряд препятствует группированию электронов, так что с ростом q коэффициент s уменьшается. Поэтому существует оптимальное значение параметра пространственного заряда, при котором электронный КПД максимален. Полагая $s = 1{,}3$ и $q = 2$, получим $\eta_e = 2{,}4C$. Для $C = 0{,}2$ получаем $\eta_e = 48\%$, что близко к максимальным значениям, полученным в эксперименте.

Следует отметить, что электронный КПД определяется разностью скорости электронов и скорости медленной волны. Поэтому для увеличения КПД следует увеличивать параметр рассинхронизма b до значений, близких к границе области усиления. Однако коэффициент усиления при этом снижается. Таким образом, значения b, оптимальные для коэффициента усиления и для электронного КПД, различаются.

Максимальный КПД ЛБВ можно оценить, используя энергетический метод. Положим $q = d = 0$. Для этих параметров оптимальное значение $b_{\text{опт}} = 0$, $y_{1\text{опт}} = -1/2$. Пусть скорость электронов, образующих центр сгустка, равна v_e. Скорость медленной волны, взаимодействующей с пучком, как следует из формулы (7.3.25), равна $v_{p1} = v_0/(1 - Cy_1) = v_e/(1 + C/2)$. Разность скоростей электронов и волны

$$\Delta v = v_e - v_{p1} = v_e\left(1 - \frac{1}{1 + C/2}\right).$$

Торможение электронов происходит до тех пор, пока сгусток не выйдет из тормозящего поля. В этот момент его скорость меньше скорости волны, однако для грубой оценки можно предположить, что она приближенно равна скорости волны v_{p1}.

Кинетическая энергия, которую теряет электрон в процессе торможения, определится формулой

$$\Delta W^{\text{к}} = \frac{mv_e^2}{2} - \frac{mv_{p1}^2}{2} = \frac{mv_e^2}{2}(1 - \Delta v^2) = \frac{mv_0^2}{2}\left(1 - \frac{1}{(1 + C/2)^2}\right).$$

С учетом малости параметра усиления C по сравнению с единицей приближенно получаем

$$\Delta W^{\text{к}} \simeq \frac{mv_0^2}{2}C.$$

В этом случае «электронный КПД» электрона будет равен

$$\eta_e = \frac{\Delta W^{\text{к}}}{mv_0^2/2} \simeq C. \qquad (7.3.54)$$

Как видно, формулы (7.3.53) и (7.3.54) при малых q отличаются только числовым множителем, причем при $s = \sqrt{2}$ отличие исчезает. При больших q формула (7.3.53) учитывает зависимость электронного КПД от параметра пространственного заряда.

Следует подчеркнуть, что обе эти формулы пригодны лишь для грубой оценки эффективности преобразования энергии электронного пучка в энергию поля ЗС. Для инженерных расчетов следует использовать результаты численного моделирования.

7.3.4. СПОСОБЫ ПОВЫШЕНИЯ КПД ЛАМПЫ С БЕГУЩЕЙ ВОЛНОЙ

Коэффициент полезного действия лампы бегущей волны зависит от уровня выходной мощности прибора, типа используемой замедляющей системы и режима работы прибора, в частности, от параметра несинхронности b и многих других факторов. КПД обычной ЛБВ составляет 10…30%, причем верхняя цифра относится к мощным приборам на ЗС типа ЦСР. Относительно низкое значе-

ние КПД определяется спецификой преобразования кинетической энергии электронного пучка в энергию поля бегущей волны, которая требует синхронизма между волной в ЗС и электронами. Поэтому электроны не могут двигаться со скоростью, намного превышающей скорость волны, и, соответственно, отдают ей только небольшую часть своей энергии.

Существуют и практически используются два основных способа повышения общего КПД ламп бегущей волны:

- непосредственное повышение электронного КПД за счет коррекции фазовой скорости волны или скорости электронного пучка;
- использование «прозрачных» ЛБВ;
- повышение общего КПД за счет возвращения части остаточной энергии отработавшего электронного пучка источнику питания, т. е. рекуперации энергии электронного пучка.

Повышение электронного КПД за счет коррекции фазовой скорости волны достигается за счет использования изохронных (tapered) замедляющих систем, у которых фазовая скорость уменьшается с ростом расстояния от начала ЗС (с ростом координаты z) по определенному закону. Требуемый закон изменения фазовой скорости находится путем компьютерного решения нелинейных уравнений ЛБВ. Для уменьшения фазовой скорости уменьшают период ЗС.

Отметим, что выбранный закон изменения фазовой скорости оптимален только для определенного значения входной мощности, так как закон изменения скорости электронов определяется амплитудой поля в ЗС, которая зависит от входной мощности. Поэтому изохронные ЛБВ имеют сильно нелинейную амплитудную характеристику и могут эффективно использоваться только в импульсном режиме. В связи с этим часто используется компромиссный вариант «изохронной» ЗС. Замедляющая система разбивается на секции (обычно это две секции), имеющие разные значения замедления. Первая (входная) секция обеспечивает фазовую скорость волны, близкую к скорости электронного пучка, вторая секция имеет большее замедление и фазовую скорость волны, меньшую, чем скорость пучка. В первой секции происходят процессы скоростной модуляции электронов, образования электронных групп, частичная передача энергии от электронного пучка полю волны. Основной отбор энергии осуществляется во второй секции ЗС. Оптимальные значения длин секций и их замедлений определяются методами компьютерного моделирования. Рассматриваемый способ повышения электронного КПД получил название «способ скачка фазовой скорости».

Применение секционирования ЗС позволяет реализовать и другой способ повышения электронного КПД — «способ скачка напряжения». В этом случае на вторую секцию системы, которая имеет ту же фазовую скорость, что и первая, подается повышенный потенциал. Это позволяет увеличить скорость электронных групп в канале второй секции и обеспечить превышение скорости электронов по отношению к фазовой скорости волны, необходимое для эффективной передачи энергии от электронного пучка полю ЗС. В принципе возможно сочетание этих двух способов повышения электронного КПД. Применение описанных выше способов позволяет увеличить значение электронного КПД на 10...20%.

Еще один способ повышения КПД основан на использовании «прозрачных» ЛБВ. Такие приборы не имеют сосредоточенного поглотителя, поэтому ЗС в них короткая и коэффициент усиления не превышает 10…15 дБ. Кроме того, в этих ЛБВ предъявляются повышенные требования к качеству согласования входа и выхода лампы с тем, чтобы обеспечить отсутствие самовозбуждения. Малый коэффициент усиления прозрачных ЛБВ определяет их использование в качестве оконечного усилителя мощности, на вход которого подается достаточно мощный сигнал. Особенности взаимодействия этого сигнала с электронным потоком в отсутствие поглотителя приводят к тому, что электронный КПД прозрачных ЛБВ оказывается в 2…3 раза больше, чем КПД обычной лампы. Прозрачные ЛБВ включают в состав усилительной цепочки, использующей в качестве предварительного усилителя обычную ЛБВ или твердотельный усилитель. Такое решение позволяет не только увеличить КПД цепочки, но и в широких пределах регулировать уровень выходной мощности.

В частности, конструируются двухрежимные усилители. В режиме малой мощности на прозрачную ЛБВ (или оконечную секцию ЛБВ) напряжение питания не подается, и сигнал от предварительного усилителя проходит через нее с небольшим затуханием. Это экономичный режим с малой выходной мощностью. При подаче напряжения на прозрачную ЛБВ мощность на выходе усилителя возрастает на 10…15 дБ, но и потребление энергии также увеличивается.

Как известно, сопротивление связи замедляющих систем стремится к бесконечности вблизи границы полосы пропускания, а за границей становится чисто реактивным. Возрастание сопротивления связи приводит к увеличению параметра усиления и, следовательно, КПД прибора. В связи с этим было предложено использовать ЛБВ на границе и за границей полосы пропускания «холодной» ЗС. Такие ЛБВ получили название *запредельных*. Анализ показывает, что учет двух пространственных гармоник, имеющих близкие к скорости электронов фазовые скорости, позволяет исключить бесконечные значения сопротивления связи. Одна из этих гармоник принадлежит прямой волне, а другая — встречной. Сопротивление связи ЗС, определенное с учетом суммы полей двух гармоник вблизи частоты отсечки, оказывается активным и не зависящим от частоты как внутри, так и вне полосы пропускания. Поэтому ЛБВ может усиливать сигнал и вне полосы пропускания, имея при этом высокий КПД. Запредельные ЛБВ или запредельные секции ЗС в многосекционных ЛБВ позволяют увеличить КПД лампы на 5..10%, однако рабочая полоса частот таких ламп сравнительно невелика.

Даже в том случае, когда электронный КПД достигает 30…50%, остаточная мощность электронного пучка составляет 50…70% общей мощности пучка. Эта мощность должна быть рассеяна коллектором электронов. В связи с этим большое практическое значение имеет процесс рекуперации энергии отработавшего электронного пучка. Помимо увеличения общего КПД прибора, рекуперация энергии отработавшего электронного пучка позволяет снизить тепловую нагрузку коллектора и тем самым упростить проблему отвода тепла. Использование многоступенчатых коллекторов позволяет увеличить КПД лампы до 40…60%, т. е. сравняться по этому показателю с клистронами.

7.3.5. КОНСТРУКЦИЯ ЛБВ

7.3.5.1. ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Электронно-оптическая система ЛБВ состоит из электронной пушки, системы сопровождения луча и коллектора. В настоящее время выпускаются как однолучевые, так и многолучевые ЛБВ. В качестве системы сопровождения, поддерживающей форму поперечного сечения луча, используется чаще всего периодическая магнитная фокусировка с постоянными магнитами. Выбор этого типа сопровождающей системы обусловлен большой длиной лампы, что делает применение систем с однородным магнитным полем малоэффективным. В мощных ЛБВ в качестве системы сопровождения иногда используется соленоид.

Коллектор служит для сбора отработавших электронов. Поскольку КПД ЛБВ сравнительно невелик, часто используются многоступенчатые коллекторы с рекуперацией электронов.

7.3.5.2. ЗАМЕДЛЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ

Конструкция ЛБВ определяется выходной мощностью лампы, полосой частот, режимом работы. Эти параметры определяют выбор замедляющей системы, от которого, в свою очередь, зависят и остальные элементы конструкции. Основные свойства ЗС изложены во многих книгах. Некоторые сведения о них содержатся в Приложении П2. Поэтому здесь кратко рассматриваются только особенности тех ЗС, которые наиболее часто используются в ЛБВ.

Спиральная ЗС была впервые использована еще в лампах Компфнера и с тех пор остается наиболее часто используемой ЗС в ЛБВ малой и средней мощности. Эта ЗС обеспечивает замедление основной пространственной гармоники $n = 5...10$ и имеет сравнительно слабую дисперсию и зависимость сопротивления связи от частоты, поэтому ЛБВ с такой ЗС имеют ширину полосы усиления 1...2 октавы. В спиральных ЗС с проводником круглого поперечного сечения амплитуды высших пространственных гармоник малы по сравнению с амплитудой основной, нулевой гармоники. К недостаткам этого типа ЗС относятся плохой теплоотвод от спирали, невозможность получить малые значения замедления. Поэтому спиральные ЗС используются в основном в ЛБВ малой и средней мощности. Предельная мощность ограничивается конструкцией опор спирали. Максимальный теплоотвод обеспечивают опорные стержни с алмазными элементами. Конструкция опор и внешнего экрана влияют также на форму дисперсионной характеристики ЗС.

Модификации спиральной ЗС — системы с плоской спиралью, ЗС типа кольцо — стержень, ЗС с плоской спиралью, имеют несколько улучшенный теплоотвод в сочетании с увеличенной дисперсией. Эти типы ЗС используют в ЛБВ средней мощности.

ЗС типа цепочки связанных резонаторов (ЦСР) обладает жесткой конструкцией, обеспечивающей хороший теплоотвод. В качестве рабочей в ЛБВ на ЦСР используется минус первая пространственная гармоника, имеющая сравнительно слабую дисперсию и достаточно большое сопротивление связи.

Диапазон замедлений этих ЗС лежит в пределах 1…6. ЗС типа ЦСР используются в ЛБВ большой мощности.

Гребенчатые ЗС имеют простую конструкцию, поэтому они используются в ЛБВ миллиметрового диапазона. К сожалению, основная пространственная гармоника ЗС этого типа имеет сильную дисперсию, ограничивающую ширину полосы частот ЛБВ.

7.3.5.3. ВВОД И ВЫВОД ЭНЕРГИИ

Важными элементами конструкции ЛБВ являются **ввод** и **вывод энергии**. Эти устройства должны обеспечить согласование волновых сопротивлений подводящей линии передачи и замедляющей системы в рабочей полосе частот, причем волновое сопротивление таких ЗС, как ЦСР и гребенка, сильно зависит от частоты. Кроме того, ввод и вывод энергии должны содержать вакуумные окна, отделяющие внутренний объем лампы от окружающего пространства. Выходное вакуумное окно мощных ЛБВ, кроме того, должно пропускать выходную мощность без пробоев и заметного поглощения.

Для ввода и вывода энергии из ЛБВ со спиральной ЗС чаще всего используется коаксиальная линия, внутренний проводник которой соединяется со спиральным проводником ЗС. Для согласования используются ступенчатые или плавные трансформаторы сопротивлений.

Ввод и вывод энергии из ЛБВ с ЦСР производится с помощью прямоугольных волноводов, соединяемых диафрагмой с первым и последним резонаторами (рис. 7.3.11). Конструкция выводов одинакова, поэтому рассмотрим только

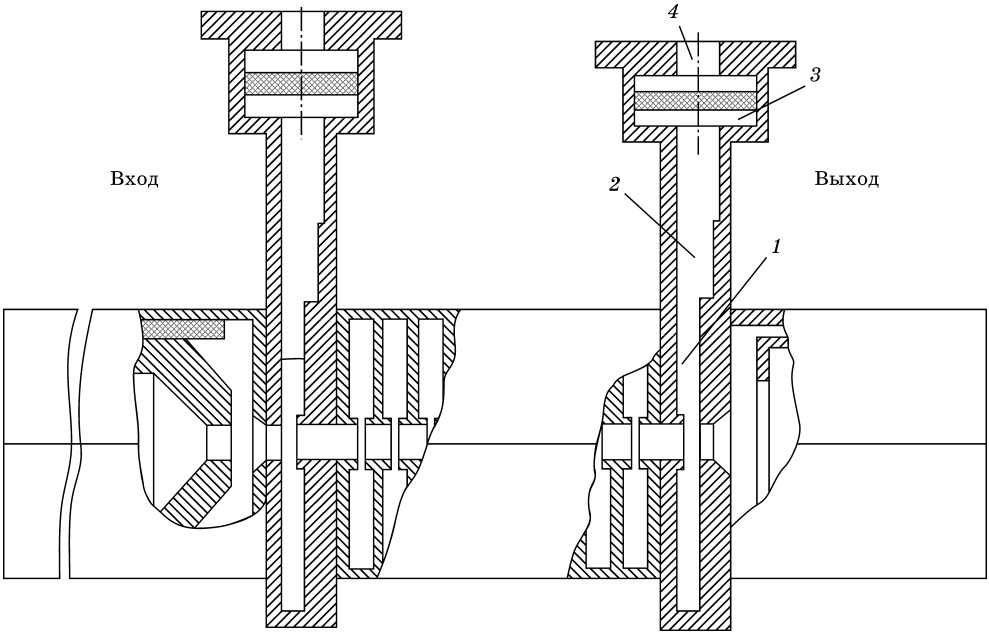


Рис. 7.3.11
Ввод и вывод энергии в ЛБВО с ЦСР

вывод энергии. Последний резонатор ЗС *1* через отверстие связи соединен с трансформатором сопротивлений *2* на основе прямоугольного волновода. За трансформатором находится вакуумное окно *3*, после которого энергия попадает в выходной прямоугольный волновод *4*. Максимальный КСВН таких выводов энергии не превышает 1,5 в полосе пропускания лампы.

7.3.6. ПАРАМЕТРЫ И ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЛБВО

Лампы с бегущей волной строятся на весь микроволновый диапазон, от дециметровых до миллиметровых волн. Это самый распространенный тип вакуумных микроволновых приборов — доля ЛБВ в общем выпуске ЭВП СВЧ составляет более 50%.

Условно ЛБВ делятся на лампы малой, средней и большой мощности. К первой группе относятся приборы с выходной мощностью до 1 Вт. Как правило, в них используют спиральную ЗС. Эти лампы имеют широкую полосу пропускания (до двух октав и более), большой коэффициент усиления (45...60 дБ) и малый коэффициент шума (3...6 дБ). Их КПД не превышает 10%, поэтому они используются в качестве предварительных усилителей в системах телекоммуникаций с высокой скоростью передачи информации, в приемниках широкополосных РЛС, в системах радиоэлектронной борьбы.

ЛБВ средней мощности строятся на основе спиральных ЗС или их модификаций. Их КПД составляет 15...30% (обычно с рекуперацией), коэффициент усиления — 40...50 дБ, ширина полосы частот — 40...60%. Эти приборы используются в передатчиках радиорелейных линий, в транспондерах спутников связи, в измерительной аппаратуре. В настоящее время ЛБВ малой и средней мощности активно вытесняются транзисторными усилителями.

Мощные импульсные ЛБВ имеют выходную мощность до нескольких мегаватт в импульсе, КПД 30...45% и коэффициент усиления 35...45 дБ. В этих приборах используется, как правило, замедляющая система типа ЦСР. Ширина полосы пропускания мощных ЛБВ составляет 3...6%, что больше, чем полоса пропускания клистронов такого же уровня мощности. Они применяются в стационарных и бортовых системах радиолокационного обнаружения и наведения, системах радиоэлектронной борьбы. Их применение целесообразно в тех случаях, когда клистроны не могут обеспечить требуемую полосу усиливаемых частот.

Мощные ЛБВ непрерывного режима с выходной мощностью несколько сот ватт используются в бортовой аппаратуре спутников связи, в том числе в системах спутникового телевидения для прямой передачи телевизионного сигнала на индивидуальные антенны. ЛБВ для космической аппаратуры разрабатываются на отдельные выделенные частоты в диапазоне 1,8...12,7 ГГц.

Существуют двухрежимные ЛБВ, которые могут работать как в импульсном, так и в непрерывном режиме, причем их мощность в импульсном режиме на 5...10 дБ превышает мощность в непрерывном режиме. Переход от одного режима в другой может быть осуществлен различными способами, в простейшем варианте — за счет изменения тока электронного пучка, для чего используются электронные пушки с управляющими электродами. Двухрежимность достигается также использованием многосекционных ЗС.

Таблица 7.3.1 дает представление о типичных параметрах мощных ЛБВ импульсного и непрерывного режимов. Изображения этих приборов показаны на рисунке 7.3.12. ЛБВ малой мощности типа УВ-45 используется в радиолокационных приемниках. ЛБВ средней мощности УВ-332 предназначена для использования в спутниковых транспондерах и радиолокационной аппаратуре. Эти лампы производятся в России. Мощная ЛБВ VTX-5783 производится в Канаде и предназначена для работы в передатчиках РЛС. Такое же назначение имеет и мощная ЛБВ, разработанная в КНР (последняя строка таблицы). На рисунке 7.3.12*г* показана также многолучевая прозрачная ЛБВ на ЦСР, разработанная в ЗАО «НПО „Исток“».

В таблице 7.3.2 приведены параметры ЛБВ на спиральных ЗС, разработанных для спутников связи компанией L3-Communications. Применение много-

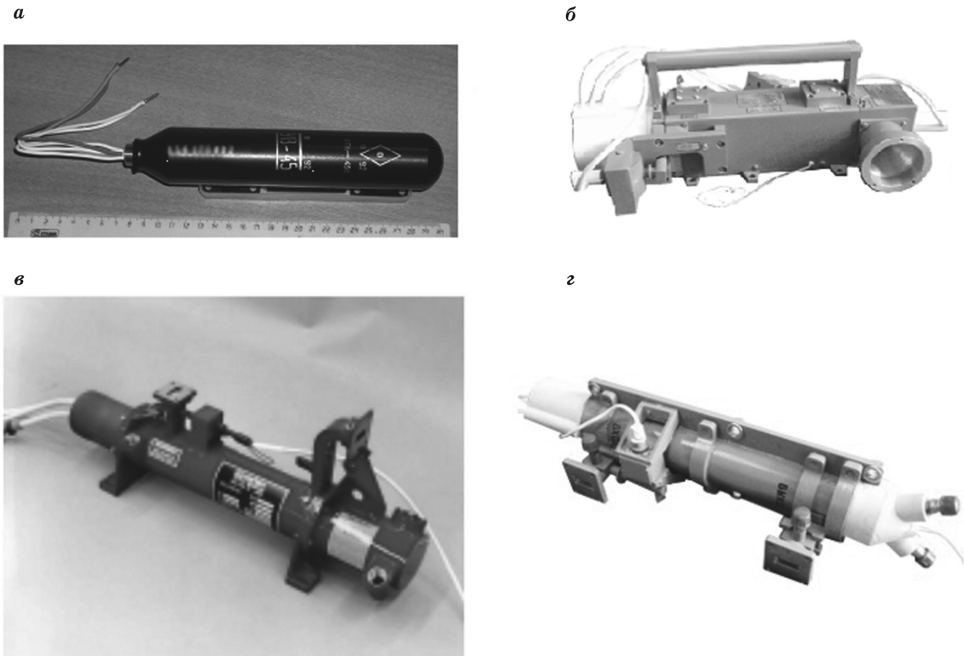


Рис. 7.3.12
Виды ЛБВ:

а — ЛБВ малой мощности УВ-45 (УВ-1007); *б* — ЛБВ средней мощности миллиметрового диапазона; *в* — мощная ЛБВ VTX-5783; *г* — прозрачная ЛБВ.

Таблица 7.3.1

Марка ЛБВ	Режим	Тип ЗС	f_0, ГГц	$\Delta f/f_0$, %	$P_{вых}$, кВт	η, %	μ, дБ	U_0, кВ	I_0, А
УВ-45	Непр.	Спираль	7,4...12	—	5 мВт	5	30	1100	—
УВ-332	Непр.	ЦСР	14...15	3,5	0,3	18	35	10...12	0,15
VTX-5783	Имп.	ЦСР	8,9...9,4	6	50	18	48	32...34	8,5
TW2-21	Имп.	ЦСР	8	7,5	900	37	33	100	24

Таблица 7.3.2

Диапазон	Мощность, Вт	КПД, %	Число устройств на орбите, шт.	Наработка на отказ, млн ч
L (1,4...1,6 ГГц)	80...250	60...70	0	—
S (2...4 ГГц)	100...300	62...73	330	10,7
C (5,15...5,35 ГГц)	20...120	66...68	237	2,6
X (10...12 ГГц)	25...160	63...66	115	1,8
Ku (11...18 ГГц)	30...155	60...70	449	2,7
K (18...27 ГГц)	30...130	58...66	0	—
Всего	—	—	1131	—

ступенчатых коллекторов в этих лампах позволило довести КПД приборов до 60...70% при сохранении широкой полосы частот.

Обращает также на себя внимание наработка на отказ, достигающая миллионов часов. Такой показатель достигнут за счет тщательной отработки конструкции и технологии изготовления приборов.

7.4. ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ

7.4.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ

Лампа обратной волны (ЛОВ) типа О была изобретена Р. Компфнером в 1951 г. В СССР первые ЛОВ были созданы М. Ф. Стельмахом примерно в то же время. Работа этого прибора, так же как и ЛБВ, основана на синхронном взаимодействии волны в замедляющей системе и электронного потока. Однако, в отличие от ЛБВ, в ЛОВ используется взаимодействие с отрицательной (обратной) пространственной гармоникой, фазовая и групповая скорости которой имеют противоположные направления. Направление фазовой скорости совпадает с направлением движения электронов (от катода к коллектору), а групповая скорость (и скорость переноса энергии) направлены в обратную сторону. Взаимодействуя с полем волны, электроны группируются и отдают ей часть своей энергии. Эта энергия переносится волной на вход лампы, в результате чего возникает внутренняя обратная связь и при определенных условиях возникает самовозбуждение. Реально ЛОВ всегда используются в режиме самовозбуждения, т. е. как генераторы. Отсюда и английское название лампы Backward Wave Oscillator (BWO). Передачу энергии от электронов волне в ЛОВ можно рассматривать как индуцированное излучение Смита — Парселла.

Схема лампы обратной волны показана на рисунке 7.4.1. Электронный пучок формируется и ускоряется электронной пушкой *1* и поступает в пролетный канал замедляющей системы *3*. Катодный конец ЗС соединен с выводом энергии *2*, а ее коллекторный конец соединен с согласованной нагрузкой *4*. Транспортировка пучка через канал осуществляется с помощью однородного магнитного поля, которое создается соленоидом *6*, отработавший электронный пучок поступает на коллектор *5*.

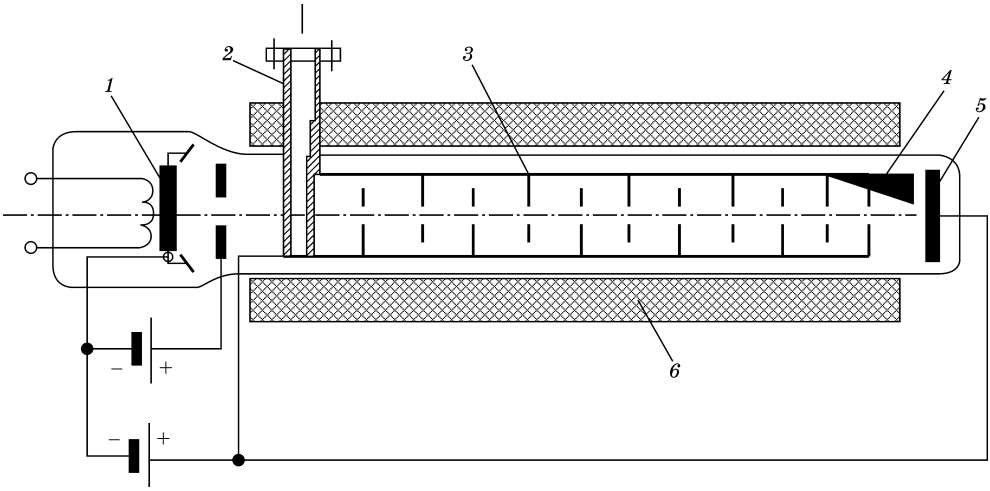


Рис. 7.4.1
Схема лампы обратной волны

Предположим, что в ЗС существует бегущая волна, фазовая скорость рабочей пространственной гармоники которой приблизительно равна скорости электронов. Поле этой гармоники модулирует электронный поток по скорости. Скоростная модуляция приводит к группированию потока. Сгустки формируются вблизи коллекторного конца ЗС и отдают волне часть своей кинетической энергии. Эта энергия переносится волной к катодному концу ЗС и выводится с помощью выходного устройства *2*. Согласованная нагрузка *4* обеспечивает режим бегущей волны в ЗС, поглощая волны, отраженные от вывода энергии и полезной нагрузки.

Электронный пучок взаимодействует с полем ЗС, имеющим вид бегущей волны. Основные процессы, определяющие работу ЛОВ, те же самые, что и в лампе бегущей волны: скоростная модуляция электронного пучка полем волны, процесс группирования и передача кинетической энергии электронного пучка полю волны. Основное отличие ЛОВ состоит в том, что электромагнитная волна перемещается и переносит энергию во встречном направлении по отношению к движению электронного пучка, т. е. от коллекторного конца ЗС к катодному.

Предположим, что на коллекторном конце ЗС возникли колебания электромагнитного поля, которые в виде бегущей волны распространяются в сторону катодного конца ЗС. При выполнении определенных условий взаимодействие этой волны с электронным пучком может привести к передаче части кинетической энергии электронного пучка полю волны и росту ее амплитуды подобно тому, как это имеет место в ЛБВ. Возникшая и усиленная электромагнитная волна, воздействуя на пучок, приводит к его скоростной модуляции и последующему группированию.

Образовавшиеся сгустки вблизи коллекторного конца ЗС отдают энергию полю волны. Эта энергия распространяется к катодному концу ЗС, увеличивая амплитуду поля в этой области, что приводит к более интенсивной скоростной

модуляции и группированию. Таким образом, возникает внутренняя положительная обратная связь. В результате ЛОВ работает как регенеративный усилитель, а при определенных условиях самовозбуждается и превращается в генератор. Реально ЛОВ практически всегда используются в режиме генерации, поэтому у них делается только один вывод энергии от катодного конца ЗС. Коллекторный ее конец нагружен на согласованную нагрузку для предотвращения отражений, приводящих к возникновению нежелательной обратной связи по замедляющей системе.

7.4.2. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ЛОВ. ПУСКОВОЙ ТОК

Линейная теория ЛОВ может быть построена на основе линейной теории ЛБВ, направив ось z от коллектора к катоду. В этом случае направление групповой скорости волны будет положительным, а направление фазовой скорости и скорости электронов — отрицательными. Соответственно, получаем

$$\beta'_e = -\beta_e < 0,\ \ \beta'_0 = -\beta_0 < 0,\ \ d' = \frac{\alpha'_0}{|\beta'_e| C} < 0,\ \ \alpha'_0 < 0,$$

где штрихом обозначены параметры ЛОВ. Подставив эти величины в уравнение (7.3.26), получим дисперсионное уравнение ЛОВ:

$$\mathrm{i}(\delta' - \theta')[(-\delta')^2 + q] + 1 = 0, \tag{7.4.1}$$

параметр δ' имеет тот же смысл, что и в (7.3.24). В дальнейшем штрихи у параметров ЛОВ опускаем.

Это уравнение имеет три корня, соответствующие трем волнам, распространяющимся в ЛОВ. Сравнив уравнения (7.3.26) и (7.4.1), видим, что, если заменить b на $-b$, у параметра δ знак также изменится на противоположный. Таким образом, комплексные постоянные распространения трех волн в ЛОВ совпадают с точностью до знака с постоянными распространения волн в ЛБВ, имеющей те же параметры C, q и d. Амплитуды волн на входе ($z = L$) и на выходе лампы ($z = 0$) связаны соотношениями

$$\dot{E}_{zn}(L) = \dot{E}_{zn}(0)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\delta_n \beta_e CL},\ \ n = 1, 2, 3. \tag{7.4.2}$$

Полное поле, создаваемое на входе ЛОВ-усилителя внешним генератором:

$$\dot{E}_z(L) = \sum_{n=1}^{3} \dot{E}_{zn}(L). \tag{7.4.3}$$

Аналогичное соотношение справедливо и на выходе лампы:

$$\dot{E}_z(0) = \sum_{n=1}^{3} \dot{E}_{zn}(0). \tag{7.4.4}$$

При $z = 0$ амплитуды волн связаны соотношением, аналогичным (7.3.35):

$$\frac{\dot{E}_{zn}(0)}{\dot{E}_z(0)} = \frac{\delta_n^2 + q}{(\delta_n - \delta_{n2})(\delta_n - \delta_{n3})}, \tag{7.4.5}$$

где

$$n2 = \begin{cases} n+1, & n<3, \\ 1, & n=3; \end{cases} \qquad n3 = \begin{cases} n+2, & n<2, \\ n-1, & n\ge 2. \end{cases}$$

Подставив (7.4.5) в (7.4.3) и (7.4.4), найдем коэффициент усиления ЛОВ по мощности:

$$G = \left| \frac{\dot{E}_z(0)}{\dot{E}_z(L)} \right|^2 = \left| \sum_{n=1}^{3} \frac{(\delta^2 + q)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\delta_n \beta_e CL}}{(\delta_n - \delta_{n2})(\delta_n - \delta_{n3})} \right|^{-2}. \tag{7.4.6}$$

Для самовозбуждения ЛОВ необходимо, чтобы ее коэффициент усиления обратился в бесконечность. Отсюда

$$\sum_{n=1}^{3} \frac{(\delta_n + q)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\delta_n \beta_e CL}}{(\delta_n - \delta_{n2})(\delta_n - \delta_{n3})} = 0. \tag{7.4.7}$$

При заданных параметрах q и d уравнение (7.4.7) позволяет найти величины $\theta = -C\beta_e L$ и b. Если эти параметры найдены, условия самовозбуждения ЛОВ можно записать следующим образом:

$$(\beta_e - \beta_0)L = b\theta, \tag{7.4.8}$$

$$I_0 = I_{\text{пуск}} = \frac{4U_0\theta^3}{R_c|\beta_e L|^3}. \tag{7.4.9}$$

Уравнение (7.4.7) имеет ряд решений, каждому из которых соответствуют свои значения пускового тока и частоты генерации. Наибольший интерес представляет решение, которому соответствует наименьший пусковой ток (основной вид колебаний). При включении лампы именно он возбуждается первым и подавляет остальные виды с бóльшими значениями пускового тока. Для основного вида колебаний и $q = 0$ имеем $\theta = 1{,}98$ и $b = 1{,}52$. Отсюда

$$(\beta_e - \beta_0)L \approx \pi, \quad I_{\text{пуск}} \approx \frac{32U_0}{R_c|\beta_e L|^3}. \tag{7.4.10}$$

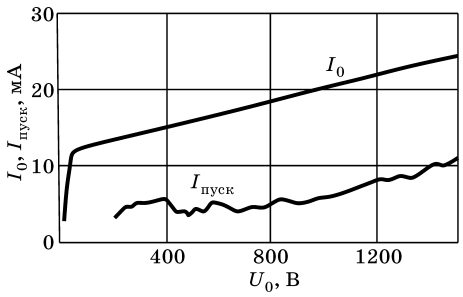


Рис. 7.4.2
Зависимость пускового тока и тока луча от ускоряющего напряжения

Последняя формула определяет пусковой ток ЛОВ, т. е. значение тока, при котором лампа начинает генерировать колебания. Зависимость пускового тока от ускоряющего напряжения показана на рисунке 7.4.2. На том же рисунке показана зависимость тока луча от ускоряющего напряжения. Как видно, реальный ток луча при всех значениях ускоряющего напряжения значительно превышает пусковой ток, поэтому ЛОВ генерирует колебания во всем рабочем диапазоне ускоряющих напряжений.

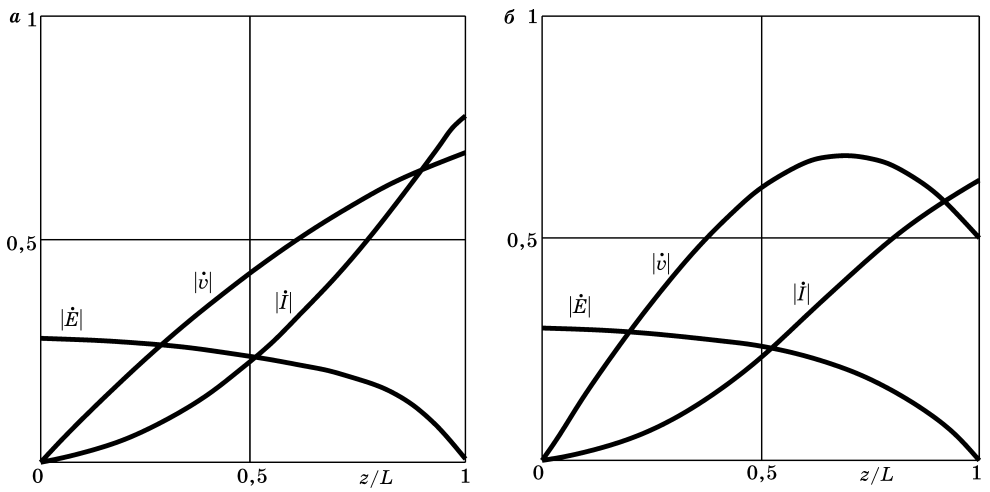


Рис. 7.4.3
Распределение поля, тока и скорости электронов по длине ЛОВ:
а — $q = 0$; *б* — $q = 0{,}5$.

Поскольку рабочая пространственная гармоника обладает дисперсией, т. е. β_0 зависит от частоты, формула (7.4.8) определяет частоту генерации как функцию скорости электронов, т. е. ускоряющего напряжения. Таким образом, ЛОВ обладает электронной настройкой частоты генерации.

На рисунке 7.4.3 показано распределение переменных составляющих электрического поля, тока луча и скорости электронов по длине лампы для различных значений параметра пространственного заряда. Предполагается, что $d = 0$ и отражения от коллекторного конца ЗС отсутствуют. Хотя графики построены по линейной теории для $I_0 = I_{\text{пуск}}$, форма кривых существенно не меняется и при $I_0 \gg I_{\text{пуск}}$. Как видно, у ЛОВ отсутствует участок экспоненциального роста напряженности поля в ЗС, характерный для ЛБВ.

7.4.3. ЭЛЕКТРОННАЯ НАСТРОЙКА ЛОВ

Как отмечено в предыдущем разделе, частота генерации ЛОВ зависит от ускоряющего напряжения. Это свойство ЛОВ называют электронной настройкой. Электронная настройка характеризуется диапазоном электронной настройки, определяемым соотношением

$$\frac{\Delta f}{f_0} = 2\frac{f_{\max} - f_{\min}}{f_{\max} + f_{\min}},$$

где $f_{\min}$ и $f_{\max}$ — минимальная и максимальная частота диапазона настройки, f_0 — средняя частота диапазона. Ширина диапазона электронной настройки ЛОВ может достигать октавы.

Крутизна электронной настройки

$$S_f = \frac{df}{dU_0}$$

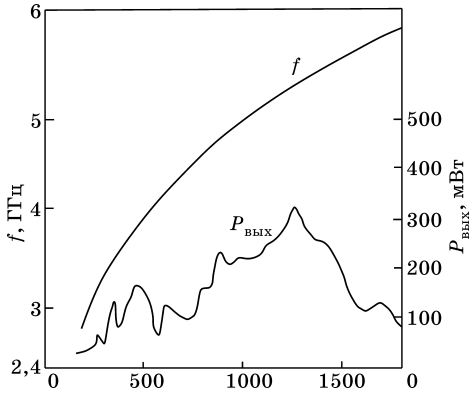


Рис. 7.4.4
Зависимость частоты и мощности ЛОВ от ускоряющего напряжения

определяет скорость изменения частоты при изменении ускоряющего напряжения. Она же определяет стабильность частоты генерации, связанную со стабильностью источника ускоряющего напряжения. В линейном приближении при $d = 0$ из первой формулы (7.4.10) получаем

$$S_f = \frac{f}{2U_0}\frac{1}{1+|v_e|/v_g}.$$

Изменение ускоряющего напряжения сопровождается также нерегулярными изменениями выходной мощности, которые объясняются изменениями условий согласования ЗС с выводом энергии и согласованной нагрузкой, а также изменением основных параметров лампы. Экспериментальная зависимость частоты и выходной мощности ЛОВ от ускоряющего напряжения показана на рисунке 7.4.4.

7.4.4. ЭЛЕКТРОННЫЙ КПД ЛОВ

Анализ зависимости КПД ЛОВ от ее параметров и режима работы возможен только в рамках нелинейной теории ЛОВ. Эта теория строится аналогично нелинейной теории ЛБВ с учетом противоположных направлений фазовой и групповой скоростей в ЗС. Не рассматривая подробно нелинейную теорию ЛОВ, ограничимся рассмотрением физических процессов отбора энергии и приведем несколько полученных с помощью нелинейной теории результатов.

Отметим прежде всего, что, в отличие от ЛБВ, где максимумы переменных составляющих тока и поля совпадают, в ЛОВ ток максимален вблизи коллекторного конца лампы, а поле — в области катодного конца. Поэтому в ЛОВ взаимодействие электронного луча и волны в ЗС менее интенсивное, чем в ЛБВ.

Далее, в ЛБВ для достижения максимального КПД электроны должны двигаться значительно быстрее волны, поэтому значения параметра рассинхронизма b, соответствующие максимальному коэффициенту и максимальному КПД, не совпадают: $b_{\text{opt}\,\eta} > b_{\text{opt}\,\mu}$. В ЛОВ при попытке увеличить b, увеличив ускоряющее напряжение, изменяется частота генерации так, что параметр b остается оптимальным по коэффициенту усиления. Это вторая причина более низкого КПД ЛОВ по сравнению с ЛБВ. Расчеты показывают, что электронный КПД ЛОВ можно оценить по формуле

$$\eta_e \approx 0{,}7 s^2 \frac{\omega_q}{\omega}\left(1 - \frac{I_{\text{пуск}}}{I_0}\right),$$

причем значение $s = |\dot{I}_{\max}|/I_0$ в ЛОВ меньше, чем в ЛБВ вследствие худшего качества группирования. В результате электронный КПД ЛОВ оказывается в 4…5 раз меньше, чем электронный КПД ЛБВ.

Полный КПД ЛОВ равен произведению электронного КПД на КПД электродинамической системы. Типичные значения последнего лежат в диапазоне 0,8...0,9, причем меньшие значения соответствуют приборам миллиметрового диапазона. Полный КПД ЛОВ, как правило, не превышает 10%.

7.4.5. РЕЗОНАНСНЫЕ ЛОВ

Резонансные ЛОВ — приборы, у которых коллекторный конец ЗС короткозамкнут или разомкнут (напомним, что в обычной ЛОВ он согласован). Вывод энергии также делается несогласованным. В результате в ЗС устанавливается волна, близкая к стоячей, и вместо непрерывной дисперсионной характеристики в полосе пропускания ЗС возникает ряд видов колебаний, каждый из которых имеет свою собственную частоту и сдвиг фазы между соседними периодами $\varphi_n = \pi/N_p$, где N_p — число периодов ЗС. Электронный поток взаимодействует с тем видом колебаний, для которого выполняются условия синхронизма $\beta_e D = \varphi_n$. В результате сплошной диапазон изменения частоты распадается на ряд зон генерации, каждая из которых характеризуется своей частотой. Поскольку в каждой зоне частота генерации фиксирована, можно подобрать ускоряющее напряжение для получения параметра рассинхронизма, оптимального по КПД. Кроме того, распределение электрического поля по длине лампы в резонансной ЛОВ более равномерно, чем в обычной ЛОВ, что приводит к более эффективному отбору энергии. В результате КПД резонансной ЛОВ оказывается в несколько раз больше, чем обычной. Однако это достигается потерей главного преимущества ЛОВ — широкого диапазона электронной настройки (узкий диапазон электронной подстройки частоты в пределах каждой зоны генерации сохраняется).

7.4.6. КОНСТРУКЦИЯ И ПАРАМЕТРЫ ЛОВ

Конструкцию ЛОВ и ее параметры во многом определяет тип замедляющей системы. Наиболее часто в ЛОВ применяют ЗС типа «встречные штыри» (рис. 7.4.5*а*) в сочетании с ленточным электронным потоком. В дециметровом диапазоне иногда используют двухзаходную спираль (рис. 7.4.5*б*), в миллиметровом

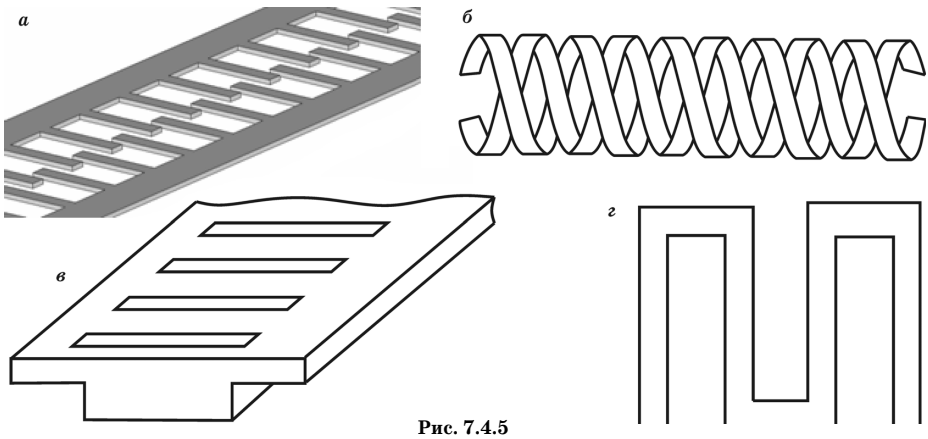


Рис. 7.4.5
Типы ЗС, применяемых в ЛОВ

и субмиллиметровом диапазонах — лестничную ЗС (рис. 7.4.5*в*) и петляющий волновод (рис. 7.4.5*г*). Для транспортировки луча используют внешний соленоид, магнитную фокусирующую систему с постоянными магнитами (МФС) и иногда периодическую электростатическую фокусирующую (ПЭС) систему. ЛОВ с МФС, как правило, имеют пакетированную конструкцию, т. е. магнитная система и корпус лампы конструктивно связаны.

Таблица 7.4.1

Основные параметры	f, ГГц	$\Delta f/f$	$P_{вых}$, мВт	$U_{пит}$, кВ	Тип фокусирующей системы
Дециметровый и сантиметровый диапазоны	0,1...20	5...30	20...50	0,2...2	МФС
Сантиметровый и миллиметровый диапазоны	1...40	20...40	50...1000	0,1...0,8	ПЭС
Миллиметровый диапазон	35...260	15...60	6...40	0,4...1,9	Пакетированные с МФС
Субмиллиметровый диапазон	258...1400	15...60	0,5...10	1...6	Непакетиривованные

Таблица 7.4.2

Диапазон рабочих частот, ГГц	118...178
Выходная мощность, мВт	6...20
Ускоряющее напряжение, В	500...1500
Ток луча, мА	10...20
Общая масса, кг	< 1
Волноводный вывод, мм	0,8×1,6

Таблица 7.4.3

Диапазон рабочих частот, ТГц	1,176...1,4
Выходная мощность, мВт	0,5...2
Ускоряющее напряжение, кВ	1,5...6
Фокусирующее магнитное поле, Тл	1,1

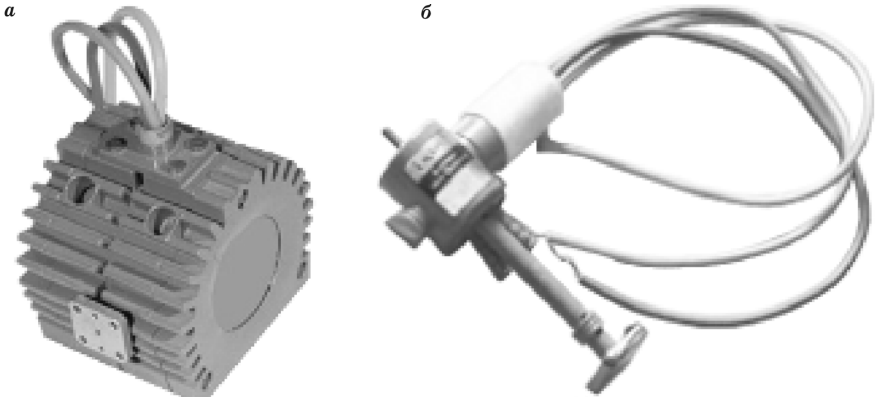


Рис. 7.4.6
Внешний вид ламп обратной волны

ЛОВ применяются в качестве генератора малой мощности с электрической перестройкой частоты. Они выпускаются на весь микроволновый диапазон, начиная с дециметровых и кончая субмиллиметровыми волнами. Лидирующее положение в этой области занимает ЗАО «НПО „Исток“», где были разработаны и выпускаются уникальные ЛОВ субмиллиметрового диапазона. Типичные параметры ЛОВ, выпускаемых этим предприятием, приведены в таблице 7.4.1.

В качестве примера в таблице 7.4.2 приведем параметры пакетированной ЛОВ миллиметрового диапазона (рис. 7.4.6*а*).

Другой пример — ЛОВ терагерцевого диапазона с внешней магнитной системой, также разработанная в ЗАО «НПО „Исток“» (рис. 7.4.6*б*). Параметры этой лампы приведены в таблице 7.4.3.

7.5. ГИБРИДНЫЕ ПРИБОРЫ ТИПА О

7.5.1. ПРЕИМУЩЕСТВА ГИБРИДИЗАЦИИ

Рассмотренные в предыдущих разделах «классические» приборы типа О — усилительные клистроны и ЛБВ — имеют свои достоинства и недостатки. Так, в клистроне используется эффективный механизм группирования и отбора энергии, позволяющий получить большой электронный КПД. Однако ширина полосы частот клистрона ограничена использованием резонатора для отбора энергии. ЛБВ имеет широкую полосу усиливаемых частот, однако характеризуется меньшими значениями выходной мощности и КПД. Приборы с электростатическим управлением отличаются простой конструкцией, отсутствием фокусирующей системы, но имеют ограничения по максимальной рабочей частоте и коэффициенту усиления.

В связи с изложенным возникла идея совместить наиболее эффективные механизмы взаимодействия в одном приборе, избавившись тем самым от ограничений, присущих классическим приборам типа О. В настоящее время предложен и исследован целый ряд таких «гибридных» приборов, однако практическое применение получили только некоторые из них.

7.5.2. ТВИСТРОН

Твистрон был предложен в начале 60-х годов прошлого века работниками фирмы Varian, США. Название прибора (TWYSTRON) складывается из первых букв слов «Travelling Wave» и окончания слова «kl-YSTRON». Твистрон состоит из клистронного группирователя, содержащего несколько резонаторов, и выходной секции ЗС, работающей в режиме бегущей волны (рис. 7.5.1). Катод *1* эмиттирует электроны, которые ускоряются анодом *3* и образуют электронный луч *2*. Усиливаемый сигнал с входного устройства *5* поступает на резонатор *4*, который модулирует электронный поток по скорости. Промежуточный резонатор *6* осуществляет груп-

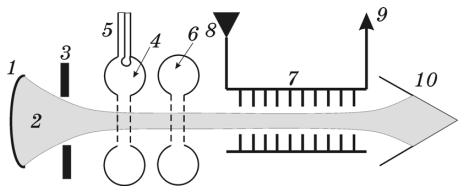


Рис. 7.5.1
Схема твистрона

пирование луча. Сгруппированный луч возбуждает в ЗС *7* волну, скорость которой выбирается несколько меньшей скорости электронов. ЗС нагружена со стороны резонаторов на согласованную нагрузку *8*. Сгустки электронов автоматически оказываются в тормозящем поле волны и отдают ей часть своей энергии, которая выводится в полезную нагрузку устройством вывода энергии *9*. Отработавшие электроны оседают на коллекторе *10*. Поскольку группирователь может быть выполнен достаточно широкополосным, а в системе отбора энергии отсутствуют резонансные элементы, ширина полосы усиливаемых частот твистрона может быть больше, чем у клистрона, и сравнима с полосой частот ЛБВ. КПД твистрона, однако, меньше, чем клистрона, поскольку сгусток перестает отдавать энергию волне, когда его скорость становится меньше скорости волны. В выходном резонаторе клистрона сгустки в идеале могут тормозиться до полной остановки.

В качестве замедляющей системы в твистроне обычно применяется ЦСР. Применение системы связанных резонаторов позволило увеличить ширину полосы рабочих частот до 7...15% от средней частоты; среди приборов СВЧ большой импульсной мощности твистроны является наиболее широкополосным усилительным прибором. Они выпускаются для работы в сантиметровом диапазоне длин радиоволн (от 5 до 10 см), их импульсная мощность 3...8 МВт, коэффициент усиления 35...50 дБ, КПД 35...40% . Основное применение твистроны находят в передатчиках мощных наземных и корабельных радиолокационных станций.

В настоящее время в связи с разработкой многолучевых клистронов с многозазорными резонаторами различие между параметрами клистронов и твистронов сокращается, а поскольку твистроны имеют более сложную конструкцию, выпуск их сокращается.

7.5.3. КЛИСТРОД

История клистрода начинается в 1939 г., когда А. Хайеф (A. V. Haeff) предложил «лампу с индуктивным выходом» (Inductive Output Tube, IOT). Лампа представляет собой триод, у которого на месте анода располагается резонатор. Электронные сгустки, сформированные управляющей сеткой, ускоряются постоянным полем резонатора, на который подается анодное напряжение. Пролетая зазор резонатора, они возбуждают в нем колебания и отдают часть своей энергии. Отработавшие электроны оседают на коллекторе. Таким образом, в лампе Хайефа сочетаются электростатический метод модуляции потока и динамический (клистронный) метод отбора энергии. Поскольку в зазор резонатора электроны попадают уже ускоренными, длина этого зазора может быть сделана достаточно большой. Лампы Хайефа некоторое время выпускались для использования в телевизионных усилителях мощности, однако в 1941 г. их производство прекратилось.

Спустя 43 года про лампу с индуктивным выходом вспомнили и разработали этот прибор заново для мощных ТВ-передатчиков дециметрового диапазона. Его создатели — Д. Х. Прейст и М. Б. Шрейдер из американской фирмы Varian. Прибор, получивший название клистрод (klystrode), состоит из нескольких узлов, которые, с одной стороны, характерны для клистрона, а с другой — для

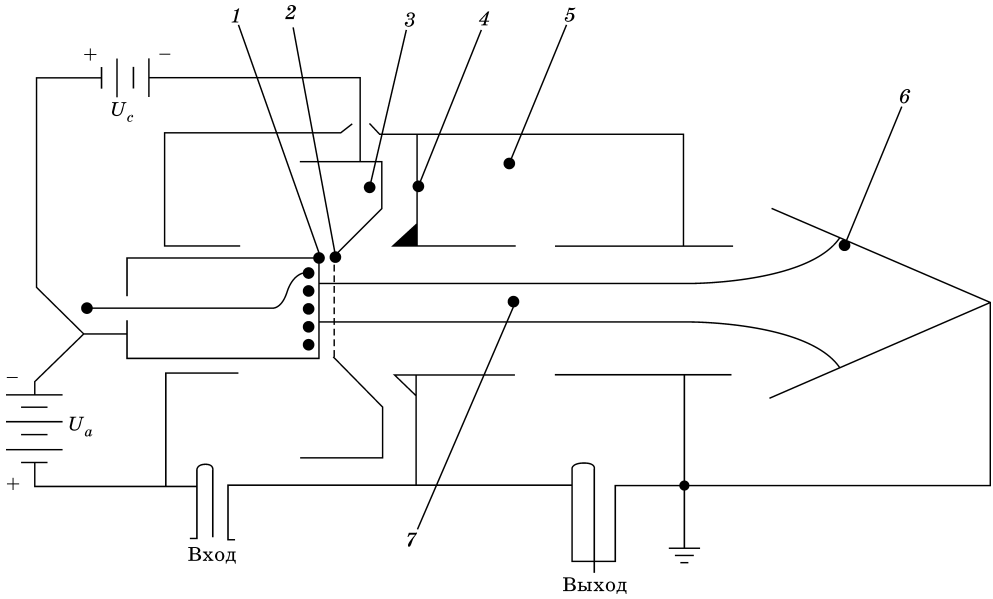


Рис. 7.5.2
Схема клистрода

триода, чем и объясняется название прибора. Схема его показана на рисунке 7.5.2. Катод с подогревателем *1*, управляющая сетка *2* и анод *4* образуют триодную часть прибора. Усиливаемый сигнал подается на входной резонатор *3*, часть оболочки которого образуют катод и сетка. В резонаторе, настроенном на частоту входного сигнала, возникают колебания, что приводит к появлению напряжения на промежутке катод — сетка. На сетку подается также отрицательное относительно катода напряжение смещения U_c. Вышедшие с катода электроны модулируются по плотности переменным напряжением на сетке и ускоряются полем анода *4*.

Модулированный электронный поток *7* проходит через зазор выходного резонатора *5*, возбуждая в нем колебания, так же, как это происходит в выходном резонаторе клистрона. Фаза этих колебаний при настройке выходного резонатора на частоту сигнала автоматически устанавливается так, что электроны отдают свою кинетическую энергию полю резонатора. Отработавшие электроны осаждаются на коллекторе *6*.

Для обеспечения мгновенной полосы 6...9 МГц, требуемой для передачи ТВ-сигнала, отбор энергии в клистроде обычно осуществляется фильтровой системой, состоящей из активного и пассивного резонаторов. В приборе предусмотрены короткие пролетные каналы до и после выходного резонатора, а от расфокусировки электронный пучок удерживается магнитным полем соленоида или постоянных магнитов.

Оценка электронного КПД клистрода. Обычно эти приборы работают в классе В с углом отсечки 90°. Отношение амплитуды первой гармоники конвекционного тока к постоянной составляющей тока в этом режиме $s = |\dot{I}_{k1}| / I_0 = 1{,}57$. Амплитуда переменного напряжения на зазоре выходного резонатора $|\dot{U}_2|$

ограничена эффектом выбрасывания, и ее максимальное значение определяется выражением $M_2|\dot{U}|_{\max} = U_0$, где M_2 — коэффициент взаимодействия выходного резонатора. Отсюда максимальная мощность, отдаваемая электронным потоком полю резонатора:

$$P_{e\max} = 0{,}5|\dot{U}_2||\dot{I}_{k1}| = \frac{0{,}5U_0 s I_0}{M_2}.$$

Мощность источника анодного напряжения $P_0 = U_0 I_0$. Отсюда максимальный электронный КПД

$$\eta_{e\max} = \frac{P_{e\max}}{P_0} = \frac{s}{2M_2}.$$

Подставив в эту формулу значение s и приняв $M_2 = 0{,}9$, получаем максимальный электронный КПД 87%, что существенно выше, чем у клистронов и ЛБВ. Полный КПД клистрода равен произведению электронного КПД на КПД контура. Приняв последний равным 90%, получим общий КПД 78%. Такой высокий КПД обусловлен хорошей формой сгустков, которая обеспечивается электростатическим методом управления, однако этот метод ограничивает предельную рабочую частоту клистродов, которая не превышает 1...1,5 ГГц. К недостаткам клистродов относится также низкий коэффициент усиления, не превышающий 20...22 дБ. Это заставляет использовать в схемах передатчиков мощные предусилители, что увеличивает стоимость аппаратуры.

Конструкция, параметры и области применения клистродов. В настоящее время целый ряд фирм выпускает клистроды, которые используются в основном в телевизионных аналоговых и цифровых передатчиках дециметрового диапазона (470...810 МГц). Преимущества клистродов определяются двумя факторами. Во-первых, амплитудная характеристика клистрода гораздо более линейна, чем клистрона. Эта особенность делает перспективным применение клистродов для передачи цифрового телевидения высокой четкости, где линейность особенно важна.

Во-вторых, поскольку клистроды работают в классе «В», потребляемая ими мощность зависит от уровня сигнала. В обычном же клистроне потребляемая мощность не зависит от уровня сигнала и для поддержания пикового значения выходной мощности должна быть постоянно высокой. Поэтому замена клистронов на клистроды приносит существенную экономию электроэнергии.

Таблица 7.5.1

Тип	Диапазон частот, МГц	Выходная мощность, кВт	Коэффициент усиления, дБ	Анодное напряжение, кВ	Анодный ток, А	Число лучей	Масса, кг	Тип фокусировки
K2D110W	470...815	110	22	34	2,1	1	11,4	Соленоид
Istron	470...810	60	23...24	25	—	18	—	Соленоид

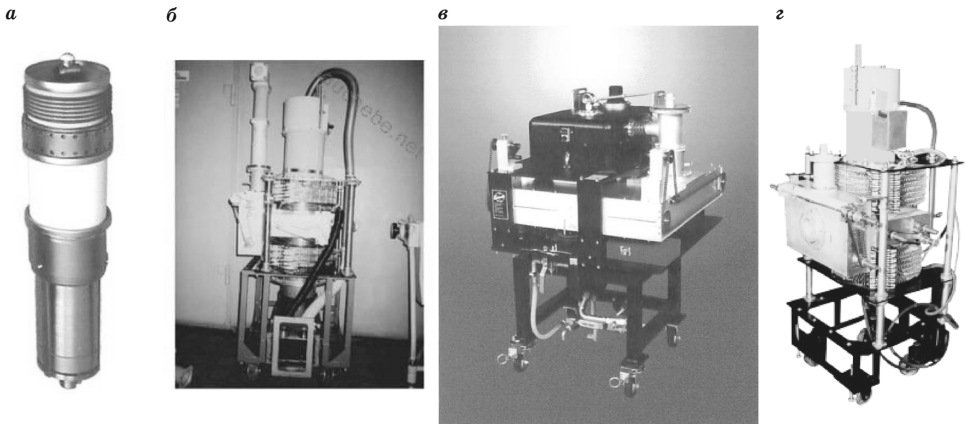


Рис. 7.5.3
Клистроды K2D110W (*а*), Istron (*б*).
Клистроды в аппаратуре передатчиков K2D110W (*в*) и Istron (*г*)

В таблице 7.5.1 приведены параметры двух клистродов — клистрода K2D110W фирмы Eimac и клистрода, разработанного в ЗАО «НПО „Исток“», получившего фирменное название Istron. Это многолучевой (18 лучей) прибор, имеющий пониженное напряжение питания и повышенный коэффициент усиления.

Дальнейшее повышение КПД клистродов возможно за счет применения рекуперации, использования резонаторов, настроенных на вторую гармонику сигнала, перехода в режим работы класса «С».

Указанные в таблице приборы показаны на рисунке 7.5.3*а* и *б* соответственно. Эти же приборы, смонтированные в передатчике, изображены на рисунке 7.5.3*в* и *г*.

7.5.4. ОРОТРОН

Оротрон — автогенератор с линейным электронным пучком. Это один из первых приборов, в которых используется открытый зеркальный резонатор, чем и объясняется его название.

Открытый резонатор благодаря своим большим по сравнению с длиной волны размерам, позволяет оротрону эффективно работать в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн. Авторское свидетельство на оротрон было выдано Ф. С. Русину и Г. Д. Богомолову в 1966 г. Другие, менее употребительные названия этого прибора — генератор дифракционного излучения (ГДИ), ледатрон, электронный прибор с резонаторами Фабри — Перо. Резонатор оротрона (рис. 7.5.4) состоит из плоского *1*

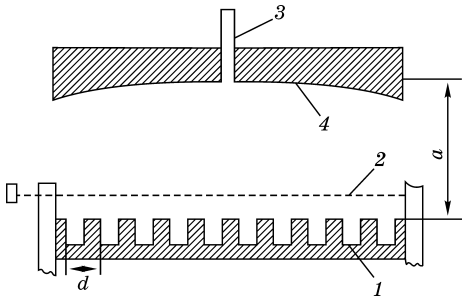


Рис. 7.5.4
Схема оротрона:

1 — плоское зеркало с периодической структурой; *2* — электронный луч; *3* — вывод энергии; *4* — сферическое зеркало.

и сферического *4* зеркал. На поверхности плоского зеркала имеется гребневая периодическая структура, над которой проходит электронный луч *2*. Энергия колебаний выводится с помощью волновода *3*. Наличие в конструкции оротрона периодической структуры, которую можно рассматривать как замедляющую систему, и резонатора позволяет рассматривать его как гибридный прибор типа О, сочетающий в себе элементы взаимодействия, характерные как для ЛБВ, так и для клистрона.

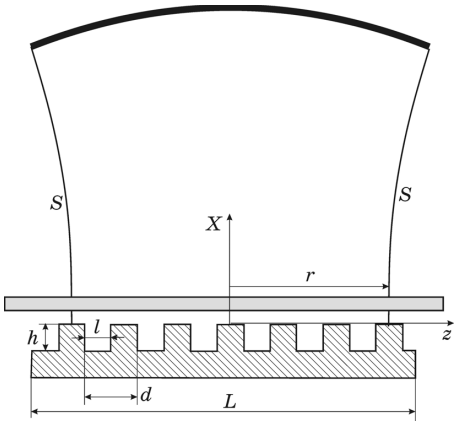


Рис. 7.5.5
Открытый резонатор оротрона

Для анализа работы оротрона предположим, что в его резонаторе установился некоторый вид колебаний, поле которого имеет вид стоячей волны, существующей между зеркалами. По периферии зеркал поле ограничено каустической поверхностью S (рис. 7.5.5). Внутри этой поверхности распределение электрического поля по оси z описывается некоторой функцией $E_z(z)\psi(z)$, где $E_z(z)$ — периодическая функция координаты z, а ψ — медленно меняющаяся функция, определяемая видом колебаний резонатора. Для вида колебаний, имеющего один максимум на плоском зеркале, поле меняется по закону, близкому к гауссовому:

$$\psi(z) = A\exp[-x^2/(2r^2)],$$

где r — «радиус» поля на поверхности плоского зеркала (рис. 7.5.5).

Гребенка на поверхности плоского зеркала искажает картину поля вблизи нее. Считая гребенку бесконечной в направлении оси x, поле вблизи гребенки можно представить в виде разложения по пространственным гармоникам:

$$\dot{E}_z(x,z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \dot{E}_{zm}\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}k_{xm}x}\cos(k_{zm}z), \qquad (7.5.1)$$

где $k = \omega/c = \sqrt{k_{zm}^2 + k_{xm}^2}$, $k_{zm} = 2\pi m/d$, $m = 0, \pm1, \pm2, \ldots$,

$$\dot{E}_{zm} = \int_{-d/2}^{d/2} \dot{E}_z(0,z)\cos(k_{zm}z)dz$$

— амплитуда m-й гармоники. Отсюда

$$k_{xm} = 2\pi\sqrt{\left(\frac{1}{\lambda}\right)^2 - \left(\frac{m}{d}\right)^2},$$

где λ — длина волны в свободном пространстве. Поскольку в оротроне всегда выполняется условие $d \ll \lambda$, поперечное волновое число для всех гармоник чисто мнимое: $k_{zm} = \pm\mathrm{i}\gamma_m$, где γ_m — действительные числа. Подставив это выраже-

ние в формулу (7.5.1) и учитывая, что возмущенное поле исчезает на бесконечности, имеем

$$\dot{E}_z(x,z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \dot{E}_{zm}\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\gamma_m x} \cos(k_{zm} z). \qquad (7.5.2)$$

Из выражения (7.5.1) следует, что каждый член разложения (7.5.1) состоит из двух бегущих в противоположных направлениях пространственных гармоник. Для того чтобы при движении электронов над периодической структурой возникало излучение Смита — Парсела, необходимо, чтобы фазовая скорость гармоники и скорость электронов были примерно одинаковы:

$$v_e = v_{pm} = \frac{\omega}{k_{zm}} = \frac{\omega d}{2\pi |m|}. \qquad (7.5.3)$$

В оротроне обычно используется минус первая пространственная гармоника ($m = -1$), имеющая наибольшую амплитуду и отрицательную дисперсию. Поэтому оротрон похож на ЛОВ. Однако обратная связь в оротроне достигается не только за счет противоположно направленных фазовой и групповой скоростей, но и за счет поля высокодобротного открытого резонатора. Для этого частота излучения должна быть близка к собственной частоте одного из видов колебаний резонатора ω_n, $n = 1, 2, \ldots$. Под действием поля резонатора электроны группируются в сгустки протяженностью порядка $d \ll \lambda$, создающие индуцированное излучение. Таким образом, для возбуждения колебаний в оротроне необходимо выполнение двух условий:

1) условия синхронизма в пространстве (7.5.3);

2) условия синхронизма во времени $\omega \approx \omega_n$.

Как показывает линейная теория оротрона, минимальное значение пускового тока достигается при значении параметра пространственного заряда $q_p = \beta_q L$, близком к нулю, и параметра синхронизма $\Phi_0 = 2(\beta_e - k_{zm})r = -\sqrt{2}$. Для тонкого пучка, проходящего вблизи вершин гребней,

$$I_{\text{пуск}} \approx 3 \frac{\omega_n V}{\beta_e r^3} \frac{N_n}{Q_n |E_{zn}|^2},$$

где V — объем резонатора; $N_n = \int_V \varepsilon_0 |E_n|^2 \, dV$ — норма n-го вида колебаний резонатора; Q_n — его нагруженная добротность.

Расчет КПД оротрона возможен только численными методами на основе нелинейной теории. Практика показывает, что полный КПД оротрона в миллиметровом диапазоне длин волн составляет 15…30%. Для увеличения КПД оротрона можно применять такие же способы, как для ЛБВ и ЛОВ: изохронность, т. е. изменение шага периодической структуры, и рекуперация. Кроме того, используются резонаторы, в которых распределение поля по поверхности плоского зеркала близко к равномерному. Для этого на краях зеркала ставят металлические отражатели. Расчеты показывают, что оптимизация функции распределения поля по зеркалу может повысить КПД оротрона до 58%. Существенное повышение КПД и выходной мощности достигается при использовании

Таблица 7.5.2

f, ГГц	$P_и$, кВт	КПД, %	$Q_н$	U_0, кВ	I_0, А
10	53	35	800	13	11,6
37,5	40	17	2000	19	12
90	1,2	6	5000	20	1

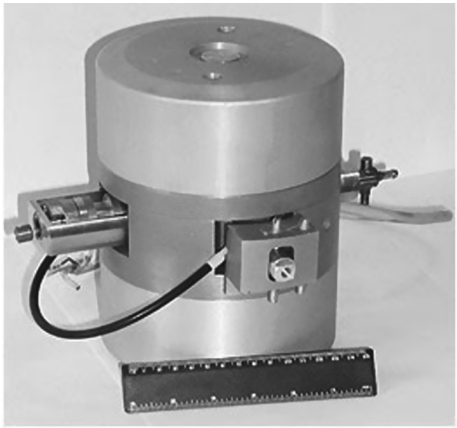


Рис. 7.5.6
Оротрон

двухрядной периодической структуры, в которой электронный пучок проходит не над ней, а в отверстиях гребней.

В таблице 7.5.2 приведены параметры некоторых оротронов, разработанных во Фрязинском филиале института радиотехники и электроники РАН, а на рисунке 7.5.6 — изображение одного из этих приборов.

Предложен ряд модификаций классической конструкции оротрона — оротрон с коаксиальным открытым резонатором, оротрон со скрещенными полями и некоторые другие. Существуют опытные образцы релятивистских оротронов, генерирующие мощности в десятки и сотни мегаватт в сантиметровом диапазоне длин волн.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Опишите основные фазы процесса преобразования энергии в приборах типа О.
2. Перечислите основные узлы двухрезонаторного пролетного клистрона и опишите принцип его действия.
3. Что такое усредненный коэффициент взаимодействия и как он зависит от радиуса пролетного канала и радиуса пучка?
4. Что такое параметр группирования? Чему равно оптимальное значение этого параметра для клистрона-усилителя?
5. Как учитывается продольное расталкивание электронов при анализе процесса группирования?
6. Что такое электронный КПД клистрона и от каких параметров прибора он зависит? Чему равно максимальное значение электронного КПД двухрезонаторного пролетного клистрона?
7. Как определить коэффициент усиления двухрезонаторного пролетного клистрона?
8. Какие вы знаете схемы настройки многорезонаторных клистронов?
9. Чем определяется электронный КПД многорезонаторного клистрона?
10. Чем определяется ширина полосы частот многорезонаторного клистрона?
11. Какие вы знаете способы расширения полосы частот многорезонаторного клистрона?
12. Какие вы знаете другие типы клистронов, кроме пролетных усилительных приборов? Опишите принцип их действия.

13. Опишите историю создания и принцип действия ЛБВ типа О.
14. Запишите дисперсионное уравнение ЛБВ и проведите анализ зависимости его корней от параметров лампы.
15. Чем определяется коэффициент усиления в малосигнальном приближении?
16. Чем определяется электронный КПД ЛБВ?
17. Какие способы повышения КПД ЛБВ вы знаете?
18. Какие типы ЗС используются в ЛБВ? В чем отличие ЛБВ на спирали и ЛБВ на связанных резонаторах?
19. В чем вы видите преимущества гибридных приборов?
20. Опишите конструкцию и принцип действия твистрона.
21. Опишите конструкцию клистрода. В чем его отличия от клистрона?
22. Опишите конструкцию и принцип действия оротрона.

8 ГЛАВА ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ ТИПА М

8.1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПРИБОРОВ ТИПА М

В электронных приборах типа М электроны движутся в скрещенных постоянных во времени электрическом и магнитном полях (существует, конечно, и высокочастотное поле, с которым взаимодействует электронный поток). В отличие от приборов типа О, постоянное магнитное поле в приборах типа М играет существенную роль в процессе взаимодействия электронов с высокочастотным электрическим полем. Эта роль подчеркивается названием приборов, происшедшим от слова «magnetic». В приборах типа М электроны отдают электромагнитному полю не кинетическую, а свою потенциальную энергию. Их кинетическая энергия, а следовательно, и скорость движения, остается в процессе взаимодействия практически постоянной. Эта особенность позволяет сохранять синхронизм между волной и электронами в течение длительного времени и обеспечивает высокий электронный КПД приборов М-типа.

Пространство взаимодействия в приборах М-типа образует замедляющая система, имеющая два изолированных друг от друга проводника, между которыми приложено постоянное напряжение U_0. Ленточный электронный поток распространяется между этими проводниками в магнитном поле, создаваемом внешней магнитной системой и направленном перпендикулярно постоянному электрическому полю, создаваемому напряжением U_0.

Приборы М-типа разделяются на две группы: приборы с замкнутым и незамкнутым электронным потоком. В первой группе поток электронов создается электронной пушкой, вынесенной из пространства взаимодействия. Отработавшие электроны, не попавшие на анод или холодный катод, оседают на специальном коллекторе. Приборы с незамкнутым электронным потоком имеют, как правило, незамкнутую замедляющую систему. К типичным представителям этой группы относятся лампы бегущей и обратной волны типа М, а также их разновидности — дематроны. Приборы этой группы имеют линейную или квазилинейную конструкцию (т. е. свернутую в кольцо с отношением радиуса внутреннего электрода ЗС к радиусу внешнего электрода, близким к единице).

Вторая группа характеризуется замкнутым в кольцо электронным потоком. Электродинамическая система этих приборов может быть как замкнутой, так и незамкнутой. К приборам с замкнутой ЗС относятся автогенераторы — магнетрон и митрон. Незамкнутую ЗС имеет платинотрон и его разновидности. Эта группа приборов имеет цилиндрическую конструкцию, причем эмитирующий электрод (катод) расположен в пространстве взаимодействия.

Механизм взаимодействия в приборах типа М обладает большей эффективностью, чем в приборах О-типа, поэтому приборы М-типа, как правило, имеют более высокий КПД. К числу недостатков этих приборов относится большой уровень собственных шумов, что связано с особенностями движения электронов в скрещенных полях.

8.2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ПОЛЕМ В ПРИБОРАХ ТИПА М

8.2.1. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОСТОЯННЫХ СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ

Рассмотрим движение электрона в электрическом и магнитном полях, направленных перпендикулярно друг другу (в скрещенных полях). На рисунке 8.2.1 показан электрон, движущийся в пространстве между двумя плоскими электродами — катодом и анодом. К электродам подключен источник питания с постоянным напряжением U_a. Источник создает в пространстве между электродами электрическое поле $\mathbf{E} = E\mathbf{e}_x$. Система электродов помещена в постоянное магнитное поле с индукцией $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_y$. Уравнения движения электрона в этих полях имеют вид (релятивистские эффекты не учитываем)

$$m\ddot{x} = -eE - eB\dot{z}, \tag{8.2.1}$$

$$\ddot{y} = 0, \tag{8.2.2}$$

$$m\ddot{z} = eB\dot{x}. \tag{8.2.3}$$

Проинтегрируем уравнение (8.2.3):

$$\dot{z} = \frac{eB}{m}x + C_1. \tag{8.2.4}$$

Пусть в момент времени $t = 0$ электрон имел координаты (x_0, y_0, z_0) и начальную скорость $\mathbf{v}_e(0) = v_{0x}\mathbf{e}_x + v_{0y}\mathbf{e}_y + v_{0z}\mathbf{e}_z$. Тогда

$$C_1 = v_{0z} - \frac{eB}{m}x_0.$$

Следовательно,

$$\dot{z} = \frac{eB}{m}(x - x_0) + v_{0z}. \tag{8.2.5}$$

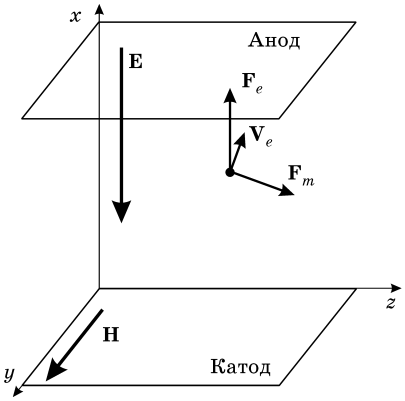


Рис. 8.2.1
Движение электрона в скрещенных полях

Подставим формулу (8.2.5) в (8.2.1):

$$\ddot{x} = -\frac{e}{m}E - \left(\frac{eB}{m}\right)^2 (x - x_0) - \frac{eB}{m}v_{0z},$$

или

$$\frac{d^2(x - x_0)}{dt^2} + \left(\frac{eB}{m}\right)^2 (x - x_0) = -\frac{e}{m}E - \frac{eB}{m}v_{0z}. \qquad (8.2.6)$$

Общее решение неоднородного уравнения (8.2.6) можно найти как сумму общего решения однородного уравнения и частного решения неоднородного уравнения. Общее решение однородного уравнения (8.2.6) (с нулевой правой частью) имеет вид

$$x - x_0 = C_2 \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_c t} + C_3 \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega_c t}, \qquad (8.2.7)$$

где $\omega_c = eB/m$ — циклотронная (ларморовская) частота. Частное решение неоднородного уравнения найдем, положив координату x постоянной: $x - x_0 = C_4$. Тогда

$$C_4 = \frac{1}{\omega_c^2}\left(\frac{e}{m}E - \omega_c v_{0z}\right) = \frac{1}{\omega_c}(v_c - v_{z0}).$$

Таким образом, общее решение неоднородного уравнения (8.2.7) имеет вид

$$x - x_0 = C_2 \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_c t} + C_3 \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega_c t} + \omega_c^{-1}(v_c - v_{0z}). \qquad (8.2.8)$$

Постоянные интегрирования C_2 и C_3 находим из начальных условий. При $t = 0$ $x = x_0$. Отсюда

$$C_2 + C_3 = -\omega_c^{-1}(v_c - v_{0z}), \qquad (8.2.9)$$

где $v_c = E/B$ — так называемая скорость дрейфа. Это название будет объяснено позже.

Продифференцировав (8.2.8) и положив $t = 0$, получим

$$C_2 - C_3 = -\mathrm{i}v_{0x}/\omega_c. \qquad (8.2.10)$$

Уравнения (8.2.9) и (8.2.10) позволяют найти постоянные интегрирования:

$$C_2 = -\frac{1}{2\omega_c}(v_c - v_{0z} + \mathrm{i}v_{0x}),$$

$$C_3 = -\frac{1}{2\omega_c}(v_c - v_{0z} - \mathrm{i}v_{0x}).$$

Подставив эти выражения в (8.2.8), получим общее решение (8.2.6):

$$x - x_0 = \frac{1}{\omega_c}[(v_c - v_{0z})(1 - \cos\omega_c t) - v_{0x}\sin\omega_c t]. \qquad (8.2.11)$$

Подставив это решение в (8.2.5), проинтегрировав полученное выражение и используя начальное условие $z(0) = z_0$, найдем

$$z - z_0 = \frac{E}{B}t - \frac{1}{\omega_c}[(v_c - v_{0z})\sin\omega_c t + v_{0x}(1 - \cos\omega_c t)]. \qquad (8.2.12)$$

Наконец, интегрируя дважды уравнение (8.2.2), найдем

$$y - y_0 = v_{0y}t. \tag{8.2.13}$$

Выражения (8.2.11), (8.2.12) и (8.2.13) описывают движение электрона в скрещенных полях при произвольных начальных условиях. Анализируя полученные решения, отметим прежде всего, что на движение электрона в направлении, перпендикулярном плоскости, в которой лежат скрещенные поля, эти поля влияния не оказывают и электрон в этом направлении движется по инерции. Поэтому в дальнейшем будем считать, что $v_{0y} = y_0 = 0$ и электрон движется в плоскости xOz.

Рассмотрим несколько частных случаев.

1. Электрическое поле отсутствует, $E = 0$. В этом случае из уравнений (8.2.1) и (8.2.3) получаем

$$x - x_c = -r_c\sin(\omega_c t + \varphi_0), \quad z - z_c = r_c\cos(\omega_c t + \varphi_0), \tag{8.2.14}$$

где

$$x_c = x_0 - \frac{v_{z0}}{2\omega_c}, \quad z_c = z_0 + \frac{x_{x0}}{2\omega_c}, \quad r_c = \frac{\sqrt{v_{x0}^2 + v_{z0}^2}}{\omega_c} = \frac{v_0}{\omega_c}, \quad \varphi_0 = \operatorname{arctg}\frac{v_{0x}}{v_{0z}}.$$

Это решение описывает движение электрона по окружности радиуса r_c с координатами центра x_c, z_c с угловой скоростью ω_c и линейной скоростью v_0. Центр окружности при этом остается неподвижным. Электрон вращается по часовой стрелке, если $\omega_c > 0$, и против часовой стрелки, если $\omega_c < 0$. Знак ω_c определяется направлением магнитного поля.

2. На электрон действует постоянное электрическое поле **E**. В этом случае движение электрона описывается уравнениями (8.2.11) и (8.2.12). Это движение можно рассматривать как вращение по окружности радиуса r_c, центр которой движется вдоль оси z с постоянной скоростью v_c. Линейная скорость вращения электрона $v_r = \omega_c r_c$ обычно много больше v_c. Поэтому скорость v_c можно рассматривать как среднюю скорость движения электрона при усреднении по интервалу времени $T \gg 2\pi/\omega_c$. Электрон как бы дрейфует со скоростью v_c вдоль оси z, совершая при этом быстрое вращательное движение. Поэтому скорость v_c называют дрейфовой, а центр окружности, по которой вращается электрон, — ведущим центром.

Радиус окружности, по которой вращается электрон, зависит от начальных условий. Так, если $v_{0x} = 0$, $v_{0z} = v_c$, из (8.2.11) и (8.2.12) следует, что электрон двигается прямолинейно вдоль оси z с дрейфовой скоростью, т. е. радиус $r_c = 0$.

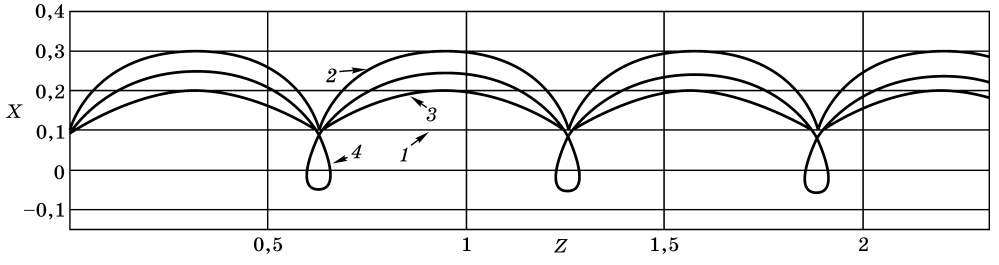


Рис. 8.2.2
Трохоидальные траектории

Если электрон начинает движение с нулевой скоростью ($v_{0x} = v_{0z} = 0$), он будет двигаться по циклоиде. Такое движение совершает точка, находящаяся на спице катящегося без скольжения колеса радиусом r_c. При $v_{0x} = 0$, $v_{0z} = v_c$ точка расположена на оси колеса ($r = 0$) и движется прямолинейно. При $v_{0x} = 0$, $v_{0z} = 0$ точка находится на ободе колеса ($r = r_c$). При $v_{0x} = 0$, $0 < v_{0z} < v_c$ радиус, на котором расположена точка, $0 < r < r_c$, а при $v_{0x} = 0$, $v_{0z} < 0$ точка располагается на радиусе $r > r_c$. Соответствующие траектории показаны на рисунке 8.2.2. По таким же траекториям движутся электроны и в более общем случае, когда $v_{0x} \neq 0$, $v_{0z} \neq 0$. Все эти траектории относятся к трохоидальным кривым (циклоида — частный случай трохоиды). Важно отметить, что центр окружности, по которой вращается электрон, в любом случае движется перпендикулярно направлению напряженности электрического поля, т. е. перпендикулярно силовым линиям этого поля.

8.2.2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С МЕДЛЕННОЙ ВОЛНОЙ

Предположим, что анод на рисунке 6.1.1 выполнен в виде периодической структуры, вдоль которой с фазовой скоростью v_0 распространяется медленная волна электрического типа. Поле этой волны описывается электрическим вектором Герца $\Gamma^e = \Gamma_z \mathbf{e}_z$, удовлетворяющим однородному уравнению

$$\nabla^2 \Gamma_z + k^2 \Gamma_z = 0, \tag{8.2.15}$$

где $k = \omega/c$ — волновое число в свободном пространстве. После решения этого уравнения электрическое поле находится по формуле

$$\mathbf{E} = \nabla(\nabla\Gamma) + k^2\Gamma. \tag{8.2.16}$$

Для решения уравнения (8.2.15) воспользуемся методом разделения переменных, представив искомую функцию в виде произведения двух функций: $\Gamma_z(x, z) = X(x)Z(z)$. Представим волновое число в виде суммы: $k^2 = k_x^2 + \beta_0^2$, где $\beta_0 = \omega/v_0$. Задав граничное условие $\Gamma_z(0, z) = 0$, после несложных выкладок получим

$$\Gamma_z(x, z) = A \operatorname{sh}(\gamma x) \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\beta_0 z}, \tag{8.2.17}$$

где $\gamma = \sqrt{\beta_0^2 - k^2}$. Для больших замедлений $\beta_0 \gg k$, и вторым членом в (8.2.16) можно пренебречь. Введя скалярный потенциал $\Phi = -\nabla\Gamma$, найдем электрическое поле в квазистатическом приближении: $\mathbf{E} = -\nabla\Phi$. Ведущие центры перемещаются перпендикулярно силовым линиям поля, т. е. вдоль эквипотенциальных поверхностей. В соответствии с формулой (8.2.17)

$$\dot{\Phi} = U_m \frac{\operatorname{sh}(\gamma x)}{\operatorname{sh}(\gamma d)} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\beta_0 z}, \tag{8.2.18}$$

где U_m — значение потенциала на поверхности ЗС. Значение потенциала

$$\Phi(x, z) = \operatorname{Re}(\dot{\Phi}) = \operatorname{Re}\{-\mathrm{i}\beta_0 A \operatorname{sh}(\gamma x)[\cos(\beta_0 z) - \mathrm{i}\sin(\beta_0 z)]\} =$$
$$= -U_m \frac{\operatorname{sh}(\gamma x)}{\operatorname{sh}(\gamma d)} \sin(\beta_0 z).$$

Эквипотенциали этой функции показаны на рисунке 8.2.3. Вдоль этих линий и движутся ведущие центры электронных траекторий, образуя так называемые спицы. При этом уравнение движения ведущих центров в двигающейся со скоростью $\mathbf{v} = v_c \mathbf{e}_z$ системе координат, как следует из (8.2.1) и (8.2.3), в квазистатическом приближении принимает вид

$$\frac{\partial \dot{x}}{\partial x} + \frac{\partial \dot{z}'}{\partial z'} = 0,$$

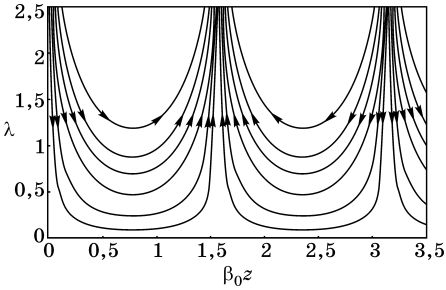


Рис. 8.2.3
Эквипотенциали квазистатического поля в ЛБВМ

где $z' = z - v_c t$. Это уравнение описывает движение несжимаемой жидкости, откуда следует, что плотность ведущих центров в процессе взаимодействия не меняется, следовательно, плотность пространственного заряда остается постоянной.

Рассмотрим более подробно взаимодействие электронов с полем бегущей волны. На рисунке 8.2.4 показаны силовые линии высокочастотного электрического поля. В движущейся вместе с волной системе координат эти линии неподвижны. Показаны также скрещенные постоянные поля $\mathbf{E}_0$ и $\mathbf{B}_0$. Предполагается, что напряженность высокочастотного поля много меньше, чем постоянного поля $\mathbf{E}_0$. В эти поля вводятся электроны, движущиеся по прямолинейным траекториям со скоростью $v_c = E_0/B_0$, которая равна скорости волны.

Электрон *1* находится в поле, поперечная составляющая напряженности которого $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_x$ несколько больше $\mathbf{E}_0$, поэтому он смещается вперед. Продольная скорость электрона *2* остается постоянной, так как поперечная состав-

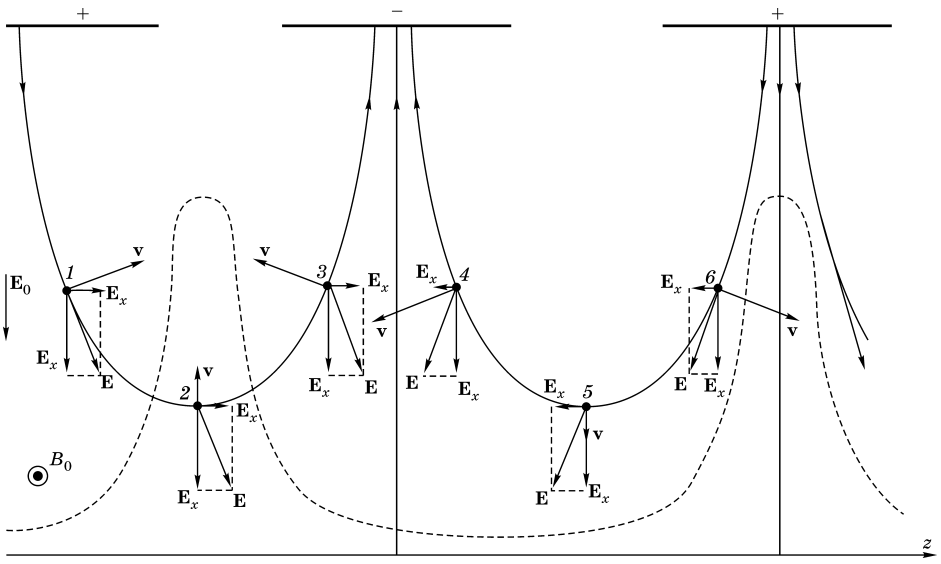


Рис. 8.2.4
Силы, действующие на электроны в пространстве взаимодействия

ляющая поля, в котором он находится, не меняется. Этот электрон в движущейся системе координат остается неподвижным. Продольная скорость электрона *3* уменьшается, так как он находится в поле, поперечная составляющая напряженности которого $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 - \mathbf{E}_x$ меньше, чем $\mathbf{E}_0$. Поэтому он смещается назад. Продольная составляющая электрического поля волны изменяет направление вектора суммарного поля. Так как электроны движутся перпендикулярно этому полю, они получают составляющую скорости, направленную вверх, к аноду. Эти электроны образуют спицу, показанную на рисунке пунктирной линией. Двигаясь по направлению к аноду, электроны в спице теряют свою потенциальную энергию, передавая ее полю волны.

Электроны *4*, *5* и *6*, как видно на рисунке, смещаются вниз, увеличивая свою потенциальную энергию за счет энергии поля. Однако общий баланс энергии оказывается в пользу поля волны по двум причинам. Во-первых, вредные электроны по мере движения к катоду попадают во все более слабое поле волны и их взаимодействие с полем волны становится все слабее, в то время как полезные электроны, поднимаясь к аноду, оказываются во все более сильном поле и эффективность их взаимодействия с волной увеличивается. Во-вторых, так как электронный поток вводится в пространство взаимодействия вблизи катода, вредные электроны быстро попадают на катод, не успевая отобрать у поля заметную часть энергии. Полезные же электроны долго движутся к аноду, передавая полю значительную часть своей энергии. Этот механизм называется сортировкой.

Кроме сортировки, эффективность взаимодействия увеличивается и за счет группировки. Электроны собираются в спицы, расположенные в области максимального тормозящего поля. И хотя плотность пространственного заряда в спице, как будет показано, не увеличивается, увеличивается ее объем, а следовательно, и количество «полезных» электронов.

8.2.3. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПРИБОРАХ ТИПА М

Взаимодействие замедленной волны с электронным потоком качественно рассмотрено в предыдущем разделе. Здесь мы построим приближенную линейную теорию взаимодействия в приборах М-типа, необходимую для количественной оценки роли различных факторов и расчета параметров прибора. В отличие от линейной теории ЛБВО, где предполагалось одномерное движение электронов, в приборах типа М электронный поток в процессе взаимодействия меняет свою форму, образуя спицы. Поэтому теория должна быть, по крайней мере, двухмерной.

Рассмотрим пространство взаимодействия, состоящее из плоских отрицательного электрода (катода) и положительного (анода), находящихся на расстоянии d друг от друга. Считаем, что катод находится под нулевым потенциалом, а к аноду приложено постоянное напряжение U_0. Кроме того, в пространстве взаимодействия существует скрещенное постоянное магнитное поле с индукцией $\mathbf{B}_0$. В пространство взаимодействия вводится поток электронов прямоугольного поперечного сечения площадью $S = h \times l$, движущийся параллельно оси z между плоскостями $x = x_0$ и $x = x_0 + h$, $h \ll x_0$.

Анод выполнен в виде периодической структуры, вдоль которой может распространяться медленная электромагнитная волна. Электрическое поле этой волны найдем, используя выражение для потенциала (8.2.18):

$$\tilde{E}_x = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \gamma U_m \frac{\mathrm{ch}(\gamma x_0)}{\mathrm{sh}(\gamma d)} \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega t - \Gamma z)}, \tag{8.2.19}$$

$$\tilde{E}_z = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} = -\mathrm{i}\Gamma U_m \frac{\mathrm{sh}(\gamma x_0)}{\mathrm{sh}(\gamma d)} \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega t - \Gamma z)}. \tag{8.2.20}$$

Здесь $\Gamma = \beta - \mathrm{i}\alpha$ — постоянная распространения волны с учетом влияния электронного потока. Невозмущенная волна (без электронного потока) имеет постоянную распространения $\Gamma_0 = \beta_0 - \mathrm{i}\alpha_0$.

Уравнения движения электрона в пространстве взаимодействия имеют вид, следующий из выражений (8.2.6) и (8.2.3):

$$\ddot{x} = -\frac{e}{m}(E_0 + \tilde{E}_x) - \omega_c \dot{z}, \tag{8.2.21}$$

$$\ddot{z} = -\frac{e}{m}\tilde{E}_z + \omega_c \dot{x}. \tag{8.2.22}$$

Положим

$$x = x_0 + \tilde{x}, \quad \dot{x} = \tilde{v}_x, \quad z = z_0 + \tilde{z}, \quad \dot{z} = v_c + \tilde{v}_z.$$

В приближении малого сигнала $\tilde{x} \ll x_0$, $\tilde{z} \ll z_0$, $\tilde{v}_z \ll v_c$.

Пусть электрон входит в пространство взаимодействия ($z = 0$) в момент времени $t = t_0$. Тогда

$$t = t_0 + \tau, \quad \frac{d}{dt} = \frac{d}{d\tau}, \quad z_0 = v_c \tau.$$

Подставив в уравнения движения выражения для поля (8.2.19), (8.2.20) и разделив постоянные и переменные величины, получим уравнения для переменных составляющих ускорения:

$$\frac{d^2 x}{d\tau^2} = \Gamma C \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t_0} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega - \Gamma v_c)\tau} - \omega_c \frac{d\tilde{z}}{d\tau}, \tag{8.2.23}$$

$$\frac{d^2 \tilde{z}}{d\tau^2} = -\mathrm{i}\Gamma D \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t_0} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega - \Gamma v_c)\tau} - \omega_c \frac{d\tilde{x}}{d\tau}, \tag{8.2.24}$$

где

$$C = \frac{e}{m} U_m \frac{\mathrm{ch}(\gamma x_0)}{\mathrm{sh}(\gamma d)}, \quad D = \frac{e}{m} U_m \frac{\mathrm{sh}(\gamma x_0)}{\mathrm{sh}(\gamma d)}.$$

Проинтегрируем уравнение (8.2.23):

$$\frac{d\tilde{x}}{d\tau} = -\mathrm{i}\frac{\Gamma C}{\omega - \Gamma v_c} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t_0} \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega t - \Gamma z)\tau} - \omega_c \tilde{z}. \tag{8.2.25}$$

Подставив (8.2.25) в (8.2.24), получим дифференциальное уравнение второго порядка:

$$\frac{d^2 \tilde{z}}{d\tau^2} = -\mathrm{i}\Gamma \left(D + \frac{C\omega_c}{\omega - \Gamma v_c} \right) \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t_0} - \omega_c^2 \tilde{z}.$$

С учетом начальных условий решение этого уравнения имеет вид

$$\tilde{z} = -\frac{\mathrm{i}\Gamma}{\omega^2 - (\omega - \Gamma v_c)^2}\left(D + \frac{C\omega_c}{\omega - \Gamma v_c}\right)\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega t - \Gamma z)}. \qquad (8.2.26)$$

Выполнив аналогичные операции с уравнениями (8.2.24) и (8.2.23), получим

$$\tilde{x} = \frac{\Gamma}{\omega^2 - (\omega - \Gamma v_c)^2}\left(C + \frac{D\omega_c}{\omega - \Gamma v_c}\right)\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega t - \Gamma z)}. \qquad (8.2.27)$$

Скорость электрона находим путем дифференцирования переменных составляющих координат:

$$\tilde{v}_x = \frac{d\tilde{x}}{d\tau} = \mathrm{i}(\omega - \Gamma v_c)\tilde{x}, \quad \tilde{v}_z = \frac{d\tilde{z}}{d\tau} = \mathrm{i}(\omega - \Gamma v_c)\tilde{z}. \qquad (8.2.28)$$

Учитывая, что при больших замедлениях $\gamma = \sqrt{\Gamma^2 - k^2} \approx \Gamma$, и полагая $\alpha \ll \beta$, можно записать

$$\left|\omega - \Gamma v_c\right| \approx \left|\omega - \frac{\omega}{v} v_c\right| \ll \omega_c.$$

Используя это неравенство, из уравнений (8.2.26) и (8.2.27) получим следующие приближенные выражения:

$$\tilde{x} = \frac{U_m}{U_a}\frac{\Gamma d}{\beta_e - \Gamma}\frac{\mathrm{sh}(\beta_0 x)}{\mathrm{sh}(\beta_0 d)}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega t - \Gamma z)}, \qquad (8.2.29)$$

$$\tilde{z} = -\frac{U_m}{U_a}\frac{\mathrm{i}\Gamma d}{\beta_e - \Gamma}\frac{\mathrm{ch}(\beta_0 x)}{\mathrm{sh}(\beta_0 d)}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega t - \Gamma z)}. \qquad (8.2.30)$$

Полученные выражения показывают, как меняется движение электронов под действием поля волны в ЗС. Решим теперь обратную задачу, найдем изменение постоянной распространения волны под действием электронного потока. Продольную составляющую тока пучка можно найти следующим образом:

$$\dot{I} = \rho v_z S - I_0, \qquad (8.2.31)$$

где I_0 — постоянная составляющая тока. Плотность пространственного заряда определяется из уравнения непрерывности:

$$\nabla(\rho \mathbf{v}) = -\frac{\partial \rho}{\partial t}.$$

Учитывая, что $v_{0y} = 0$, $v_{0z} = v_c$, и не учитывая произведения переменных величин как величин второго порядка малости, из уравнения непрерывности получаем

$$v_c \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial x} + \rho_0\left(\frac{\partial \tilde{v}_x}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}_z}{\partial z}\right) = -\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t}. \qquad (8.2.32)$$

Подставив в это уравнение значения скоростей из (8.2.29) и (8.2.30), получим

$$\tilde{\rho} = 0,$$

что подтверждает сделанный ранее вывод о том, что плотность пространственного заряда в процессе взаимодействия остается постоянной. Переменная составляющая тока возникает не за счет изменения плотности заряда, а за счет изменения площади его поперечного сечения.

Комплексная мощность, переносимая волной в отсутствие электронного потока:

$$\bar{P} = P_0 \, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Gamma_0 z}.$$

Мощность волны в присутствии потока запишется аналогичным образом:

$$P = P_0 \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Gamma z}.$$

Изменение передаваемой мощности на участке dz, очевидно, равно мощности взаимодействия электронов с волной на этом участке:

$$dP_e = \frac{d(P - \bar{P})}{dz} dz = -2\mathrm{i}(\Gamma - \Gamma_0) P. \tag{8.2.33}$$

С другой стороны, мощность взаимодействия на участке dz

$$dP_e = -\frac{1}{2} \dot{I} \dot{E}_z^* dz, \tag{8.2.34}$$

где $\dot{I}$ и $\dot{E}_z$ — амплитуды переменных составляющих конвекционного тока и электрического поля.

Приравнивая выражения (8.2.33) и (8.2.34), а также учитывая выражение для сопротивления связи ЗС

$$R_c(x) = \frac{E_z(x) E_z^*(x)}{2\beta_0^2 P},$$

найдем

$$\mathrm{i}(\Gamma - \Gamma_0) = \frac{\beta_0^2 R_c}{E_z(x_0) E_z^*(x_0)} \frac{dP_e}{dz}. \tag{8.2.35}$$

Поскольку площадь сечения потока меняется и поле E_z зависит от координаты x, для вычисления dP_e/dz по формуле (8.2.34) необходимо выполнить интегрирование по x. Учитывая, что плотность заряда в потоке не меняется, $\rho = \rho_0$,

$$\frac{dP_e}{dz} = \frac{l}{2} \int_{x_0 + x_1}^{x_0 + h + x_2} \rho_0 v_z(x) E_z^*(x) dx, \tag{8.2.36}$$

где величины x_1, x_2 определяют отклонение нижней и верхней границы потока от равновесных значений. Для интегрирования следует поставить в (8.2.36) значения координаты $\tilde{x}$ из выражения (8.2.30) и поля E_z из (8.2.20), а также учесть, что $h \ll x_0$, $\tilde{x} \ll x_0$, $v_z = v_c$. Произведя интегрирование и исключив из результата члены второго и более высокого порядка малости, после ряда выкладок получим

$$-(\Gamma - \Gamma_0) = \frac{\beta_0^2 R_c I_0}{U_m} \frac{\beta_0 d \operatorname{cth}(\beta_0 x_0)}{\beta_e - \Gamma} = \frac{\alpha_m^2}{\beta_e - \Gamma}, \tag{8.2.37}$$

где

$$\alpha_m^2 = \frac{\beta_0^2 R_c I_0}{U_a} \beta_0 d \operatorname{cth}(\beta_0 x_0). \qquad (8.2.38)$$

Уравнение (8.2.37) есть квадратное уравнение относительно Г, следовательно, в замедляющей системе с электронным потоком могут распространяться две волны. Для определения постоянных распространения этих волн подставим $\Gamma = \beta - i\alpha$ в уравнение (8.2.37):

$$\beta - \beta_0 - i(\alpha - \alpha_0) = -\frac{(\beta_e - \beta) + i\alpha}{(\beta_e - \beta)^2 + \alpha^2} \alpha_m^2.$$

Разделим действительную и мнимую части этого выражения:

$$(\beta - \beta_0)[\alpha^2 + (\beta_e - \beta)^2] = (\beta_e - \beta)\alpha_m^2, \qquad (8.2.39)$$

$$(\alpha - \alpha_0)[\alpha^2 + (\beta_e - \beta)^2] = \alpha\alpha_m^2. \qquad (8.2.40)$$

При анализе этих уравнений отметим прежде всего, что при $\beta_e = \beta$, т. е. при равенстве скорости электронов и фазовой скорости возмущенной волны, из (8.2.39) следует, что $\beta = \beta_0$. Это означает, что возмущенная волна в этом случае имеет такую же фазовую скорость, что и невозмущенная. Уравнение (8.2.40) при этом принимает вид

$$\alpha^2 - \alpha\alpha_0 = \alpha_m^2,$$

откуда

$$\alpha_{1,2} = \frac{1}{2}\alpha_0 \pm \sqrt{\alpha_m^2 + 0{,}25\alpha_0^2}. \qquad (8.2.41)$$

Из этой формулы следует, что при любом значении постоянной затухания в холодной ЗС всегда существует одна нарастающая волна, для которой $\alpha_1 < 0$, вторая волна при этом затухает ($\alpha_2 > 0$).

При $\beta_e \neq \beta_0$ в системе происходит обмен как активной, так и реактивной мощностью, поэтому скорости возмущенной и невозмущенной волн в ЗС не совпадают. В частности, если пренебречь затуханием в холодной ЗС, т. е. положить $\alpha_0 = 0$, то из уравнения (8.2.40) следует $\alpha^2 + (\beta_e - \beta)^2 = \alpha_m^2$. Подставив это выражение в (8.2.39), найдем

$$\beta = \frac{1}{2}(\beta_e + \beta_0). \qquad (8.2.42)$$

Таким образом, в этом случае постоянные фазы обеих волн одинаковы и равны среднему арифметическому электронной фазовой постоянной и фазовой постоянной невозмущенной волны в ЗС.

Подставив (8.2.42) и $\alpha_0 = 0$ в уравнение (8.2.40), получим

$$\alpha_{1,2} = \mp\alpha_m \sqrt{1 - \left(\frac{\beta_e - \beta_0}{2\alpha_m}\right)^2}. \qquad (8.2.43)$$

Если разница между скоростями волны и электронов велика, $|\beta_e - \beta_0| > \alpha_m$, под корнем оказывается мнимое число, т. е. $\alpha_{1,2} = 0$ и усиление волн отсутствует.

При меньших значениях этой разницы нарастающая волна присутствует независимо от того, больше или меньше скорость электронов скорости невозмущенной волны. Физическое объяснение этому эффекту заключается в том, что электроны передают волне свою потенциальную, а не кинетическую энергию. Зависимость постоянных распространения двух волн от разности постоянных фазы показана на рисунке 8.2.5.

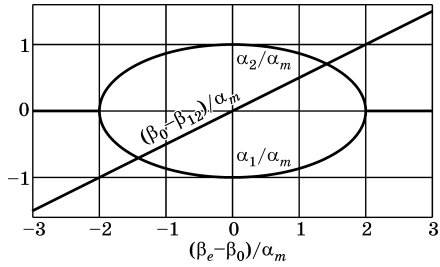


Рис. 8.2.5
Корни характеристического уравнения ЛБВМ

Описанная теория взаимодействия не учитывает влияния объемного заряда, который в приборах типа М играет не такую определяющую роль, как в приборах типа О, поскольку плотность заряда остается постоянной. Тем не менее при большой плотности пространственного заряда его влияние на движение электронов необходимо учитывать. Линейная теория справедлива для всех приборов типа М, однако для многих из них, особенно для автогенераторов, более существенное значение имеет нелинейная теория (теория большого сигнала). Элементы этой теории излагаются при описании конкретных типов приборов.

Индивидуальное излучение электронов в приборах типа М имеет сложный характер. Поскольку усиление происходит и при точном равенстве скоростей волны и электронов, черенковское излучение в данном случае отсутствует или играет второстепенную роль. Тормозное излучение возникает, когда электроны меняют направление движения, образуя спицы (хотя абсолютное значение скорости практически не меняется). Основную роль играет переходное излучение, возникающее при приближении электронов к поверхности анода (замедляющей системы). Это излучение является индуцированным, так как происходит в поле ЗС, созданном самими электронами. Кроме того, электроны, двигаясь по круговым орбитам, создают высокочастотное осцилляторное излучение. Поскольку ЗС прибора не имеет заметного сопротивления связи на частоте этого излучения, оно является спонтанным, вследствие чего имеет очень малую мощность. Это излучение обычно рассматривается как один из видов шумов в приборах типа М.

8.3. ПРИБОРЫ ТИПА М С НЕЗАМКНУТЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

8.3.1. ЛАМПА С БЕГУЩЕЙ ВОЛНОЙ ТИПА М

В 1950 г. группа французских ученых под руководством Р. Варнеке создала ЛБВ типа М. Схема этого прибора показана на рисунке 8.3.1. Электронная пушка, состоящая из катода и управляющего электрода, создает прямолинейный электронный поток. Этот поток входит в пространство взаимодействия между холодным катодом и замедляющей системой, где существуют скрещенные электрическое и магнитное поля E_0, B. На вход ЗС подается усиливаемый сигнал, который возбуждает в ЗС медленную волну. Дрейфовая скорость

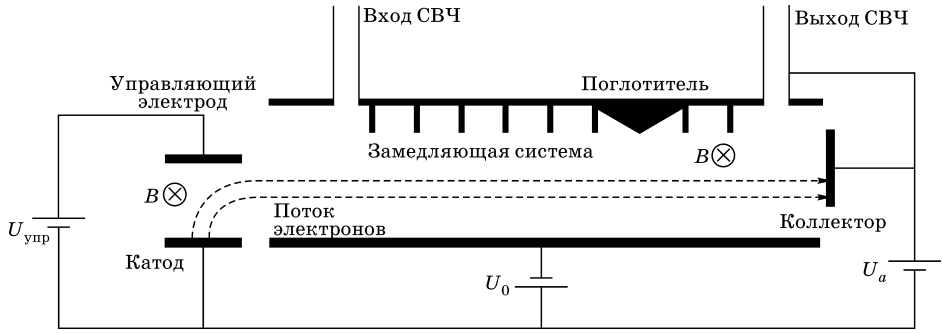


Рис. 8.3.1
Схема ЛБВМ

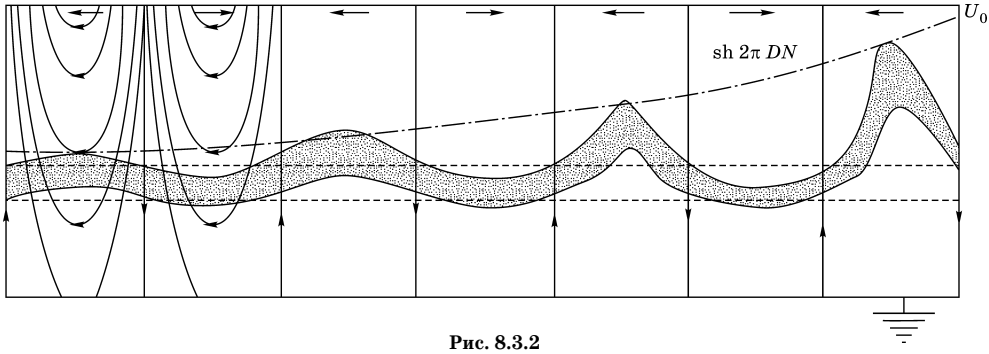


Рис. 8.3.2
Форма электронного потока в ЛБВМ

электронов $v_c = E_0/B$ должна быть равна фазовой скорости рабочей пространственной гармоники в ЗС. Под действием высокочастотного поля электронный поток меняет свою форму, в нем появляются спицы.

Электроны в спицах движутся к поверхности ЗС, отдавая полю свою потенциальную энергию. Амплитуда волны возрастает, что приводит к росту спиц, а это, в свою очередь, увеличивает интенсивность передачи энергии от электронов в спицах электромагнитному полю (рис. 8.3.2). Усиленная волна выводится из лампы с помощью выходного устройства. Отработавшие электроны попадают на коллектор. Сосредоточенный поглотитель необходим для устранения обратной связи, возникающей за счет неидеального согласования входного и выходного устройств.

Линейная теория работы ЛБВМ рассмотрена в предыдущем разделе. Коэффициент усиления в режиме слабого сигнала может быть найден по формуле

$$\mu\,[\text{дБ}] = A + D - 8{,}68\alpha_1 L, \qquad (8.3.1)$$

где L — длина пространства взаимодействия; A — доля входной мощности, приходящейся на нарастающую волну; D — потери усиления за счет сосредоточенного поглотителя. В оптимальном режиме $\beta_e = \beta_0$, $\alpha_1 = -\alpha_m$, $A = -6$ дБ, $D \approx -6$ дБ. В этом случае

$$\mu = -12 + 54{,}5 C_m N, \qquad (8.3.2)$$

где N — число длин волн, укладывающихся на длине ЗС,

$$C_m = \frac{\alpha_m}{\beta_0} = \sqrt{\frac{R_c I_0}{U_a} \beta_0 d \operatorname{cth}(\beta_0 x_0)}$$

— величина, играющая роль параметра усиления.

В реальных приборах коэффициент усиления составляет 20…30 дБ. По этому параметру ЛБВМ уступают лампам с бегущей волной типа О и многорезонаторным клистронам.

Рассмотрим конструкцию основных узлов ЛБВМ. *Электронная пушка* создает электронный поток и вводит его в пространство взаимодействия. Принцип действия пушки и ее конструкция описаны в Приложении П1. *Замедляющая система* в ЛБВМ имеет плоскую конструкцию, необходимую для взаимодействия с ленточным электронным потоком. Она состоит из гладкого электрода (холодного катода) и расположенной параллельно ему периодической структуры. В качестве последней часто используется гребенчатая структура и ее модификации. Электронный поток взаимодействует с рабочей пространственной гармоникой этой структуры. Для гребенки выбирается нулевая пространственная гармоника, имеющая положительную дисперсию и высокое сопротивление связи. В начале и конце ЗС располагаются устройства ввода и вывода энергии, а в ее середине — сосредоточенный поглотитель. *Коллектор* предназначен для сбора отработавших электронов. Кроме того, ЛБВМ имеет магнитную систему, как правило, состоящую из постоянных магнитов и полюсных наконечников. Для уменьшения массы и габаритов магнитной системы ЗС часто сворачивают в кольцо (рис. 8.3.3).

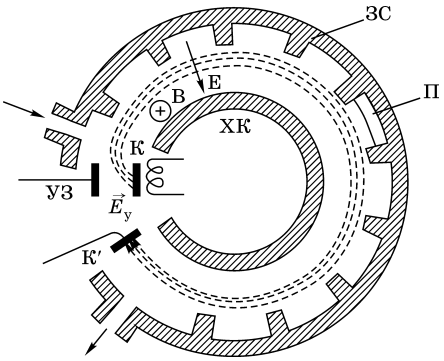


Рис. 8.3.3
Свернутая в кольцо ЛБВМ

Оценим коэффициент полезного действия ЛБВМ, исходя из следующих допущений: электроны вводятся в пространство взаимодействия по оптимальным траекториям и движутся в нем прямолинейно (при отсутствии высокочастотного поля); электронный поток тонкий и проходит на расстоянии x_0 от холодного катода, имеющего нулевой потенциал; все электроны оседают на коллекторе, имеющем потенциал U_0. Начальная энергия электрона при входе в пространство взаимодействия определяется ускоряющим напряжением

$$W_1 = eU_0.$$

В момент оседания на ЗС электрон обладает только кинетической энергией:

$$W_2 = \frac{m}{2} v_c^2 = eU_a = eU_a \frac{x_0}{d}. \qquad (8.3.3)$$

В этом выражении учтено, что скорость поступательного движения электрона определяется эквивалентным постоянным напряжением, т. е. потенциалом в точке влета электрона. Таким образом, в процессе взаимодействия электрон отдает энергию $W_i = W_1 - W_2$. Электронный КПД определим как отношение отданной энергии к той, которой электрон обладал в момент входа в пространство взаимодействия:

$$\eta_e = \frac{W_i}{W_1} = 1 - \frac{W_2}{W_1} = 1 - \frac{x_0}{d}. \qquad (8.3.4)$$

КПД увеличивается при уменьшении расстояния от электронного потока до холодного катода, однако при этом и уменьшается коэффициент усиления лампы, так как сопротивление связи ЗС уменьшается с уменьшением x_0, стремясь к нулю при $x_0 \to 0$.

Напряжение U_a определяет скорость движения электронов, которая должна быть равна фазовой скорости волны в ЗС. Заменив в (8.3.3) v_c на $v_ф$ и подставив результат в (8.3.4), найдем

$$\eta_e = 1 - \frac{mc^2}{2eU_a}\left(\frac{v_ф}{c}\right)^2 = 1 - \frac{25{,}6 \cdot 10^4}{U_a}\left(\frac{1}{n^2}\right),$$

где $n = c/v_ф$ — замедление фазовой скорости рабочей пространственной гармоники. Как видно, с увеличением замедления КПД лампы также увеличивается. Однако при этом необходимо увеличивать магнитную индукцию, так как

$$n = \frac{c}{v_ф} = \frac{\text{с}}{v_c} = \frac{cdB_0}{U_a}.$$

На практике не удается выполнить идеальные условия ввода электронов в пространство взаимодействия, поэтому они, кроме поступательного, совершают еще и вращательное движение. Если электрон ударяется о ЗС на вершине своей циклоидальной траектории, его скорость оказывается в два раза выше поступательной, а энергия в 4 раза выше. Соответственно, формулу (8.3.4) необходимо записать в виде

$$\eta_e = 1 - 4\frac{x_0}{d}.$$

Реально различные электроны потока попадают на анод в разных точках траектории, поэтому электронный КПД прибора необходимо определять по формуле

$$\eta_e = 1 - k\frac{x_0}{d},$$

где коэффициент k принимает значения от 1 до 4. На практике общий КПД ЛБВМ составляет 40…60%. В таблице 8.3.1 приведены параметры некоторых зарубежных ЛБВМ.

Таблица 8.3.1

Тип прибора	Средняя длина волны, см	Выходная мощность, кВт	Ширина полосы частот, %	Коэффициент усиления, дБ	КПД, %	Режим работы
L-3913	3,75	1,5	20	23	30	Непр.
L-4215	15	8000	17	15	60	Имп.

Из таблицы следует, что по КПД и ширине полосы частот ЛБВМ успешно конкурируют с приборами типа О. К достоинствам этих приборов следует также добавить малые питающие напряжения и габариты.

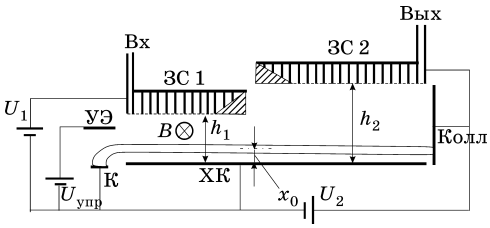


Рис. 8.3.4
Двухкаскадная ЛБВМ

Противоречие между большим коэффициентом усиления и большим КПД можно устранить, изменяя высоту пространства взаимодействия. Обычно используется ступенчатое изменение этого параметра. Схема такого двухкаскадного усилителя показана на рисунке 8.3.4. Первая секция обеспечивает усиление сигнала, так как поток проходит достаточно близко к поверхности ЗС. Она согласована на коллекторном конце. Вторая секция, согласованная на катодном конце, возбуждается сгруппированным в первой секции потоком и обеспечивает большой КПД, поскольку в ней поток проходит максимально близко к холодному катоду. Две секции ЗС не связаны друг с другом, поэтому опасность самовозбуждения прибора отсутствует. Такой двухкаскадный усилитель имеет коэффициент усиления на 20 дБ больше, чем ЛБВ обычной конструкции с сосредоточенным поглотителем.

Дематрон. В 1962 г. Халл (J. F. Hull) с сотрудниками изобрели прибор типа М, который они назвали «дематрон» (DEMATRON — Distributed Emission Magnetron Amplifier + TRON). Дематрон можно рассматривать как разновидность ЛБВМ, у которой часть длины холодного катода покрыта эмиттирующей поверхностью. Обычно для этого используются вторично-эмиссионные покрытия. В отличие от ЛБВМ, в дематронах нет необходимости поддерживать фиксированную фазовую скорость волны в ЗС, так как на длине катода всегда найдутся электроны, вышедшие из катода в нужной фазе поля. Поэтому дематроны имеют широкую мгновенную полосу усиливаемых частот. Однако скорость нарастания волны в дематроне ниже, чем в ЛБВ, и для получения требуемого усиления необходимо использовать более длинное пространство взаимодействия. При подаче на вход дематрона сигнала имеющиеся в пространстве взаимодействия «случайные» электроны под действием поля сигнала возвращаются на катод и выбивают из него вторичные электроны. Если сигнал достаточно сильный, коэффициент вторичной эмиссии для большинства электронов будет больше единицы и в дематроне возникнет электронный поток, который будет отдавать энергию волне. Процесс формирования потока занимает несколько секунд. При выключении входного сигнала электронный поток в течение нескольких секунд рассасывается, и выходная мощность становится равной нулю.

Таким образом, дематрон может управляться входным сигналом, т. е. работать в режиме безмодуляторного питания, что существенно упрощает схему передатчика.

Дематроны используют в РЛС и системах радиоэлектронной борьбы в передатчиках с высокой частотой повторения импульсов. В дециметровом диапазоне выходная мощность дематронов достигает 1 МВт, коэффициент усиления — 10…15 дБ, полоса частот — 10%, КПД — 40…60%.

8.3.2. ЛАМПА С ОБРАТНОЙ ВОЛНОЙ ТИПА М

Лампа обратной волны типа М была создана во Франции Б. Эпштейном в 1952 г. Так как перенос энергии в ЗС осуществляется «назад», т. е. от коллектора к катоду, Эпштейн назвал свою лампу «карсинотрон», от греческого слова «karcinox» — рак, пятящийся назад. В дальнейшем это название иногда стало применяться и для обозначения ЛОВ типа О. По принципу действия ЛОВ типа М не отличается от ЛОВ типа О. В ней также используется пространственная гармоника ЗС с отрицательной дисперсией. Линейная теория взаимодействия, изложенная в разделе 8.2.3, справедлива и для ЛОВМ, однако наличие внутренней обратной связи позволяет использовать этот прибор в качестве автогенератора. В отличие от ЛОВО, лампы обратной волны со скрещенными полями имеют более высокий КПД, что связано с постоянством поступательной скорости электронов в пространстве взаимодействия и более эффективным механизмом отбора энергии, который включает как группирование, так и сортировку электронов. Так же, как и ЛБВМ, лампы обратной волны сворачивают в кольцо для сокращения массы и габаритов магнитной системы. Диапазон электрической перестройки частоты ЛОВМ меньше, чем у аналогичного прибора типа О, так как применяемые в ЛОВМ замедляющие системы имеют более сильную дисперсию.

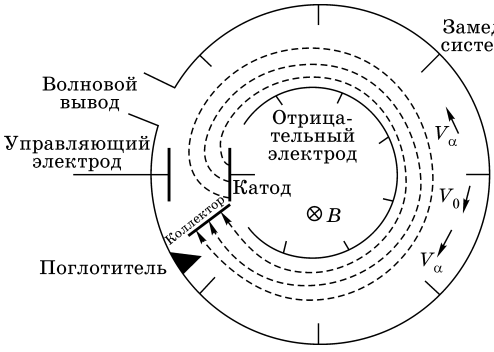


Рис. 8.3.5
Схема лампы обратной волны типа М

Схема ЛОВМ показана на рисунке 8.3.5, параметры некоторых приборов приведены в таблице 8.3.2.

Лампы обратной волны типа М имеют достаточно большие пусковые токи. Для того чтобы ширина спектра гене-

Таблица 8.3.2

Тип прибора	Диапазон частот, ГГц	Выходная мощность, кВт	Анодное напряжение, кВ	Анодный ток, А	КПД, %	Масса, кг
CMA 1241	0,8...1,06	0,9	6	0,6	25	14
L 3724A	2,5...3,55	0,23	5,2	0,35	43	7,3
CMA 1290	15,4...17,7	0,1	4,2	0,3	8	3,7

рируемого сигнала была небольшой, рабочий ток прибора должен в несколько раз превышать пусковое значение, иначе, кроме рабочего, в ЛОВМ возбуждаются паразитные виды колебаний, имеющие другие частоты. Однако в любом режиме шумы этих приборов значительно больше, чем у генераторных приборов типа О.

8.4. ПРИБОРЫ ТИПА М С ЗАМКНУТЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

8.4.1. МНОГОРЕЗОНАТОРНЫЙ МАГНЕТРОН

Электронные микроволновые приборы типа М имеют долгую историю. В 1921 г. была опубликована статья Хэлла (Hall), в которой он описал механизм управления анодным током в цилиндрическом диоде с помощью магнитного поля, перпендикулярного электрическому. Магнитное поле отклоняет электроны, движущиеся от катода к аноду, и при достижении критической величины этого поля электроны перестают попадать на анод и возвращаются обратно к катоду. Анодный ток прекращается. Таким образом, Хэлл описал явление отсечки анодного тока под действием постоянного магнитного поля. Однако прибор Хэлла, названный им *магнетроном*, не генерировал высокочастотные колебания.

В дальнейшем был предложен магнетрон с разрезным анодом, который генерировал колебания в дециметровом и сантиметровом диапазонах. Однако выходная мощность этих приборов и их КПД оставались низкими. Прорыв наступил в 1939 г., когда сотрудники ленинградского НИИ-9 Н. Ф. Алексеев и Е. Д. Маляров создали многорезонаторный магнетрон. В 1940 г. они опубликовали статью, в которой описали многорезонаторный магнетрон с водяным охлаждением, имевший выходную мощность 300 Вт на длине волны 9 см. К сожалению, с началом войны эти работы были прекращены.

Одновременно работы над созданием мощного генератора сантиметровых волн велись в Великобритании. Там эти работы прибрели особую важность, так как для отражения ночных налетов немецкой авиации необходимо было создать самолетные радиолокаторы с большей мощностью и точностью, чем существовавшие в то время. Успех пришел к Х. А. Буту и Дж. Т. Рэднолу (H. A. Boot, J. T. Randall) из Бирмингемского университета, которые в конце 1939 г. создали многорезонаторный магнетрон, способный генерировать колебания мощностью 10 кВт на длине волны 10 см. Эта мощность была на порядок выше, чем у всех имевшихся тогда генераторов. В 1940 г. англичане передали опытный образец магнетрона в лабораторию фирмы Bell в США, где этот прибор усовершенствовали и наладили его массовое производство. Применение магнетрона в самолетных, корабельных и наземных радиолокаторах внесло большой вклад в победу союзников во Второй мировой войне. Недаром командующий тихоокеанскими силами США во время войны генерал Макартур сказал: «Атомная бомба закончила войну, а радар выиграл ее». После войны магнетрон уступил свое место в радиолокационных станциях (РЛС) другим приборам, имеющим лучшее качество генерируемого сигнала, однако он продолжает использоваться

в простых РЛС, а также в микроволновых печах и установках промышленного нагрева.

Многорезонаторный магнетрон имеет очень простую конструкцию. В отличие от рассмотренных ранее приборов типа М, многорезонаторный магнетрон (в дальнейшем просто магнетрон) имеет замкнутую электродинамическую систему и замкнутый электронный поток, причем катод (эмиттер) находится в пространстве взаимодействия. По существу, магнетрон представляет собой цилиндрический диод, помещенный в магнитное поле. Анод этого диода имеет сложную форму, которая и обеспечивает взаимодействие высокочастотного электромагнитного поля с электронным потоком.

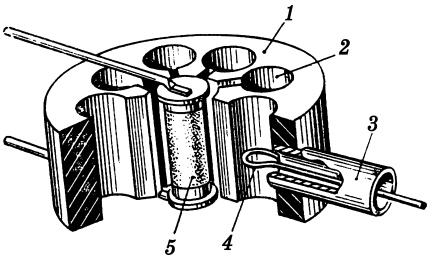


Рис. 8.4.1
Схема устройства магнетрона

Конструкция многорезонаторного магнетрона схематически изображена на рисунке 8.4.1. Она включает термокатод *5* и анодный блок *1*, выполненный в виде массивного медного цилиндра с полостями *2*. Полости играют роль объемных резонаторов, в которых концентрируется электромагнитное поле. Индуктивная петля *4*, размещенная в одном из резонаторов, и коаксиальная линия *5* служат для вывода высокочастотной энергии. На рисунке видны также держатели катода, изолированные от анодного блока. Верхняя и нижняя крышки, закрывающие торцы анодного блока и герметизирующие внутренний объем магнетрона, а также магнитная система, создающая магнитное поле, направленное по оси магнетрона, не показаны.

Статический режим работы магнетрона. Рассмотрим движение электронов в магнетроне в отсутствие высокочастотного поля. Обычно отношение радиуса анода r_a к радиусу катода r_k не слишком велико, и в первом приближении цилиндрическую конструкцию можно рассматривать как плоскую с расстоянием между анодом и катодом $d = r_a - r_k$. В этом случае можно использовать все результаты, полученные в разделе 8.2.1. Поскольку можно считать, что электроны выходят из катода с нулевыми скоростями, в скрещенных полях они движутся по циклоидам с радиусом $r_c = v_c/\omega_c$. Если этот радиус меньше $d/2$, электроны не достигают анода и возвращаются обратно на катод. Анодный ток при этом равен нулю. Значение магнитной индукции B_c, при котором $2r_c = d$, называют критическим, а прекращение анодного тока при $B > B_c$ называют явлением отсечки. Так как $r_c = v_c/\omega_c$, а $\omega_c = eB/m$, для критической индукции получаем формулу

$$B_c = \frac{1}{d}\sqrt{\frac{2m}{e}U_a}. \qquad (8.4.1)$$

В цилиндрическом магнетроне траектории электронов имеют форму кардиоид, а критическое значение магнитной индукции определяется формулой

$$B_c = \frac{\sqrt{8mU_a/e}}{r_a(1-r_k^2/r_a^2)}. \qquad (8.4.2)$$

При $r_a/r_k \approx 1$ эта формула совпадает с (8.4.1). Доказано, что выражения (8.4.1) и (8.4.2) являются строгими, несмотря на то, что при их выводе не был учтен пространственный заряд.

На рисунке 8.4.2 показаны траектории электронов в магнетроне при различных значениях индукции магнитного поля. Траектория *1* соответствует отсутствию магнитного поля. Электроны летят по прямым линям от катода к аноду. При появлении магнитного поля траектории электронов искривляются, однако они все еще достигают анода (траектории *2* и *3*). Траектория *4* соответствует критическому значению индукции магнитного поля. Электрон касается анода в вершине кривой. Траектории *5* соответствуют магнитной индукции, большей критической. Электроны не попадают на анод, анодный ток равен нулю. Это режим отсечки анодного тока.

На рисунке 8.4.3*а* показана зависимость анодного тока магнетрона от индукции магнитного поля, а на рисунке 8.4.3*б* — зависимость критического анодного напряжения от критической индукции, построенная по формуле (8.4.2) (парабола критического режима). Эта парабола отделяет область, где все электроны, эмитированные катодом, попадают на анод, от области отсечки, где анодный ток отсутствует.

В режиме отсечки при отсутствии высокочастотного поля электроны не долетают до анода и образуют вокруг катода электронную «втулку». Внешний радиус этой втулки может быть найден из баланса кинетической и потенциальной энергии электрона на границе втулки:

$$\frac{1}{2} m r^2 \omega_e^2 = eU_1,$$

где ω_e — угловая скорость электрона; U_1 — потенциал на границе втулки. Отсюда после ряда промежуточных вычислений находим радиус втулки:

$$r_h = \frac{r_k}{\sqrt[4]{1 - 4m\omega_n/(enB)}}. \qquad (8.4.3)$$

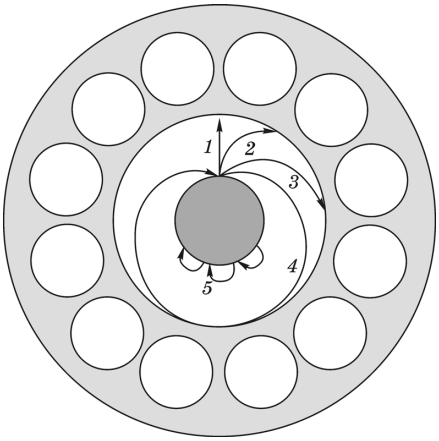


Рис. 8.4.2
Траектории электронов в статическом режиме магнетрона

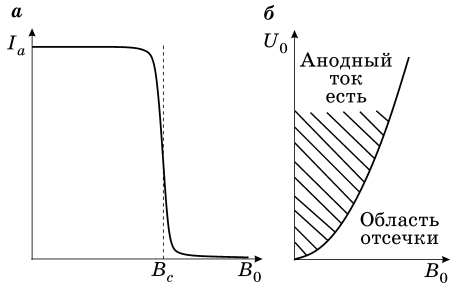


Рис. 8.4.3
Зависимость анодного тока магнетрона от индукции магнитного поля (*а*). Парабола критического режима (*б*)

Электродинамическая система магнетрона, не принимая во внимание вывод энергии, является периодической структурой, в которой могут распространяться медленные волны. Дисперсионная характеристика этой структуры определяется ее конфигурацией. В магнетронах используется гребенчатая ЗС с пазами различной формы. К наиболее распространенным относятся пазы типа щель — отверстие (рис. 8.4.4*а*), щелевые (рис. 8.4.4*б*), секторные (рис. 8.4.4*в*). На рисунке 8.4.4*г* показана разнорезонаторная структура, в которой резонаторы разных размеров чередуются. В таких системах возможно использование разных типов пазов, например щель — отверстие и щелевые. На частотах менее 10 ГГц чаще всего применяются пазы типа щель — отверстие или секторные. На более высоких частотах используются щелевые пазы.

Каждый паз можно рассматривать как объемный резонатор. Эти резонаторы связаны общими магнитным и электрическим полями. Поэтому в электродинамической системе магнетрона могут распространяться бегущие волны. Типичная дисперсионная характеристика этих волн показана на рисунке 8.4.5. Волна основного типа имеет прямую дисперсию, что характерно для гребенчатых ЗС.

Поскольку ЗС замкнута, она образует кольцевой резонатор, в котором наблюдаются резонансы, когда на длине кольца укладывается целое число длин волн. Считая длину кольца по среднему радиусу пространства взаимодействия, это условие запишется в виде

$$NL = n\lambda_g, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots,$$

где L — период ЗС; N — число периодов. Введя сдвиг фазы на период $\varphi = 2\pi L/\lambda_g$, условие резонанса можно записать в виде

$$\varphi_n = \frac{2\pi n}{N}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots \qquad (8.4.4)$$

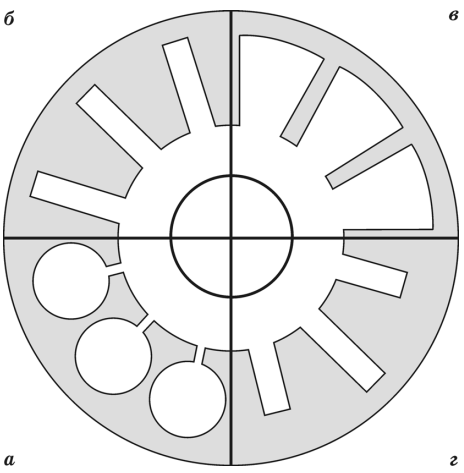


Рис. 8.4.4
Формы резонаторов магнетрона

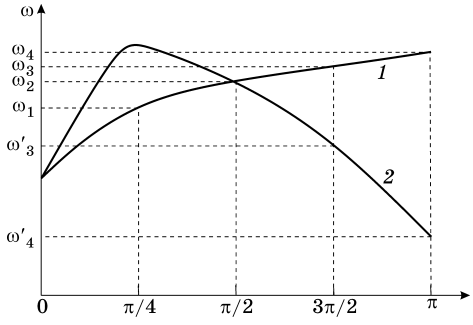


Рис. 8.4.5
Дисперсионная характеристика ЗС магнетрона:
1 — без связок; *2* — со связками.

В идеальном резонаторе сдвиги фазы φ_n и $\varphi_{N/2+n}$ физически эквивалентны, так как соответствуют волнам, распространяющимся с одной и той же фазовой скоростью в противоположных направлениях. Поэтому в кольцевом резонаторе может существовать $[N/2]+1$ различных видов колебаний для волны одного и того же типа (квадратными скобками обозначена целая часть числа $N/2$), причем все виды, кроме видов с $n=0$ и $n=N/2$ (при четном N) вырождены. В реальной системе существует вывод энергии, поэтому вырождение снимается и собственные частоты вырожденных видов колебаний расщепляются, что может приводить к перескокам частоты генерации прибора. Поэтому в качестве рабочего используют невырожденные виды колебаний.

На виде колебаний $n=0$ во всех периодах колебания происходят в одной и той же фазе. Этот вид колебаний принято называть нулевым. Если в кольце четное число периодов, на виде колебаний $n=N/2$ колебания в соседних периодах происходят в противофазе. Этот вид колебаний называют π-видом, и именно этот вид используется в качестве рабочего вида колебаний в магнетроне. Поэтому в колебательной системе магнетрона всегда четное число периодов. Структура высокочастотного поля π-вида колебаний показана на рисунке 8.4.6. В квазистатическом приближении можно считать, что данный сегмент анодного блока заряжен положительно, а соседние сегменты — отрицательно.

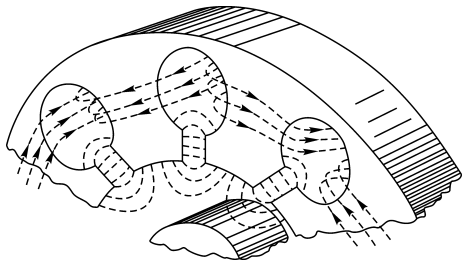


Рис. 8.4.6
Структура электромагнитного поля π-вида колебаний

Важное значение для стабильной работы магнетрона имеет разделение частот рабочего и ближайшего к нему по частоте видов колебаний, которое определяется по формуле

$$\delta f = \left| \frac{f_{\text{раб}} - f_{\text{сос}}}{f_{\text{раб}}} \right|.$$

По причинам, которые будут ясны из дальнейшего изложения, для устойчивой работы магнетрона необходимо, чтобы разделение частот между рабочим π-видом колебаний и соседним видом было достаточно велико (обычно не менее 10%). В обычной колебательной системе гребенчатого типа или типа щель — отверстие такое разделение при числе периодов $N \geq 8$ получить невозможно (рис. 8.4.5, кривая *1*). В этом, в частности, была причина неустойчивой работы первых магнетронов.

В современных магнетронах необходимое разделение частот достигается несколькими способами. Исторически первым способом, предложенным еще в 1941 г., было использование металлических проводников (связок), соединяющих сегменты анодного блока через один. Связки (straps) могут располагаться с одной стороны или с обеих сторон анодного блока, быть одинарными или двойными. На рисунке 8.4.7 показан анодный блок с двойными двухсторонними связками. Связки образуют емкость с сегментом, над которым они проходят, и индуктивность, возникающую за счет токов, протекающих по связке.

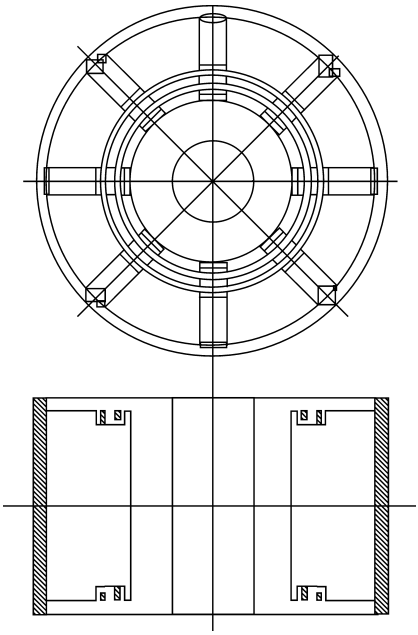


Рис. 8.4.7
Анодный блок магнетрона с двойными двухсторонними связками

Эти емкости и индуктивности подключаются параллельно эквивалентным емкости и индуктивности паза (резонатора).

На нулевом виде колебаний все сегменты анодного блока имеют одинаковый потенциал, поэтому ток по связкам не протекает и эквивалентная индуктивность связок равна нулю. Разность потенциалов между связкой и расположенным под ней сегментом равна нулю, поэтому эквивалентная емкость связок равна нулю. Отсюда следует, что частота нулевого вида колебаний при введении связок практически не изменяется.

На π-виде колебаний связки соединяют сегменты с одинаковым потенциалом, ток по связкам не идет, их эквивалентная индуктивность равна нулю. Однако связка проходит над сегментами, имеющими противоположный знак потенциала, между этими сегментами и связкой возникает емкость, которая складывается с емкостью пазов. В результате резонансная частота π-вида уменьшается. На других видах колебаний включаются как емкость, так и индуктивность связок, поэтому их резонансные частоты могут как увеличиваться, так и уменьшаться. В результате дисперсионная характеристика приобретает вид, показанный на рисунке 8.4.5, кривая *2*. Как видно, ДХ анодного блока со связками имеет отрицательную дисперсию, а разделение частот π-вида и соседнего существенно увеличивается по сравнению с системой без связок. В коротких анодных блоках с двойными двухсторонними связками разделение частот может доходить до 60%. Это значение уменьшается по мере увеличения высоты анодного блока. Кроме того, связки вносят дополнительные потери в электродинамическую систему резонатора, уменьшая ее добротность. Изготовление анодных блоков со связками для частот более 10 ГГц сопряжено со значительными технологическими трудностями из-за малых размеров связок.

Другой способ разделения частот основан на использовании пазов разных размеров или формы — разнорезонаторных анодных блоков. Наиболее широко применяется конструкция со щелевыми пазами, показанная на рисунке 8.4.4*г*, получившая название «восходящее солнце» (rising sun). Сумма длин большого и малого резонатора в таком блоке должна быть приблизительно равна половине длины волны рабочего вида колебаний. На дисперсионной характеристике такой ЗС наблюдается скачок, причем частота π-вида колебаний расположена посередине этого скачка, тем самым увеличивая разделение частот. На рисунке 8.4.8 показана дисперсионная характеристика разнорезонаторного блока, содержащего 18 резонаторов. Разнорезонаторные блоки широко применяются

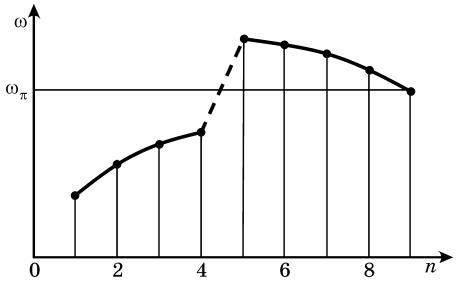


Рис. 8.4.8
Дисперсионная характеристика разнорезонаторного блока

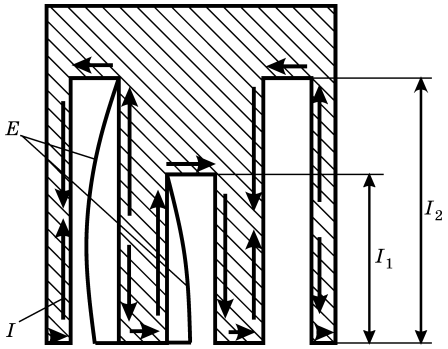


Рис. 8.4.9
Возбуждение нулевого вида колебаний в разнорезонаторном блоке

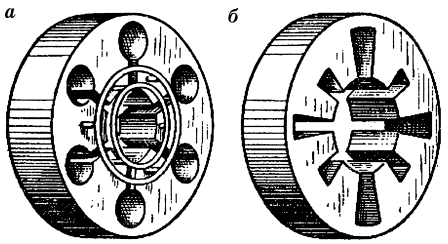


Рис. 8.4.10
Анодные блоки магнетрона с двойными связками (*а*) и типа «восходящее солнце» (*б*)

в магнетронах, работающих на частотах более 10 ГГц. Их недостатком является уменьшение напряженности высокочастотного поля в пространстве взаимодействия, так как максимум поля смещается внутрь большого резонатора. Кроме того, в разнорезонаторном блоке наряду с рабочим возбуждается нулевой вид колебаний, интенсивность которого увеличивается по мере увеличения отношения длин большого и малого резонаторов. Причина этого состоит в том, что в разнорезонаторном блоке на π-виде колебаний по поверхности всех сегментов резонатора протекает ток в одном и том же направлении (рис. 8.4.9). Поле этого вида колебаний ухудшает структуру поля рабочего вида колебаний и снижает КПД магнетрона. Отношение длин большого и малого резонаторов выбирают в пределах 1,8...2, что обеспечивает разделение частот до 10%.

На рисунке 8.4.10 показаны анодные блок магнетрона с резонаторами типа щель — отверстие и двойными связками (*а*) и разнорезонаторный блок со щелевыми резонаторами (*б*).

Условия самовозбуждения. Аксиальная конструкция магнетрона и находящийся в пространстве взаимодействия катод усложняют механизм взаимодействия электронов с волной по сравнению с ЛБВМ и ЛОВМ. В частности, поскольку постоянное электрическое поле анода неоднородно и уменьшается от катода к аноду, условия синхронизма не могут быть выполнены во всем пространстве взаимодействия. Обычно анодное напряжение выбирается таким образом, чтобы синхронизм обеспечивался на среднем радиусе пространства взаимодействия. Средняя фазовая скорость основной (нулевой) пространственной гармоники:

$$v_{\text{ф}} = \frac{r_a + r_k}{2}\frac{\omega}{n},$$

где n — номер вида колебаний. Приравняв эту скорость к скорости движения ведущего центра, получим

$$U_a = \frac{\omega_n (r_a^2 - r_k^2)}{2n} B. \qquad (8.4.5)$$

Это уравнение на плоскости (B_0, U_0) определяет прямую, на которой для данного вида колебаний и магнитной индукции выполняются условия синхронизма. Ниже этой прямой синхронизм между движением волны и электронов отсутствует и самовозбуждение невозможно. Выше этой прямой возможно самовозбуждение прибора и появление анодного тока. Поэтому говорят, что уравнение (8.4.5) определяет пороговую прямую. Наклон этой прямой зависит от вида колебаний. На рисунке 8.4.11*а* показаны пороговые прямые для разных видов колебаний 8-резонаторного магнетрона и парабола критического режима. Генерация на данном виде колебаний возможна выше пороговой прямой, но ниже параболы критического режима. Наименьшее напряжение при данном магнитном поле требуется для возбуждения π-вида колебаний, поэтому он возбуждается первым при подаче импульса анодного напряжения и подавляет другие виды колебаний.

Более точный вывод уравнения пороговой прямой основан на анализе сил, действующих на электрон в пространстве взаимодействия. Это электрическая сила, центробежная сила и магнитная сила. Первые две силы направлены от катода к аноду, а третья — от анода к катоду. Чтобы электрон достиг анода, необходимо, чтобы работа, совершаемая электрической и центробежной силами, была не меньше, чем работа, совершаемая магнитной силой. Отсюда получаем уравнение Хартри для пороговых прямых:

$$U_a = \frac{\omega_n (r_a^2 - r_k^2)}{2n} B - \frac{m}{2e}\left(\frac{\omega_n r_a}{n}\right)^2, \qquad (8.4.6)$$

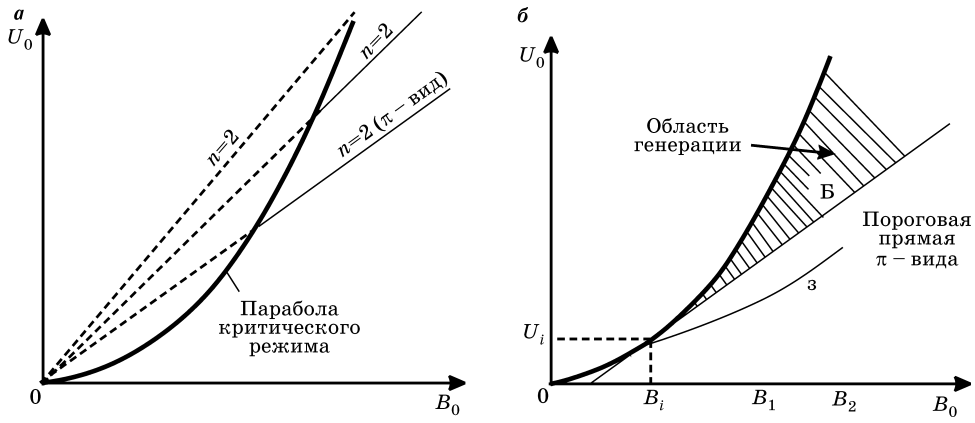


Рис. 8.4.11
Пороговые прямые (*а*) и линия Хартри для π-вида колебаний (*б*)

которые называют линиями Хартри. Линия Хартри для π-вида колебаний показана на рисунке 8.4.11*б*. Она касается параболы критического режима в точке

$$U_{\min} = \frac{m r_a^2}{e} \frac{\omega_{N/2}^2}{N}, \quad B_{\min} = \frac{2m r_a^2}{e} \frac{\omega_n}{n(r_a^2 - r_k^2)}.$$

При напряжении $U_{\min}$ для электронов, двигающихся вблизи анода параллельно его поверхности, выполняются условия синхронизма с полем волны.

Как видно, линии Хартри лежат ниже пороговых прямых, определяемых приближенным уравнением (8.4.5). Область генерации магнетрона лежит между линией Хартри и параболой критического режима (заштрихована на рисунке 8.4.12*б*).

Для обеспечения синхронизма во всем пространстве взаимодействия постоянное электрическое поле должно линейно возрастать от катода к аноду: $E_0 = 2\pi f_n r B/n$. Однако реально поле зависит от радиуса как $E_0 = A/r$, как в коаксиальном конденсаторе, что не удовлетворяет условию синхронизма. Необходимое распределение электрического поля может быть реализовано только с учетом высокочастотного поля, радиальная компонента которого возрастает по экспоненте по мере приближения к аноду.

В момент начала генерации амплитуда высокочастотного поля равна нулю, поэтому минимальное анодное напряжение, обеспечивающее синхронизм электронам, находящимся на поверхности втулки, должно определяться исходя из радиуса втулки. Учитывая (8.4.3), можно получить выражение

$$U_{0\min} = \frac{\omega_n}{n} B r_h^2 \ln\frac{r_a}{r_h} + \frac{e}{8m} B^2 r_h^2 \left(1 - \frac{r_k^2}{r_h^2}\right)^2. \qquad (8.4.7)$$

Зависимость $U_{0\min}(B_0)$ также показана на рисунке 8.4.11*б* (кривая *3*). Эта кривая проходит через точку касания параболы и линии Хартри, а затем располагается ниже этой прямой. Можно сделать вывод, что условия самовозбуждения облегчаются под влиянием пространственного заряда втулки. В реальных магнетронах самовозбуждение происходит в точках, расположенных между линией Хартри и кривой *3*. Уравнения (8.4.6) или (8.4.7) определяют *фазовые условия* самовозбуждения магнетрона.

Амплитудные условия самовозбуждения определяются равенством

$$G_e + G_l = 0,$$

где G_e — активная составляющая полной электронной проводимости $Y_e = G_e + \mathrm{i}B_e = \dot{I}_{\text{н}}/\dot{U}_m$, $\dot{I}_{\text{н}}$ — комплексная амплитуда наведенного тока, $\dot{U}_m$ — амплитуда напряжения на эквивалентном колебательном контуре. Амплитуда наведенного тока может быть вычислена по теореме Шокли — Рамо:

$$I_{\text{н}} = n l_a \int_{r_{\text{вт}}}^{r_a} \int_{\theta_{\text{л}}}^{\theta_{\text{п}}} \rho(E_{1\varphi} v_\varphi + E_{1r} v_r) r dr d\varphi, \qquad (8.4.8)$$

где l_a — длина анода, $\theta_{\text{л}}(r)$, $\theta_{\text{п}}(r)$ — углы, определяющие левую и правую границы спицы. Форма границ электронной спицы зависит от амплитуды $\dot{U}_m$, анод-

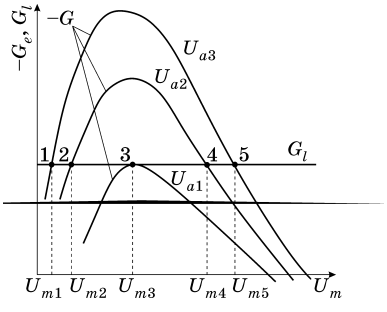


Рис. 8.4.12
Зависимость активной составляющей электронной проводимости от амплитуды напряжения

ного напряжения U_0 и индукции магнитного поля B_0. Численное моделирование процессов взаимодействия позволяет вычислить интеграл (8.4.8) для заданного U_m и найти электронную проводимость. Типичные зависимости электронной проводимости магнетрона от амплитуды напряжения при различных напряжениях анода показаны на рисунке 8.4.12. Такие немонотонные зависимости типичны для генераторов с жестким самовозбуждением. На этом же рисунке нанесена прямая $G_l = \text{const}$.

По мере увеличения анодного напряжения сначала условия самовозбуждения выполняются в точке *3*. Однако необходимая для этого амплитуда напряжения U_{m3} слишком велика для того, чтобы из хаотических шумоподобных колебаний возникли когерентные колебания. При дальнейшем увеличении анодного напряжения до значений U_{a2} и U_{a3} пороговая амплитуда снижается до значений соответственно U_{m2}, U_{m1}. Если значение U_{m2} достаточно мало, для того чтобы такая амплитуда могла возникнуть в магнетроне за счет шумов или в результате переходных процессов, в точке *2* происходит возникновение генерации. Однако эта точка неустойчива, так как при случайном увеличении амплитуды отрицательная электронная проводимость растет. Поэтому амплитуда колебаний увеличивается, пока не достигнет значения, соответствующего точке *4*. Эта точка является устойчивой, и колебания продолжаются в стационарном режиме с амплитудой U_{m4}. Еще большему значению анодного напряжения U_{a3} соответствует большая амплитуда установившихся колебаний U_{m5}. При уменьшении анодного напряжения колебания срываются в точке с амплитудой U_{m3}.

При изменении активной части электронной проводимости меняется и реактивная ее часть. Это приводит к изменению частоты генерируемых колебаний в соответствии с уравнением

$$B_e + B_k(\omega) = 0,$$

где B_k — реактивная проводимость эквивалентного контура. Это явление называют электронным смещением частоты. Смещение частоты тем меньше, чем больше добротность колебательной системы магнетрона, однако увеличение добротности приводит к уменьшению КПД магнетрона.

Работа магнетрона в режиме генерации. В стационарном режиме генерации существуют два основных механизма, обеспечивающих передачу энергии от электронов высокочастотному полю. Это сортировка и группировка электронов, которые описаны в разделе 8.2.2. Однако цилиндрическая конструкция магнетрона и расположение катода в пространстве взаимодействия придают этим процессам ряд особенностей. На рисунке 8.4.13 показаны траектории вредного (*А*) и полезного (*Б*) электронов в неподвижной системе координат. Как видно, вредный электрон на первом же витке удаляется из пространства взаимодействия, в то время как полезный электрон успевает сделать несколько

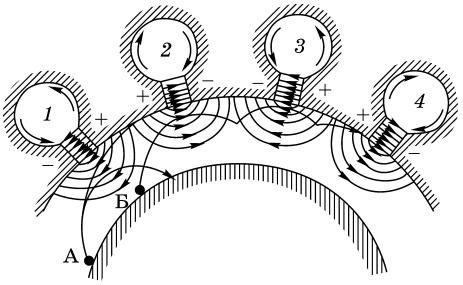


Рис. 8.4.13
Траектории электронов в пространстве взаимодействия магнетрона

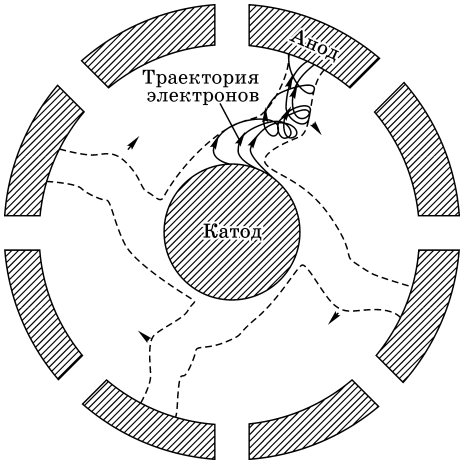


Рис. 8.4.14
Траектории электронов в спице

оборотов вокруг ведущего центра, прежде чем попасть на анод. Во вращающейся с угловой скоростью $\omega_s = v_p/r_a$ системе координат форма спицы и траектории движения электронов в ней показаны на рисунке 8.4.14.

Магнетрон до настоящего времени остается одним из наиболее эффективных источников микроволновой энергии. Для оценки электронного КПД магнетрона учтем, что потенциальная энергия электрона, которой он обладает при выходе из катода, $W_{\text{п}} = eU_a$ (тепловые скорости не учитываем). В момент попадания на анод его потенциальная энергия равна нулю, а кинетическая энергия $W_k = mv^2/2$, где v — скорость электрона в момент удара об анод. Эти скорости у разных электронов различны. В наиболее неблагоприятном случае электрон ударяется об анод на вершине циклоиды, где его скорость

$$v = 2v_c = 2E_0/B.$$

Соответственно, его кинетическая энергия

$$W_k = 2m\left(\frac{E_0}{B}\right)^2 = 2m\left[\frac{U_a}{(r_a - r_k)B}\right]^2.$$

Разность этих энергий есть энергия, отданная электроном электромагнитному полю. Отсюда электронный КПД

$$\eta_e = \frac{W_n - W_k}{W_n} = 1 - \frac{W_k}{W_n} = 1 - 2\frac{m}{e}\frac{U_a}{r_k^2 B^2 (1-\sigma)^2}, \qquad (8.4.9)$$

где $\sigma = r_k/r_a$ — отношение радиуса катода к радиусу анода. Введя критические значения анодного напряжения и магнитной индукции с помощью условия

$$r_a - r_k = 2r_{\text{кр}} = \frac{2m}{e}\frac{U_{a\,\text{кр}}}{r_k B_{\text{кр}}^2 (1-\sigma)},$$

формулу для электронного КПД можно переписать:

$$\eta_e = 1 - \frac{U_a / U_{\text{кр}}}{(B/B_{\text{кр}})^2}. \qquad (8.4.10)$$

Как видно, электронный КПД равен нулю при критических значениях анодного напряжения и индукции и возрастает по мере увеличения магнитной индукции, если анодное напряжение при этом изменяется в соответствии с условиями синхронизма (8.4.6).

Подставив (8.4.5) в (8.4.9), получим

$$\eta_e = 1 - \frac{m}{e}\frac{\omega_n}{nB}\left(\frac{1+\sigma}{1-\sigma}\right). \qquad (8.4.11)$$

Из полученной формулы следует, что электронный КПД увеличивается с ростом магнитной индукции. Кроме того, при прочих равных условиях наибольший КПД магнетрон имеет на π-виде колебаний ($n = N/2$). КПД зависит также от отношения радиусов катода и анода. Из (8.4.11) следует, что это отношение надо уменьшать, однако при слишком малом значении σ невозможно обеспечить синхронизм в большей части пространства взаимодействия. Обычно оптимальное значение σ выбирают с помощью «правила квадрата»: при оптимальном значении σ расстояние катод — анод должно быть равно половине замедленной волны. Из этого правила получаем

$$\sigma_{\text{opt}} = (2n - \pi)/(2n + \pi).$$

Записанные формулы позволяют сделать только достаточно грубую оценку КПД. Они не учитывают, что не все электроны ударяются об анод с максимальной скоростью, и поэтому занижают результат. С другой стороны, эти формулы не учитывают наличие вредных электронов, что завышает результат расчета. Поскольку эти два фактора действуют в противоположных направлениях, они частично компенсируют друг друга, уменьшая погрешность вычислений.

Проведенный анализ не учитывает влияния пространственного заряда. И хотя в приборах типа М это влияние не так существенно, как в приборах О-типа, учитывать его при детальном анализе работы приборов необходимо. Как показано выше, пространственный заряд втулки облегчает условия самовозбуждения. С другой стороны, пространственный заряд затрудняет образование спиц и снижает электронный КПД магнетрона.

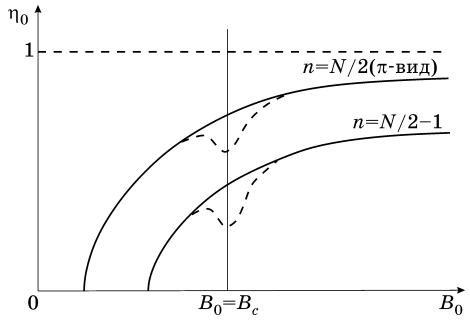


Рис. 8.4.15
Зависимость электронного КПД магнетрона от магнитной индукции

На рисунке 8.4.15 показана зависимость электронного КПД от магнитной индукции для различных видов колебаний при условии, что анодное напряжение изменяется в соответствии с прямой Хартри (8.4.6). Как видно, при увеличении магнитной индукции электронный КПД магнетрона неограниченно приближается к 100%. При заданном значении B_0 наибольший КПД достигается на ко-

лебаниях π-вида. В реальных магнетронах наблюдается «провал» электронного КПД (показан пунктирными линиями на рис. 8.4.15) вблизи частоты циклотронного резонанса $\omega_c = eB_0/m$. Особенно заметен этот провал в магнетронах с разнорезонаторными блоками, что объясняется возбуждением паразитного нулевого вида колебаний. Из выражения для циклотронной частоты получаем значение индукции, соответствующей максимуму «провала»:

$$B_c = 1{,}2/\lambda.$$

Значение индукции получается в тесла, если длина волны подставляется в сантиметрах. Магнитную индукцию в приборах типа М выбирают, как правило, меньше чем B_c.

Связки также ухудшают электронный КПД, так как вблизи торцов анода за счет связок возникает поле нулевого вида колебаний. Поэтому связки обычно экранируют, помещая их в пазы на торцах анодного блока.

В современных магнетронах сантиметрового диапазона электронный КПД составляет 70...80%. В дециметровом диапазоне электронный КПД может достигать 90%.

КПД колебательной системы (контурный КПД) зависит от соотношения между собственной и внешней добротностями. Чем больше это отношение, тем больше КПД. Однако большую собственную добротность получить сложно, особенно в коротковолновом диапазоне, а слишком малая внешняя добротность ухудшает стабильность частоты генерации. Обычно контурный КПД составляет 70...90%.

Полный КПД магнетрона, равный произведению электронного КПД на контурный, изменяется от 80% в дециметровом диапазоне до 30% в миллиметровом диапазоне длин волн.

Характеристики магнетрона. Вольт-амперная характеристика магнетрона (зависимость анодного напряжения от анодного тока при фиксированном значении магнитной индукции) показана на рисунке 8.4.16. При анодном напряжении, меньшем минимального, в магнетроне протекает очень небольшой ток, связанный с шумовыми колебаниями. При превышении порогового напряжения анодный ток резко возрастает за счет возникновения генерации и далее изменяется очень быстро при небольших изменениях напряжения. Поэтому для стабилизации рабочего режима магнетрон следует питать от источника тока с высоким внутренним сопротивлением.

На этом же рисунке показаны зависимости электронного КПД и частоты генерации от анодного тока. Как видно, существует оптимальное значение анодного тока, при котором КПД максимален. Это значение тока и используется в качестве рабочего. Частота генерации также зависит от анодного тока (рис. 8.4.16). Как уже отмечалось, это явление называют электронным смеще-

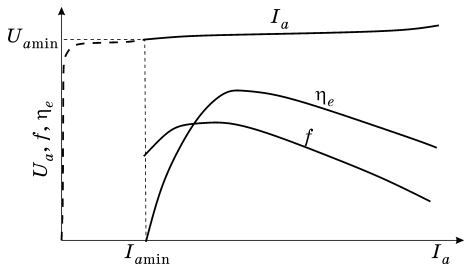


Рис. 8.4.16
Вольт-амперная характеристика магнетрона

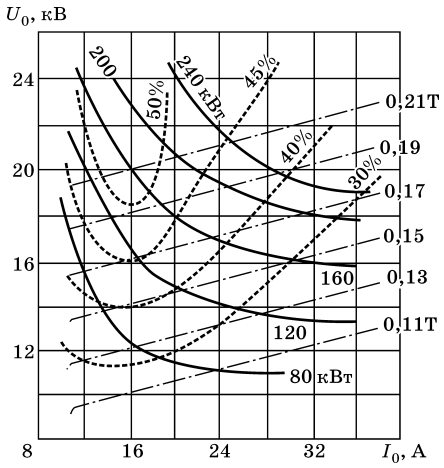


Рис. 8.4.17
Рабочие характеристики магнетрона

нием частоты. При других значениях магнитной индукции кривые тока, КПД и частоты генерации подобны изображенным.

Построив на плоскости I_a, U_a вольтамперные характеристики, соответствующие различным значениям B, и нанеся линии постоянных значений выходной мощности и КПД, получим *рабочие характеристики* магнетрона, показанные на рисунке 8.4.17. Эти характеристики позволяют выбрать рабочий режим магнетрона.

Сильная связь колебательной системы магнетрона с нагрузкой приводит к зависимости частоты и мощности колебаний от параметров нагрузки. Эти зависимости принято изображать на круговой диаграмме, где в качестве независимых переменных используются активная и реактивная части полной проводимости нагрузки. Полученное семейство графиков показано на рисунке 8.4.18. Его называют *нагрузочной характеристикой* магнетрона (диаграммой Рике). Пунктирными линиями показаны линии постоянных значений частоты, сплошными — линии постоянных значений мощности.

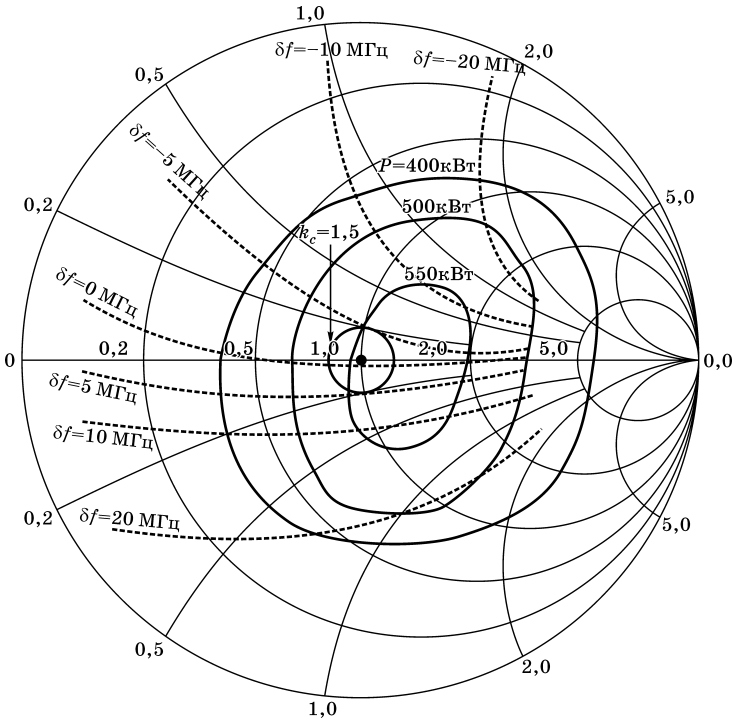


Рис. 8.4.18
Нагрузочные характеристики магнетрона

ром на этой диаграмме показаны линии постоянной частоты, а жирными сплошными кривыми — линии постоянной мощности. Как видно, максимальную мощность магнетрон отдает на несогласованную нагрузку.

При изменении коэффициента отражения нагрузки меняется частота генерации магнетрона. Это явление называют затягиванием частоты. Количественно затягивание определяют максимальным изменением частоты при изменении фазы коэффициента отражения на 360° с модулем 0,2 (КСВН 1,5). На приведенной характеристике нанесена окружность $|\Gamma| = 0{,}2$ и касательные к ней линии постоянной частоты. Затягивание частоты в данном случае составляет 10 МГц.

Конструкция магнетронов. Разрез типичного импульсного многорезонаторного магнетрона показан на рисунке 8.4.19. Он состоит из двух основных частей — анода *1* и катода *2*. Конструкция резонаторов анодного блока рассматривалась выше. Длина блока выбирается из следующих соображений: при увеличении длины возрастает анодный ток, а следовательно, и выходная мощность прибора. Однако при увеличении длины блока возникает опасность возбуждения аксиально-неоднородных видов колебаний. В анодных блоках со связками ухудшается также разделение частот. Поэтому длина анодного блока не должна превышать половину длины волны, а в магнетронах со связками она не превышает $(0{,}3\ldots0{,}4)\lambda$.

Катод в импульсных магнетронах используется, как правило, подогревный оксидный. В магнетронах непрерывного режима работы (особенно в магнетронах для бытовых микроволновых печек) важное значение имеет время готовности прибора, которое определяется в основном скоростью нагрева катода. Поэтому в таких магнетронах катод делают прямонакальным. В современных печных магнетронах время готовности не превышает 3 с. Следует отметить, что катод дополнительно разогревается бомбардирующими его вредными электронами. Чтобы избежать перегрева катода, после начала генерации напряжение накала можно уменьшить или даже полностью выключить.

Катод находится под высоким отрицательным напряжением, анод — под потенциалом земли. Высоковольтные вводы *4* служат для подключения источника анодного питания и источников питания анода и накала. К аноду присоединена система воздушного охлаждения в виде ребер *3*. В магнетронах с большой средней мощностью используют жидкостную систему охлаждения. Индуктивная петля *5* с вакуумным уплотнением *6* служит для вывода энергии из магнетрона.

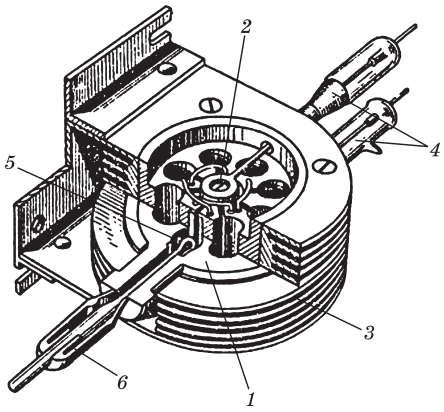


Рис. 8.4.19
Конструкция импульсного магнетрона

Сверху и снизу анодный блок закрывается металлическими крышками (на рисунке не показаны). Расстояние от торцов блока до крышек должно выбираться на основе компромисса. Малое расстояние приводит к нарушению осевой однородности поля в пространстве взаимодействия, а при слишком большом

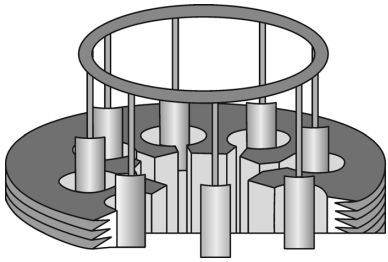


Рис. 8.4.20
Механизм механической
настройки частоты магнетрона



Рис. 8.4.21
Внешний вид магнетронов

Таблица 8.4.1

Тип	Частота, ГГц	$P_{имп}$, МВт	$P_{ср}$, кВт	Длительность импульса, мкс	Анодное напряжение, кВ	Магнитная система	Охлаждение	Масса, кг
МИ-325	15	0,2	—	0,18...0,3	15	Пост. магниты	Воздушное	8,5
МИ-320	1,9	10	10	5	50	Соленоид	Водяное	70
МИ-475	3	2	2,5	4	45	Пост. магниты	Водяное	70
М-117	2,45	—	5,25	—	7,2	Пост. магниты	Водяное/ воздушное	5
М-170	0,915	—	100	—	12	Соленоид	Водяное	65
Samsung om75s	2,45	—	0,9	—	4,1	Пост. магнит	Воздушное	0,75

расстоянии возникает вероятность возбуждения паразитных колебаний в пространстве между анодом и крышками. Обычно расстояние от крышек до анода составляет 0,1...0,2 от длины анодного блока.

Для механической перестройки частоты генерации магнетрона используют металлические плунжеры, вводимые в полости резонаторов и перемещаемые специальным механизмом через гибкую вакуум-плотную мембрану (рис. 8.4.20). Таким способом удается получить диапазон перестройки частоты 5...15%.

На рисунке 8.4.21 показан импульсный пакетированный (т. е. конструктивно соединенный с магнитной системой) магнетрон для РЛС мощностью 25 кВт (*а*), магнетрон для питания линейных ускорителей импульсной мощностью 2 МВт МИ-475 (*б*) и магнетрон непрерывного режима для микроволновой печки (*в*) мощностью 700 Вт.

Параметры некоторых магнетронов приведены в таблице 8.4.1. Магнетрон МИ-325 предназначен для работы в передатчиках РЛС. Магнетроны МИ-320 и МИ-475 предназначены для питания линейных ускорителей и плазмотронов. Магнетроны квазинепрерывного действия М-117 и М-170 используются для питания установок промышленного нагрева. Магнетрон Samsung om75s предназначен для использования в бытовых микроволновых печах.

8.4.2. ДРУГИЕ ТИПЫ МАГНЕТРОНОВ

Митрон, или магнетрон, перестраиваемый напряжением, был изобретен в США Д. Уилбором и Ф. Питерсом в 1949 г. Конструкция митрона показана на рисунке 8.4.22. Его пространство взаимодействия образовано встречно-штыревой структурой *1* и холодным катодом *2*. Прямонакальный катод *3* и конический управляющий электрод *4* образуют электронную пушку типа Кайно — Тэйлора, которая находится вне пространства взаимодействия. Керамическая вакуум-плотная оболочка *5* отделяет вакуумную часть прибора от атмосферы. Встречно-штыревая структура соединена с внешним тороидальным резонатором *6*. Вся конструкция находится в аксиальном магнитном поле, создаваемом

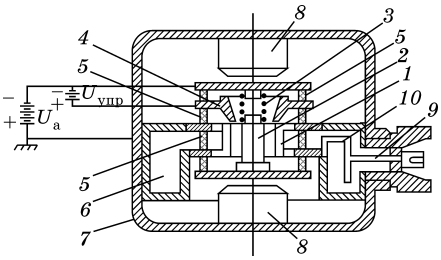


Рис. 8.4.22
Схема митрона

магнитами *8* и магнитопроводом *7*. Коаксиальная линия передачи *9* и петля связи *10* служат для вывода энергии колебаний.

Работает прибор следующим образом. На управляющий электрод подается положительный относительно катода потенциал $U_{упр}$. Электроны, эмиттированные катодом, под действием неоднородного электрического поля управляющего электрода и осевого магнитного поля образуют полый электронный поток, который инжектируется в пространство взаимодействия. Встречно-штыревая структура, содержащая четное число штырей, находится под потенциалом U_a относительно холодного катода, который электрически соединен с термокатодом. Резонатор митрона возбуждается на основном аксиально-симметричном виде колебаний. При этом штыри, соединенные через один к верхней и нижней крышкам резонатора, создают в пространстве взаимодействия высокочастотное поле, соответствующее π-виду колебаний. Электронный поток взаимодействует с полем структуры, образуя спицы, так же как и в обычном магнетроне, и отдает полю часть своей потенциальной энергии. Эта энергия с помощью петли связи и внешней линии передачи выводится в нагрузку.

Нагруженная добротность резонатора митрона достаточно мала (менее 10), поэтому частота генерации в основном определяется скоростью вращения электронов вокруг холодного катода:

$$f_\pi = \frac{N}{2\pi(r_a - r_k)}\frac{E_0}{B} = \frac{NU_a}{2\pi(r_a^2 - r_k^2)B}.$$

Как видно, частота генерации при заданной индукции B пропорциональна анодному напряжению. Поскольку электронная пушка вынесена из пространства взаимодействия, изменение анодного напряжения практически не влияет на анодный ток и электронная настройка частоты осуществляется в чистом виде, без существенного изменения других параметров прибора.

Диапазон перестройки частоты определяется как интервал генерируемых частот при изменении анодного напряжения от минимального до максимального. Ширина частотного диапазона характеризуется коэффициентом перестройки k — отношением максимальной генерируемой частоты $f_{макс}$ к минимальной $f_{мин}$:

$$k = f_{макс}/f_{мин}.$$

На рисунке 8.4.23 показаны рабочие (*а*) и модуляционные (*б*) характеристики митрона. На рабочих характеристиках видно, что частота практически линейно зависит от анодного напряжения. Отклонение частотной характеристики от линейной у широкополосных митронов с перестройкой по частоте в пределах октавы ($k = 2$) не превышает ±1% от средней частоты $f_{ср}$ рабочего

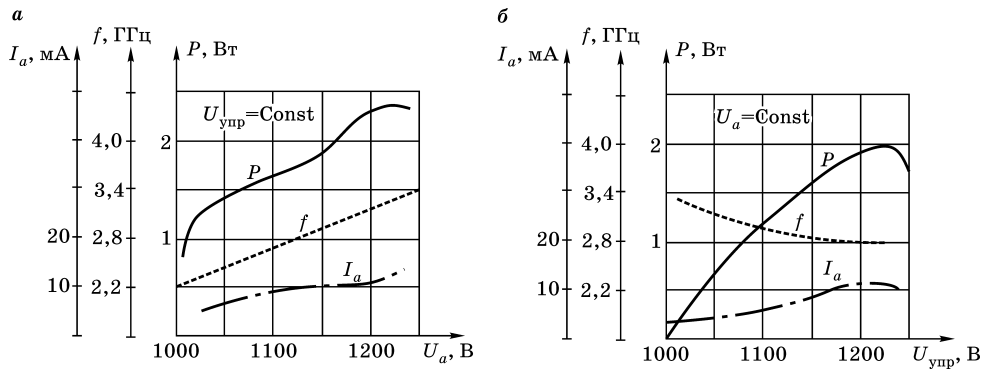


Рис. 8.4.23
Рабочие (*а*) и модуляционные (*б*) характеристики митрона

диапазона, а для узкополосных митронов повышенной мощности это отклонение оказывается несколько бóльшим.

Крутизна электронной настройки определяется выражением

$$S_f = \Delta f / \Delta U_a.$$

Значение крутизны для митронов различных уровней мощности может лежать в пределах 0,2…10 МГц/В.

На модуляционных характеристиках (рис. 8.4.23*б*) видно, что при увеличении напряжения на ускоряющем электроде анодный ток и выходная мощность растут. При очень больших значениях $U_{упр}$, приближающихся к напряжению анода, анодный ток падает, что объясняется оседанием части электронов на управляющем электроде. Соответственно, снижается и выходная мощность. Частота генерации с ростом управляющего напряжения слегка уменьшается, что связано с возрастающим влиянием пространственного заряда. Митроны отличает высокое значение КПД, что определяется «магнетронным» механизмом преобразования энергии источника питания в энергию переменного поля. КПД мощных митронов может достигать 30…60% .

Коаксиальный магнетрон был предложен Дж. Фейнштейном (США) в 1964 г. Цель изобретения состояла в увеличении стабильности частоты магнетрона, которая подвержена флуктуациям за счет изменения параметров нагрузки (затягивание частоты) и флуктуаций катодного тока (электронное смещение частоты). При неблагоприятном сочетании этих факторов могут наблюдаться пропуски импульсов. Коаксиальный магнетрон минимизирует эти явления за счет применения стабилизирующего резонатора. Кроме того, магнетрон этого типа позволяет использовать большое число резонаторов в анодном блоке без ухудшения разделения видов колебаний.

Схема устройства коаксиального магнетрона показана на рисунке 8.4.24. Катод и анод с секторными резонаторами образуют пространство взаимодействия. Резонаторы анодного блока с помощью щелей связаны со стабилизирующим коаксиальным резонатором. Магнетрон работает на π-виде колебаний, и щели связи, расположенные в торцах секторных резонаторов через один, возбуждают в стабилизирующем резонаторе азимутально однородные колебания

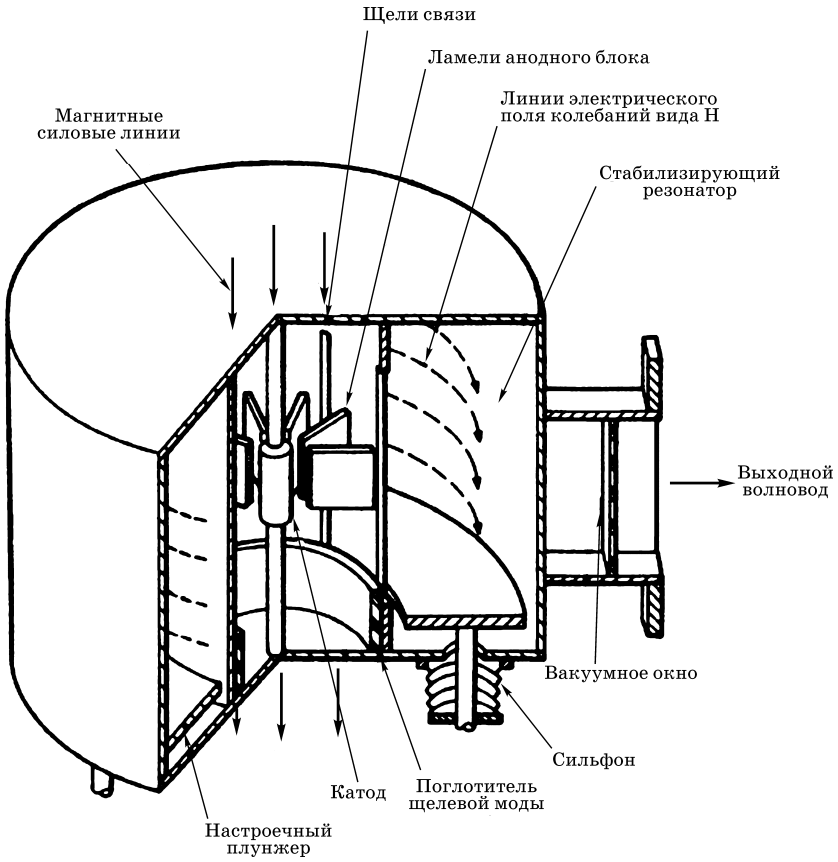


Рис. 8.4.24
Схема коаксиального магнетрона

вида H_{011}. Собственная частота этого вида может меняться с помощью плунжера, перемещаемого механически через вакуум-плотную мембрану — сильфон. Поглотитель подавляет колебания, возникающие в анодном блоке и не связанные с коаксиальным резонатором. Вывод энергии осуществляется через волновод, связанный через щель с коаксиальным резонатором.

Большая добротность коаксиального резонатора позволяет получить хорошее разделение частот даже при большом числе резонаторов анодного блока. Реально количество резонаторов можно увеличить в 6...8 раз, что приводит к увеличению площади катода, возрастанию анодного тока и увеличению выходной мощности.

В коаксиальных магнетронах мощность шума снижается на 10...20 дБ, а вероятность пропуска импульсов — в 100 раз по сравнению с обычными приборами. В 3...5 раз снижается степень затягивания частоты, а электронное смещение частоты уменьшается на порядок. Поэтому коаксиальный магнетрон может работать на более рассогласованную нагрузку. Его КПД составляет 40...50%.

Обращенный магнетрон используется в основном в миллиметровом диапазоне длин волн. Как показывает его название, анод в этом магнетроне располагается внутри катода. Схема обращенного магнетрона показана на рисунке 8.4.25. На внутреннюю поверхность катода *1* нанесено эмиттирующее покрытие. Вышедшие из катода электроны попадают в высокочастотное поле, созданное анодным блоком *2*. Внутри анодного блока находится цилиндрический резонатор *3*, связанный с резонаторами анодного блока щелями *4*. В анодном блоке возбуждается π-вид колебаний, поэтому щели связи, расположенные в резонаторах с одинаковым направлением поля, возбуждают в цилиндрическом резонаторе аксиально-симметричные колебания вида H_{011}. Этот вид колебаний отличается большой добротностью и обеспечивает хорошее разделение частот даже при большом количестве резонаторов анодного блока.

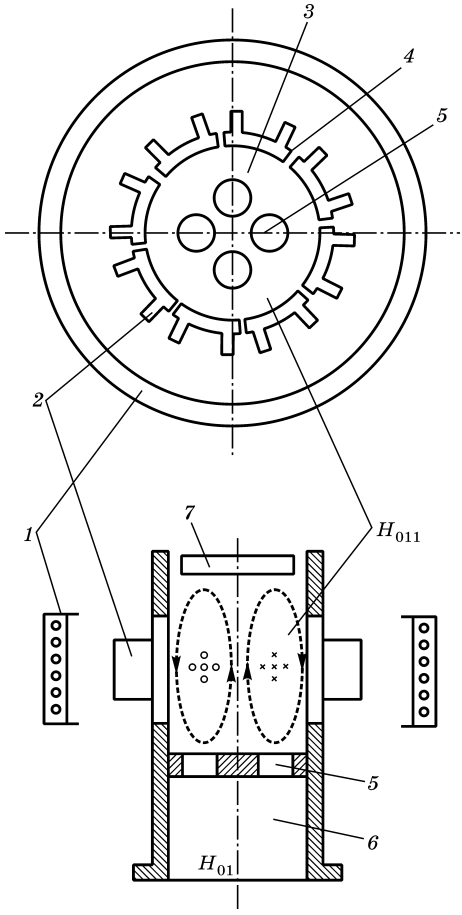


Рис. 8.4.25
Схема обращенного магнетрона

Вывод энергии колебаний осуществляется через отверстия *5* в торцевой стенке цилиндрического резонатора, который переходит в круглый волновод *6*. Отверстия, расположенные в максимуме радиальной составляющей электрического поля цилиндрического резонатора, возбуждают в волноводе *6* волну типа H_{01}. В отверстия обычно впаиваются керамические диски, так что они служат одновременно вакуумным окном. Плунжер *7* служит для перестройки частоты магнетрона.

Высокая добротность колебаний в цилиндрическом резонаторе позволяет увеличить количество резонаторов анодного блока, тем самым увеличив площадь катода. В результате можно уменьшить плотность тока на катоде, увеличив срок его службы.

Параметры коаксиального и обращенного магнетронов приведены в таблице 8.4.2.

Таблица 8.4.2

Тип магнетрона	Длина волны, см	Число резонаторов	$P_{имп}$, МВт	U_a, кВ	I_a, А	КПД, %	$\Delta f/f_0$, %	ЭСЧ, МГц/А
Коаксиальный	3	40	1,5	33	83	50	10	0,08
Обращенный	0,8	120	0,1	23	22	25	6	0,5

8.4.3. ПЛАТИНОТРОН

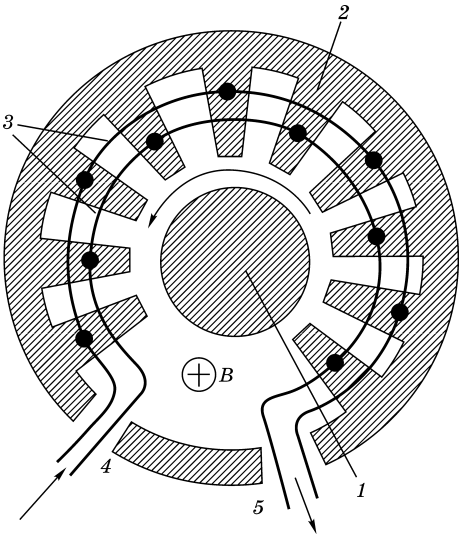


Рис. 8.4.26
Схема платинотрона

В 1952 г. В. Браун из фирмы Рэйшен, США, разработал новый широкополосный усилитель со скрещенными полями, который был назван платинотроном (от слова *platy* — плоский). Имелась в виду его плоская амплитудно-частотная характеристика. Однако в дальнейшем этот прибор стали называть амплитроном или просто усилителем со скрещенными полями. Амплитроны отличаются высокими значениями выходной мощности (до 500 кВт в импульсе) и КПД (70...80%) в сочетании с малыми массой и габаритами. Поскольку амплитрон — это усилитель, сигнал на его выходе имеет гораздо лучшие характеристики, чем сигнал магнетрона. Поэтому амплитрон используется во многих современных РЛС и системах связи. В частности, именно амплитрон обеспечивал передачу телевизионного изображения с Луны во время высадки астронавтов на ее поверхность в 1969–1972 гг. Амплитроны имеют сравнительно небольшой коэффициент усиления (10...15 дБ) и сильно нелинейную амплитудную характеристику, что ограничивает их применение.

Схема платинотрона показана на рисунке 8.4.26. Катод *1* вместе с анодным блоком *2* образует пространство взаимодействия. Ламели анодного блока соединены через один связками *3*. Связки, в свою очередь, соединены со входом и выходом лампы.

Замедляющая система. По конструкции амплитроны близки к многорезонаторным магнетронам (рис. 8.4.26). Катод *1* эмиттирует электроны в пространство взаимодействия, образованное катодом и анодом *2*. В аноде сделаны пазы-резонаторы, разделенные ламелями. Ламели соединены через одну со связками *3*, которые, в свою очередь, соединены со входом *4* и выходом *5* прибора. Постоянное магнитное поле приложено к амплитрону в осевом направлении.

Основное различие между магнетроном и амплитроном заключается в том, что замедляющая система в амплитроне незамкнута. Поэтому в ней не могут существовать отдельные виды колебаний, как в магнетроне. Условие постоянства фазы поля при переходе от одной ламели к соседней может быть записано в виде

$$\omega l/v_p = \varphi + \pi + 2\pi p, \quad p = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \tag{8.4.12}$$

где $l = 2\pi r_a/N$ — расстояние между центрами соседних зазоров; φ — сдвиг фазы на период ЗС; N — число периодов ЗС (число ламелей). В отличие от магнетрона, в платинотроне число ламелей нечетное, потому что одна ламель приходится на разрыв ЗС, где расположены входные и выходные элементы связи.

Из уравнения (8.4.12) можно найти фазовую скорость пространственной гармоники в ЗС:

$$v_p = \frac{\omega l}{\pi(2p+1)+\varphi}.$$

Нетрудно видеть, что наибольшую по абсолютной величине фазовую скорость имеет гармоника с номером $p = -1$:

$$(v_p)_{p=-1} = -\frac{\omega l}{\pi - \varphi}.$$

Знак фазовой скорости указывает, что эта гармоника имеет отрицательную дисперсию. Поэтому электронные спицы должны вращаться навстречу движению энергии волны. Дисперсионная характеристика основной пространственной гармоники показана на рисунке 8.4.27. В магнетроне направление вращения спиц не имеет значения, так как в ЗС там существует стоячая волна, которую можно представить в виде суммы двух волн, бегущих в противоположных направлениях.

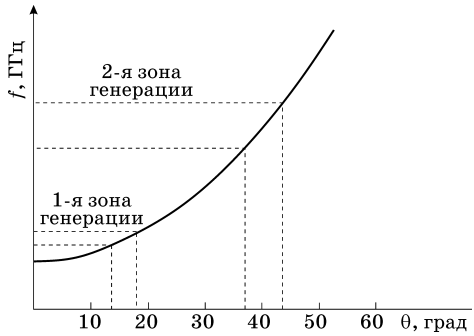


Рис. 8.4.27
Дисперсионная характеристика ЗС платинотрона

Для отдачи наибольшей энергии высокочастотному полю необходимо, чтобы после полного оборота спица попадала в ту же фазу волны. Для этого время оборота спицы должно составлять целое число периодов колебаний с небольшим допустимым отклонением:

$$\tau = \gamma T \pm \Delta t, \quad \gamma = 1, 2, 3, \ldots$$

Время оборота определяется скоростью вращения спицы:

$$\tau = \frac{2\pi r_a}{(v_p)_{p=-1}} = \frac{N}{\omega}(\pi - \varphi).$$

Приравняв полученные выражения, найдем

$$\varphi = \pi\left[1 - \frac{2}{N}\left(n \pm \frac{\Delta t}{T}\right)\right]. \qquad (8.4.13)$$

При $\Delta t = 0$ получаем ряд дискретных значений оптимального фазового сдвига:

$$\varphi_{\text{opt}\,n} = \pi(1 - 2n/N).$$

Однако эти значения фазового сдвига не так жестко фиксированы, как в магнетроне. Они допускают отклонения, соответствующие значениям $\Delta t \le \Delta t_{\max}$, где $\Delta t_{\max}$ — максимально допустимое отклонение времени оборота. Естественно определять это отклонение исходя из того, чтобы спица после одного оборота не вернулась в поле другого знака. Отсюда $\Delta t_{\max} < T/2$.

Подставив это значение в формулу (8.4.13), получим допустимые значения φ. Допустимым значениям φ соответствуют допустимые значения частоты, которые называют зонами усиления. Эти зоны показаны на рисунке 8.4.28. Всего платинотрон имеет $(N-1)/2$ зон усиления. Первой зоной называют зону, соответствующую максимальному значению $n = n_{\max} = (N-1)/2$. В этой зоне скорость вращения спиц и анодное напряжение минимальны. Однако во второй зоне ($n = (N-3)/2$) обеспечивается более широкая полоса частот благодаря большему наклону дисперсионной характеристики. Эта зона и используется, как правило, в качестве рабочей. Отметим, что число n определяет, так же как и в магнетроне, количество спиц в пространстве взаимодействия.

Амплитудные характеристики амплитрона показаны на рисунке 8.4.28*а*. Они существенно нелинейны. В заштрихованной области входная мощность недостаточна для формирования спиц и амплитрон не усиливает входной сигнал, хотя на выходе наблюдается значительная мощность шумов. Коэффициент усиления амплитрона сравнительно невелик и не превышает 15 дБ. Он резко падает при увеличении мощности входного сигнала. Поскольку входная мощность составляет заметную долю выходной, КПД амплитрона определяют по так называемой добавленной мощности, равной разности выходной и входной мощностей:

$$\eta = \eta_k \frac{P_{\text{вых}} - P_{\text{вх}}}{P_0},$$

где P_0 — мощность питания. Небольшой коэффициент усиления амплитрона является его существенным недостатком, заставляющим в ряде случаев использовать усилительную цепочку из нескольких амплитронов. Однако высокий КПД, доходящий до 60...80 в сочетании с широкой полосой усиливаемых частот компенсирует этот недостаток.

На рисунке 8.4.28*б* показаны рабочие характеристики амплитрона. Они ограничены со стороны как малых, так и больших токов. В области малых токов *1* амплитрон может самовозбудиться на паразитном виде колебаний. В обла-

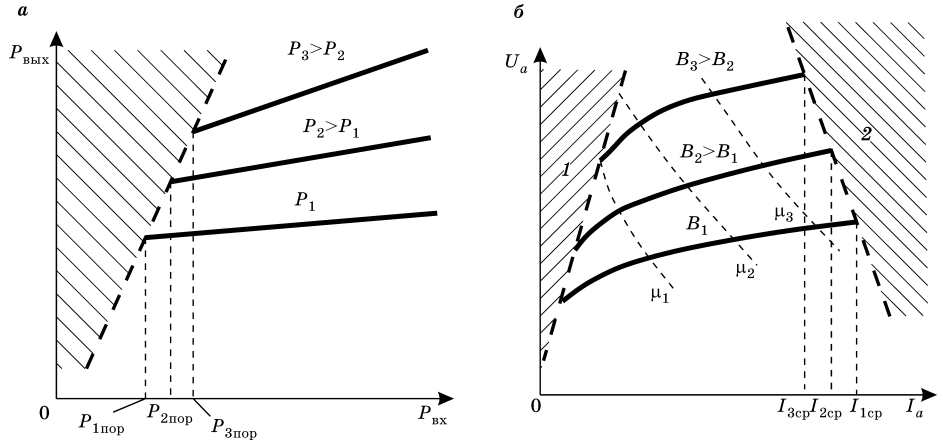


Рис. 8.4.28
Амплитудные (*а*) и рабочие (*б*) характеристики амплитрона

сти больших токов *2* наблюдаются срыв усиления и переход в режим шумоподобных колебаний. В рабочей области, лежащей между заштрихованными участками, анодный ток магнетрона сильно зависит от напряжения и от магнитной индукции. С увеличением индукции повышается КПД амплитрона. На этот же график нанесены линии равного коэффициента усиления, который увеличивается при увеличении анодного тока.

На рисунке 8.4.29 показана конструкция мощного амплитрона. В нем используется ЗС бугельного типа, состоящая из медных трубок *1*, соединенных с анодом, по которым прокачивается охлаждающая жидкость. Со стороны катода на трубки напаяны медные накладки *2* для улучшения структуры поля. Два кольца связок *3* расположены на задней стороне бугелей. К концам связок подключены петли *6* и *8*, связанные с входным и выходным волноводами *5* и *9*. Волноводы разделены перегородкой *7*.

В таблице 8.4.3 приведены параметры некоторых амплитронов.

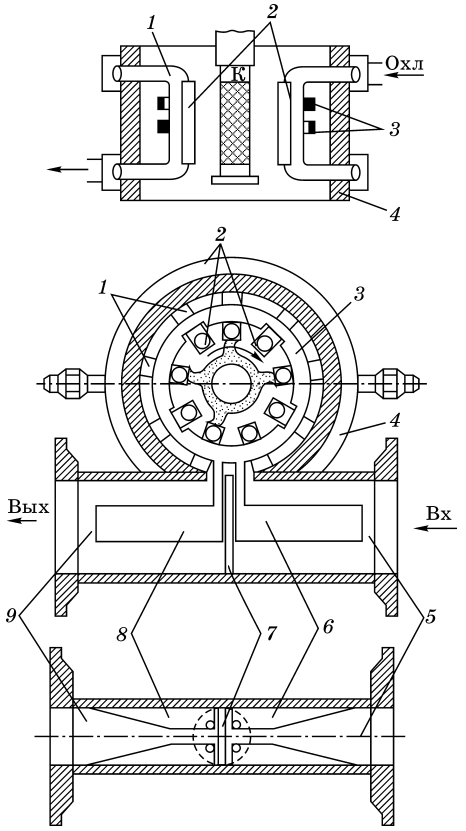


Рис. 8.4.29
Конструкция мощного амплитрона

Если ко входу платинотрона подключить высокодобротный резонатор, в нем возникнет обратная связь за счет волны, отраженной от резонатора на резонансной частоте, и при выполнении условий самовозбуждения он превратится в генератор. Частота этого генератора стабилизируется внешним резонатором, который может быть сделан высокодобротным и термостабилизированным. Такие платинотронные генераторы получили название стабилотронов. Их выходная мощность и КПД мало отличаются от параметров амплитронов, на базе которых эти генераторы построены.

Таблица 8.4.3

Тип амплитрона	Частота, ГГц	Имп. мощность, МВт	Ср. мощность, кВт	Полоса частот, %	Коэффициент усиления, дБ	КПД, %	Анодное напряжение, кВ	Анодный ток, А
QKS 576	0,6	10	70	10	8	60	80	170
QKS 622	3	3	15	10	8	80	54	60
QKS 1243	10	0,5	0,5	5,3	13	50	37	26
QKS 1224	3	Непр. режим	400	5	9	74	—	—

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Опишите механизм взаимодействия в приборах типа М.
2. Опишите движение электрона в скрещенных полях. От чего зависит форма его траектории?
3. Опишите механизм взаимодействия электронов с полем бегущей волны в приборах типа М.
4. Запишите дисперсионное уравнение приборов типа М. Какие процессы оно описывает?
5. Опишите принцип действия и параметры ЛБВ типа М.
6. Чем определяется коэффициент усиления ЛБВ типа М?
7. Опишите принцип действия и параметры ЛОВ типа М (карсинотрона).
8. Опишите конструкции ЛБВ и ЛОВ типа М.
9. Опишите конструкцию и принцип действия многорезонаторного магнетрона.
10. Опишите статический режим работы магнетрона. Объясните, что такое парабола критического режима.
11. Опишите свойства колебательной системы магнетрона. Почему в качестве рабочего выбирают π-вид колебаний?
12. Что такое разделение видов колебаний в магнетроне? Какими способами можно улучшить разделение видов? Какие недостатки имеют эти способы?
13. Сформулируйте условия самовозбуждения магнетрона. Что такое линии Хартри?
14. Какими факторами определяется КПД магнетрона?
15. Укажите рабочую область магнетрона на графике анодный ток — анодное напряжение. Чем грозит выход за пределы рабочей области?
16. Опишите конструкцию и принцип действия митрона.
17. Опишите конструкцию и принцип действия коаксиального и обращенного коаксиального магнетронов.
18. Опишите конструкцию и принцип действия платинотрона.
19. Какими факторами определяется коэффициент усиления платинотрона?
20. Опишите конструкцию и принцип действия стабилотрона.

9 ГЛАВА ГИРОРЕЗОНАНСНЫЕ ПРИБОРЫ

9.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ГИРОРЕЗОНАНСНЫХ ПРИБОРОВ

Электронные приборы типов О и М, а также приборы с квазистатическим управлением относятся к так называемым классическим микроволновым приборам. Электронный поток в них взаимодействует либо с квазистатическим полем междуэлектродного промежутка, либо с медленной электромагнитной волной. Отсюда следует, что характерные размеры электродинамической системы (длина промежутка, период ЗС) должны быть меньше длины волны. Это условие ограничивает выходную мощность приборов при уменьшении рабочей длины волны. В гирорезонансных приборах электронный поток взаимодействует с быстрыми электромагнитными волнами. Так как поле быстрой волны не «прижимается» к поверхности ЭДС, ее характерные размеры могут быть много больше длины волны, что позволяет существенно увеличить выходную мощность прибора.

Впервые на возможность индуцированного излучения неравновесных электронов-осцилляторов на циклотронной частоте указал австралийский астрофизик Р. Твисс (R. Q. Twiss) в 1958 г. В следующем году независимо от Твисса появились работы А. В. Гапонова-Грехова и Дж. Шнайдера, в которых доказывалась возможность индуцированного излучения ансамблем электронов, вращающихся в магнитном поле. Особенное значение приобрела высказанная А. В. Гапоновым идея о необходимости учета релятивистских эффектов при рассмотрении взаимодействия электронного потока с вращающимися электронами с электромагнитным полем. В дальнейшем эти идеи привели к созданию целого класса приборов, способных отдавать большие мощности на очень высоких частотах — *мазеров на циклотронном резонансе* (МЦР), или cyclotron resonance maser (CRM). Большой вклад в создание этих приборов внесли сотрудники Института прикладной физики АН СССР в Горьком (ныне Нижний Новгород) под руководством академика А. В. Гапонова-Грехова. Ими были впервые в 1966 г. созданы мощные МЦР-генераторы, получившие название «гиротроны».

Принципиальной особенностью МЦР является использование электронных потоков, в которых электроны перемешаются по спиральным траекториям, совершая как поступательное (вдоль оси прибора), так и вращательное движения. Генерация и усиление микроволнового излучения в этих приборах базируются на индуцированном излучении ансамбля нелинейных осцилляторов,

которыми являются вращающиеся электроны. С этой особенностью механизма преобразования энергии и связано название приборов (от *греч.* giros — круговое).

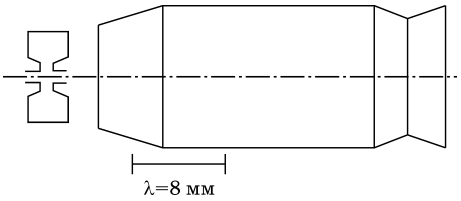


Рис. 9.1.1
Сравнение закрытого и открытого резонатора

Так как вращение электронов происходит в плоскости, почти перпендикулярной направлению поступательного движения, они эффективно взаимодействуют с поперечными составляющими напряженности электрического поля. Это обстоятельство позволяет применять в МЦР в качестве электродинамических систем открытые резонаторы — для приборов с электромагнитным полем в виде стоячей волны и гладкие волноводные системы — для приборов с бегущей электромагнитной волной. Линейные размеры таких систем могут составлять несколько длин волн генерируемых колебаний, что обеспечивает практическую возможность создания мощных приборов для коротковолновой части микроволнового диапазона. В качестве примера на рисунке 9.1.1 представлены в одинаковом масштабе резонатор усилительного клистрона О-типа (слева) и открытый резонатор гироторона (справа) для одной и той же длины волны генерируемых колебаний $\lambda = 8$ мм.

В настоящее время существуют следующие основные типы гирорезонансных приборов:

- гиротрон — генераторный прибор с электродинамической системой в виде одиночного резонатора открытого типа*;
- гироклистрон — усилительный прибор с электродинамической системой, содержащей два или более резонаторов открытого типа с пространствами дрейфа между ними;
- гирорезонансные лампы бегущей волны (гироЛБВ) и обратной волны (гироЛОВ) — приборы, в которых электромагнитное поле имеет вид бегущей волны (прямой — в ЛБВ, обратной — в ЛОВ);
- гирорезонансные умножители частоты.

9.2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

9.2.1. ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС

Процессы взаимодействия электронного потока с поперечным электромагнитным полем — общие для всех типов гирорезонансных приборов. Поэтому рассмотрим их на примере взаимодействия электронов с полем открытого резонатора.

---

* В ранних публикациях по гирорезонансным приборам этот прибор назывался «гиромонотроном», а термин «гиротрон» («гиротроны») применялся для обозначения всего семейства гирорезонансных приборов. В настоящее время этот термин применяется преимущественно для обозначения одного типа гирорезонансных приборов, а именно генераторного прибора с одним резонатором.

Рассмотрим электрон, движущийся с некоторой скоростью в однородном статическом магнитном поле **B**. Траектория электрона в таком поле, как известно, в общем случае представляет собой спираль (рис. 9.2.1*а*). Движение по спирали можно рассматривать как сумму вращательного движения со скоростью $v_\perp$ и поступательного движения со скоростью $v_\parallel$, где $v_\parallel$ и $v_\perp$ — параллельная и перпендикулярная вектору **B** компоненты скорости. Радиус окружности R, по которой происходит вращение, и время одного оборота T_c определяются формулами

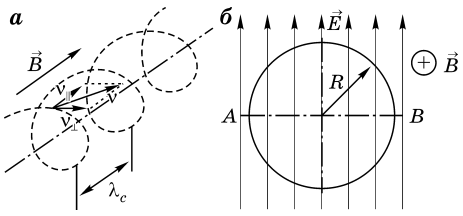


Рис. 9.2.1
Движение электрона в поперечном электрическом поле

$$R = mv_\perp/eB, \tag{9.2.1}$$

$$T_c = 2\pi R/v_\perp = 2\pi m/eB, \tag{9.2.2}$$

$$\omega_c = 2\pi/T_c = eB/m, \tag{9.2.3}$$

где ω_c — циклотронная частота.

Поступательное движение, происходящее в направлении силовых линий магнитного поля со скоростью $v_\parallel$, характеризуется величиной продольного перемещения электрона за время одного оборота $\lambda_c = T_c v_\parallel = 2\pi m v_\parallel/eB$, которая называется циклотронной длиной волны. По своему геометрическому смыслу λ_c является шагом спиральной траектории. Если продольная скорость $v_\parallel = 0$, то электрон совершает только вращательное движение в плоскости, перпендикулярной направлению силовых линий магнитного поля, по окружности радиуса R.

Предположим, что в области, где движется электрон, помимо статического магнитного поля **B** существует меняющееся во времени по гармоническому закону электрическое поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_m \cos\omega t$, силовые линии которого перпендикулярны силовым линиям магнитного поля. Поле **E** считаем достаточно слабым, так что за время, равное нескольким циклотронным периодам T_c, оно заметно не возмущает траекторию электрона.

Для простоты предположим, что продольная скорость электрона $v_\parallel = 0$ и его движение происходит по круговой орбите. Полагаем, что в пределах орбиты электрона электрическое поле однородно (рис. 9.2.1*б*).

Рассмотрим взаимодействие с переменным полем электрона, который в момент времени $t_1 = 0$ находится в точке A траектории. В этот момент поле достигает амплитудного значения и направлено так, как показано на приведенном выше рисунке. Электрическая сила $\mathbf{F} = -e\mathbf{E}$ направлена навстречу направлению движения и оказывает на электрон тормозящее действие. В момент времени $t_2 = T_c/2$ данный электрон переместится в точку B траектории. Если частота вращения электрона и частота изменения поля равны, за интервал времени $\Delta t = t_2 - t_1 = T_c/2$ поле меняет свое направление на противоположное и в точке B электрон вновь испытает тормозящее действие электрического поля. В момент времени $t_3 = T_c$ электрон переместится в точку A траектории и опять встретит там тормозящее поле и т. д.

Аналогично электрон, находящийся в начальный момент времени $t_1 = 0$ в точке B траектории, при движении по орбите все время находится в ускоряющем поле и отбирает от него энергию. Очевидно, что, если равенство частот не выполняется, электроны будут то ускоряться, то тормозиться электрическим полем и средний результат за несколько периодов будет равен нулю. Таким образом, взаимодействие электронов и переменного электрического поля имеет резонансный характер и наблюдается при равенстве частоты изменения поля ω и циклотронной частоты ω_c. Это явление называют *циклотронным резонансом*.

Повторяя предыдущие рассуждения, нетрудно показать, что эффективное взаимодействие вращающихся электронов с поперечным электрическим полем наблюдается и на гармониках циклотронной частоты. Общее условие циклотронного резонанса записывается в виде $\omega = m\omega_c$, где $m = 1, 2, 3, \ldots$ — номер гармоники циклотронной частоты.

9.2.2. АЗИМУТАЛЬНАЯ ГРУППИРОВКА

На рисунке 9.2.2 показаны несколько траекторий электронов, движущихся в поперечном электрическом поле, и зависимость этого поля от времени. На рисунке 9.2.2*а* показана элементарная площадка — «вырезка» поперечного сечения потока, содержащая круговую орбиту и силовые линии электрического поля для момента времени $t_1 = 0$, когда изменяющееся во времени поле E_θ достигает своего максимального значения. Выделим на орбите четыре характерных электрона: *1*, *2*, *3*, *4*. Для электрона *2* сила $\mathbf{F} = -e\mathbf{E}_\theta$, действующая со стороны электрического поля, направлена против движения и, следовательно, приводит к его торможению; скорость электрона *2* уменьшается. Для электрона *4* сила $\mathbf{F}$ совпадает по направлению с вектором скорости, и этот электрон в рассматриваемый момент времени ускоряется; для электронов *1* и *3* сила электрического поля направлена перпендикулярно их траекториям и практически не меняет скорости их движения.

Рассмотрим теперь следующий момент времени $t_2 = T/4$ (рис. 9.2.2*б*). Так как $T = T_c$, то рассматриваемые электроны к моменту времени $t_2 = T/4$ сместятся на четверть оборота и займут позиции, показанные на рисунке 9.2.2*г*. Поскольку в этот момент времени поле E_θ обращается в нуль, электроны не испытывают со стороны этого поля силового воздействия.

В момент времени $t_3 = T/2$, когда поле E_θ вновь достигает максимального значения, электроны *1*, *2*, *3*, *4* занимают позиции, показанные на рисунке 9.2.2*в*. При этом электрон *2* вновь испытывает торможение, а электрон *4* — ускорение. В момент времени $t_4 = 3T/4$ (рис. 9.2.2*г*) электрическое поле обращается в нуль и электроны не испытывают его силового воздействия. В момент времени $t_5 = T$ ситуация повторяется.

Рассматривая взаимодействие электронов и электрического поля в течение следующего и других периодов, получим аналогичные результаты. Таким образом, в процессе многократного обращения по орбите часть электронов переменным электрическим полем ускоряется (электрон *4* и электроны, находящиеся в его окрестности), часть электронов тормозится (электрон *2* и электроны, находящиеся в его окрестности), часть электронов (*1* и *3* и электроны, находящиеся в их окрестности) не меняют своей скорости. Следовательно, при

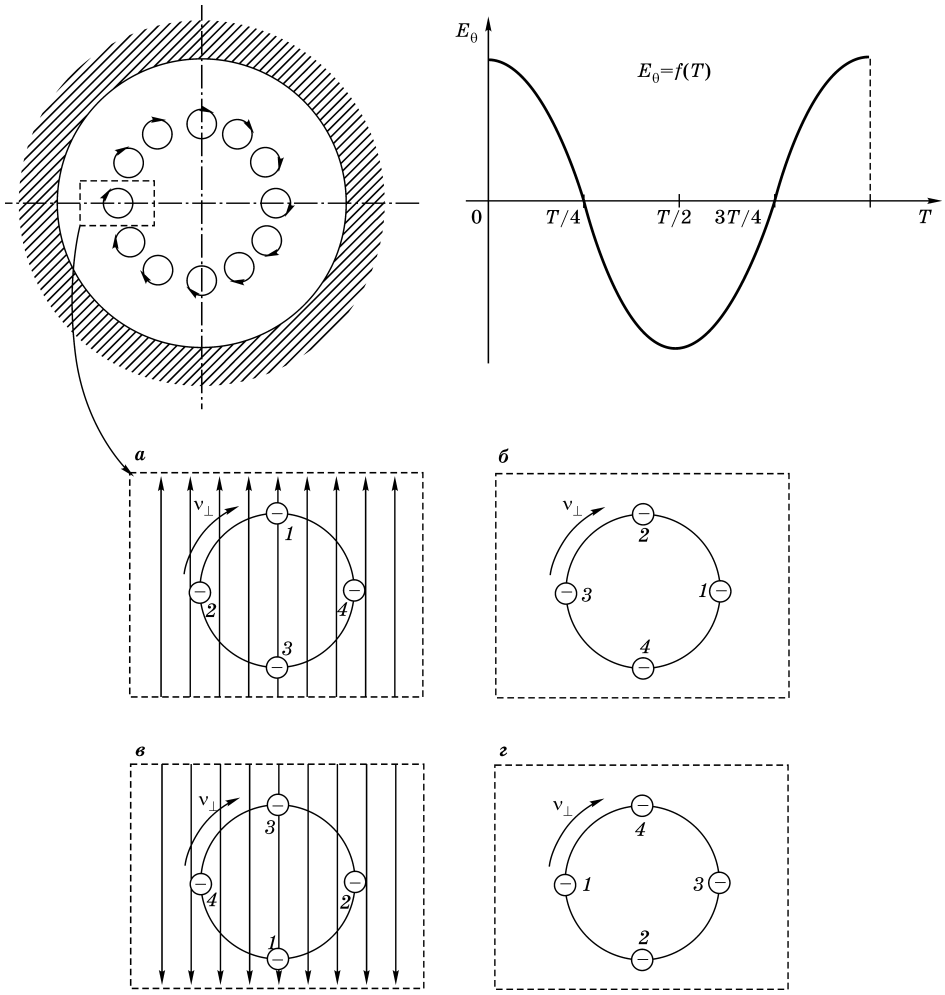


Рис. 9.2.2
Скоростная модуляция электронов поперечным полем

взаимодействии электронов, движущихся по круговым траекториям, с высокочастотным электрическим полем в режиме циклотронного резонанса происходит их *скоростная модуляция*.

Изменение поперечных скоростей электронов, происходящее в процессе взаимодействия с переменным полем, приводит к изменению характера их вращательного движения. Поскольку радиус круговой орбиты электрона пропорционален скорости, ее изменение приводит к соответствующему изменению радиуса орбиты. Более тонким, но очень важным для объяснения механизма взаимодействия в гиротронах, является эффект изменения циклотронной частоты ω_c за счет релятивистской зависимости массы электрона от его линейной скорости. Этот эффект, впервые описанный А. В. Гапоновым, становится заметным при ускоряющих напряжениях 20…50 кВ, типичных для мощных

гирорезонансных приборов. Такие приборы часто называют слаборелятивистскими. Из выражения для циклотронной частоты (9.2.3) следует, что в рамках классической физики угловая скорость вращения электрона определяется только значением магнитного поля. Иной результат получается при учете релятивистской зависимости массы от скорости. В этом случае

$$\omega_c = \frac{eB}{\gamma m_0},$$

где m_0 — масса покоя электрона; $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор. При увеличении линейной скорости частицы растет ее масса и уменьшается угловая скорость вращательного движения.

Как показано выше, электроны *1* и *3* (и электроны, находящиеся в их окрестности) практически не изменяют скорости движения при взаимодействии с полем, и поэтому они двигаются по траекториям, близким к траекториям статического режима, когда переменное электрическое поле отсутствует. В отличие от этого, для электрона *4*, линейная орбитальная скорость которого $v_\perp$ возрастает при взаимодействии с полем, радиус орбиты R увеличивается, угловая скорость вращательного движения уменьшается. Поэтому данный электрон в процессе движения смещается в азимутальном направлении в сторону электрона *1* (рис. 9.2.3).

Электрон *2*, линейная орбитальная скорость которого уменьшается при взаимодействии с переменным полем, а угловая скорость возрастает, также смещается в азимутальном направлении в сторону электрона *1*, одновременно уменьшая радиус своей орбиты.

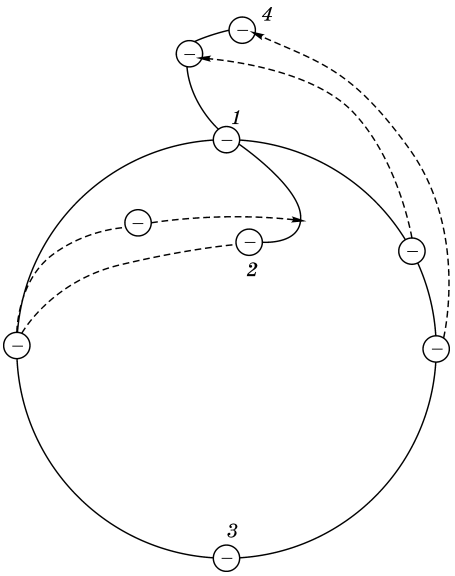


Рис. 9.2.3
Скоростная модуляция электронов

Таким образом, вблизи азимутальной плоскости, которая вращается синхронно с электроном *1*, постепенно образуется электронная группа. Этот процесс называют *азимутальной группировкой*.

Для того чтобы сгруппированные таким образом электроны передавали свою кинетическую энергию переменному полю, необходимо, чтобы электронная группа смещалась в сторону азимутальной плоскости, в которой она будет испытывать торможение, т. е. к плоскости, в которой первоначально находился электрон *2*. Это может быть достигнуто, если отойти от точного циклотронного резонанса и обеспечить режим, при котором $\omega = \omega_c(1 + \varepsilon)$, где ε — малая по сравнению с единицей величина. В автогенераторах, к которым относится гиротрон, такая частота генерации устанавливается автоматически, так как именно на ней выполняются условия самовозбуждения.

9.2.3. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

При выводе уравнений ограничимся случаем тонкого полого электронного потока, взаимодействующего с переменным полем резонатора вида H_{011}. Электромагнитное поле этого вида колебаний имеет только одну азимутальную компоненту электрического поля E_θ.

Введем локальную систему цилиндрических координат r, φ, z, начало которой совместим с центром круговой орбиты, по которой электроны движутся до входа в зону переменного поля. Для рассматриваемого случая релятивистские уравнения движения электронов могут быть записаны в следующем виде:

$$\frac{dp_r}{dt} = -e\tilde{E}_r - er\dot{\varphi}(B_0 + \tilde{B}_z) + m\frac{(r\dot{\varphi})^2}{r}, \tag{9.2.4}$$

$$\frac{dp_\varphi}{dt} = -e\tilde{E}_\varphi + e\dot{r}(B_0 + \tilde{B}_z) - m\dot{r}\dot{\varphi}, \tag{9.2.5}$$

$$\frac{dp_z}{dt} = 0, \tag{9.2.6}$$

где $p_r = m\dot{r}$, $p_\varphi = mr\dot{\varphi}$, $p_z = m\dot{z}$ — составляющие импульса электрона $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ (точки означают производные соответствующих величин по времени); $m(r\dot{\varphi})^2/r$ — центробежная сила; B_0 — индукция статического магнитного поля, направленного вдоль оси z; $\tilde{B}_z$ — осевая компонента переменного магнитного поля; $\tilde{E}_r$, $\tilde{E}_\varphi$ — составляющие переменного электрического поля.

Выразим эти составляющие электрического поля через E_θ-компоненту поля резонатора. В соответствии с построениями на рисунке 9.2.4 имеем

$$\tilde{E}_r = E_\theta \cos\varphi, \quad \tilde{E}_\varphi = -E_\theta \sin\varphi$$

или

$$\tilde{E}_r = E_m \cos\varphi \cdot \cos\omega t, \quad \tilde{E}_\varphi = -E_m \sin\varphi \cdot \sin\omega t.$$

С учетом сделанного ранее предположения о малости радиуса и шага электронной орбиты входящая в эти выражения амплитуда электрического поля E_m может считаться постоянной величиной.

Подставляя выражения $\tilde{E}_r$ и $\tilde{E}_\varphi$ в исходную систему уравнений и пренебрегая в ней z-компонентой переменного магнитного поля $\tilde{B}_z$ с учетом малости амплитуды переменного магнитного поля по сравнению с индукцией статического поля B_0, получаем:

$$\frac{dp_r}{dt} = -eE_m \cos\varphi \cdot \cos\omega t - \\ - er\dot{\varphi}B_0 + mr\dot{\varphi}^2, \tag{9.2.7}$$

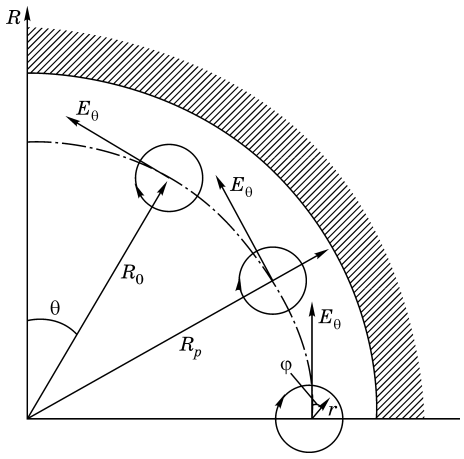


Рис. 9.2.4
К выводу уравнений движения электрона

$$\frac{dp_\varphi}{dt} = eE_m \sin\varphi \cdot \cos\omega t + e\dot{r}B_0 - m\dot{r}\dot{\varphi}, \qquad (9.2.8)$$

$$\frac{dp_z}{dt} = 0. \qquad (9.2.9)$$

В отсутствие переменного поля эта система имеет частное решение, базирующееся на равенстве магнитной и центробежной сил в уравнении (9.2.7):

$$er\dot{\varphi}B_0 = mr\dot{\varphi}^2.$$

Этому решению соответствует движение по спиральной траектории, характеризующееся следующими соотношениями:

$$r = \text{const} = r_0, \quad er\dot{\varphi}B_0 = mr\dot{\varphi}^2, \quad m\dot{z} = \text{const} = m\dot{z}_0,$$

где индексом 0 обозначены начальные значения соответствующих величин.

Азимутальная скорость равновесного движения определяется формулой $\dot{\varphi} = eB_0 / m = \omega_c$.

9.2.4. УКОРОЧЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

Укороченными уравнениями принято называть уравнения, которые получаются из исходных путем усреднения по времени быстропеременных сил, действующих на электроны со стороны переменного поля.

Считая, что имеет место режим близкий к режиму циклотронного резонанса, т. е. $\dot{\varphi} = \omega_c \simeq \omega$, представим изменение во времени азимутальной координаты электрона φ в следующем виде:

$$\varphi = \omega t - \psi(t), \qquad (9.2.10)$$

где $\psi(t)$ — медленно меняющаяся функция времени, такая, что ее изменение в течение характерного промежутка времени, равного периоду колебаний или циклотронному периоду, мало.

Используя (9.2.10), можно записать

$$E_m \cos\varphi \cdot \cos\omega t = E_m \cos(\omega t + \psi) \cdot \cos\omega t = \frac{1}{2}E_m \cos(2\omega t + \psi) + \frac{1}{2}E_m \cos\psi,$$

$$E_m \sin\varphi \cdot \cos\omega t = E_m \sin(\omega t + \psi) \cdot \cos\omega t = \frac{1}{2}E_m \sin(2\omega t + \psi) + \frac{1}{2}E_m \sin\psi.$$

С учетом полученных выражений перепишем систему уравнений (9.2.7)–(9.2.9) в следующем виде:

$$\frac{dp_r}{dt} = -\frac{1}{2}E_m \cos(2\omega t + \psi) - \frac{1}{2}E_m \cos\psi - er\dot{\varphi}B_0 + mr\dot{\varphi}^2,$$

$$\frac{dp_\varphi}{dt} = \frac{1}{2}eE_m \sin(2\omega t + \psi) + \frac{1}{2}eE_m \sin\psi + e\dot{r}B_0 - m\dot{r}\dot{\varphi},$$

$$\frac{dp_z}{dt} = 0.$$

Таким образом, удается выделить в правых частях уравнений быстро осциллирующие составляющие сил с аргументом $2\omega t + \psi$, знак которых дважды меняется за период переменного напряжения. Эти слагающие слабо влияют на движение электронов, и действие переменного электрического поля в основном определяется членами, содержащими медленно меняющуюся функцию времени $\psi(t)$. Это обстоятельство позволяет опустить в уравнениях движения быстро осциллирующие составляющие, что равносильно усреднению зависящих от времени слагаемых за период переменного поля.

В результате получаем следующую систему упрощенных (укороченных) уравнений:

$$\frac{dp_r}{dt} = -\frac{1}{2}E_m \cos\psi - er\dot{\varphi}B_0 + mr\dot{\varphi}^2,$$
$$\frac{dp_\varphi}{dt} = \frac{1}{2}eE_m \sin\psi + e\dot{r}B_0 - m\dot{r}\dot{\varphi},$$
$$\frac{dp_z}{dt} = 0.$$

Численное интегрирование уравнений движения позволяет провести анализ процесса азимутальной группировки электронов, возникающий в результате взаимодействия переменного поля, и рассчитать энергообмен между электронным потоком и полем.

На рисунке 9.2.5 показаны результаты расчета движения электронов для нескольких различных моментов времени, отражающие процесс азимутальной группировки. Расчет проведен для $\omega_c/\omega = 0{,}93$, поэтому электронная группа, образующаяся вокруг электрона *6*, постепенно смещается в тормозящую фазу электрического поля.

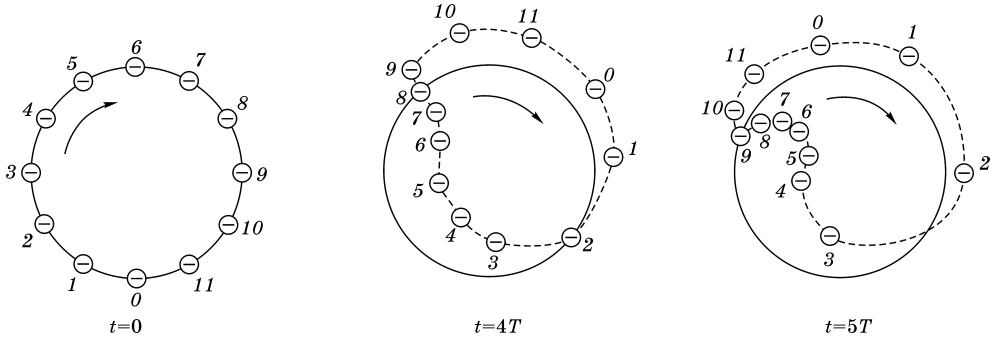


Рис. 9.2.5
Азимутальная группировка электронов

9.2.5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ПЕРЕМЕННОГО ПОЛЯ НА ГАРМОНИКАХ ЦИКЛОТРОННОЙ ЧАСТОТЫ

Резонансное взаимодействие на гармониках циклотронной частоты характеризуется условием $\omega = n\omega_c$ ($n = 1, 2, 3, \ldots$). Значение $n = 1$ соответствует рассмотренному ранее режиму основного циклотронного резонанса $\omega = \omega_c$. Работа на гармониках позволяет снизить величину требуемой для работы прибора

индукции магнитного поля, с чем и связано практическое значение таких режимов. Действительно, из условия циклотронного резонанса следует, что $\omega_c = \omega/m$ и $B = m\omega/(en)$.

Практическое применение получили режимы работы на второй и третьей гармониках циклотронной частоты, так как при использовании высших гармоник уменьшается электронный КПД прибора.

9.3. ГИРОТРОН

9.3.1. УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

Конструкция гиротрона схематически показана на рисунке 9.3.1. Она включает следующие основные элементы и узлы: электронную пушку магнетронного типа, состоящую из катодного электрода *1*, первого и второго анодов *2* и *3*, резонатор открытого типа *4*, переход *5* на выходной волновод *6*, служащий одновременно коллектором электронного потока, вакуумное окно *7* и внешний волновод *8*. Для формирования электронного пучка используется магнитное поле, создаваемое основным *9* и вспомогательным *10* соленоидами. Вакуумная оболочка гиротрона образована металлическим корпусом прибора, вакуумным окном и керамическими изоляторами *11*. Для отвода тепла, выделяющегося на стенках резонатора и выходного волновода, предусмотрена система жидкостного охлаждения *12*. Типичное осевое распределение магнитного поля приведено на том же рисунке.

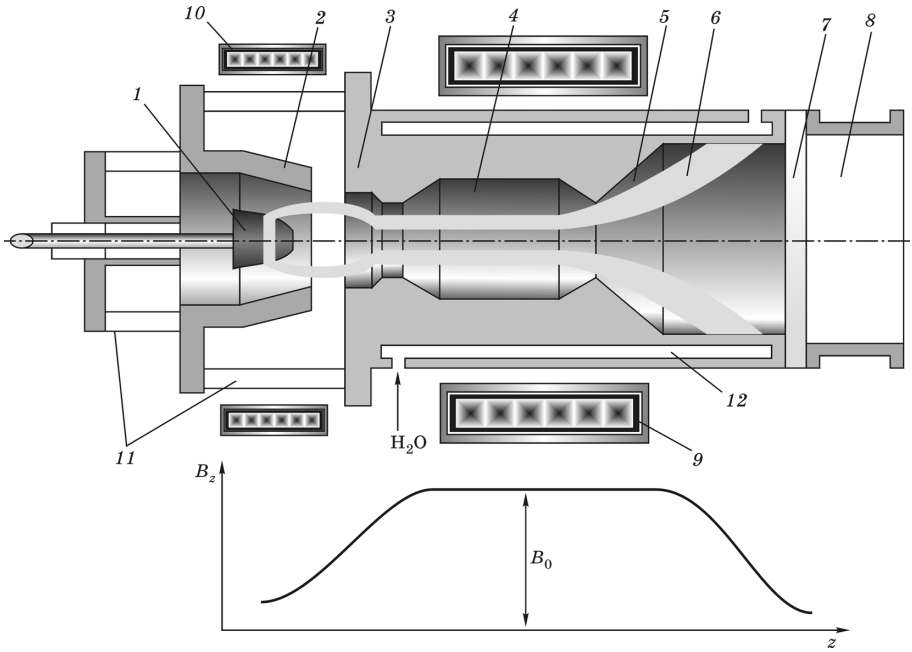


Рис. 9.3.1
Устройство гиротрона

Электронная пушка формирует полый электронный поток, в котором электроны движутся по спиральным траекториям.

В гиротронах используются открытые резонаторы в виде отрезка нерегулярного цилиндрического волновода с сужениями на его концах (рис. 9.3.2). В качестве рабочего часто используется вид колебаний H_{011}, собственная частота которого близка к критической частоте соответствующего вида волн цилиндрического волновода. На рисунке показано распределение электрического поля в этом резонаторе на нескольких видах колебаний.

Если собственная частота резонатора близка к частоте вращательного движения электронов, то создаются условия для такого взаимодействия потока и поля, при котором возникает и поддерживается генерация электромагнитных

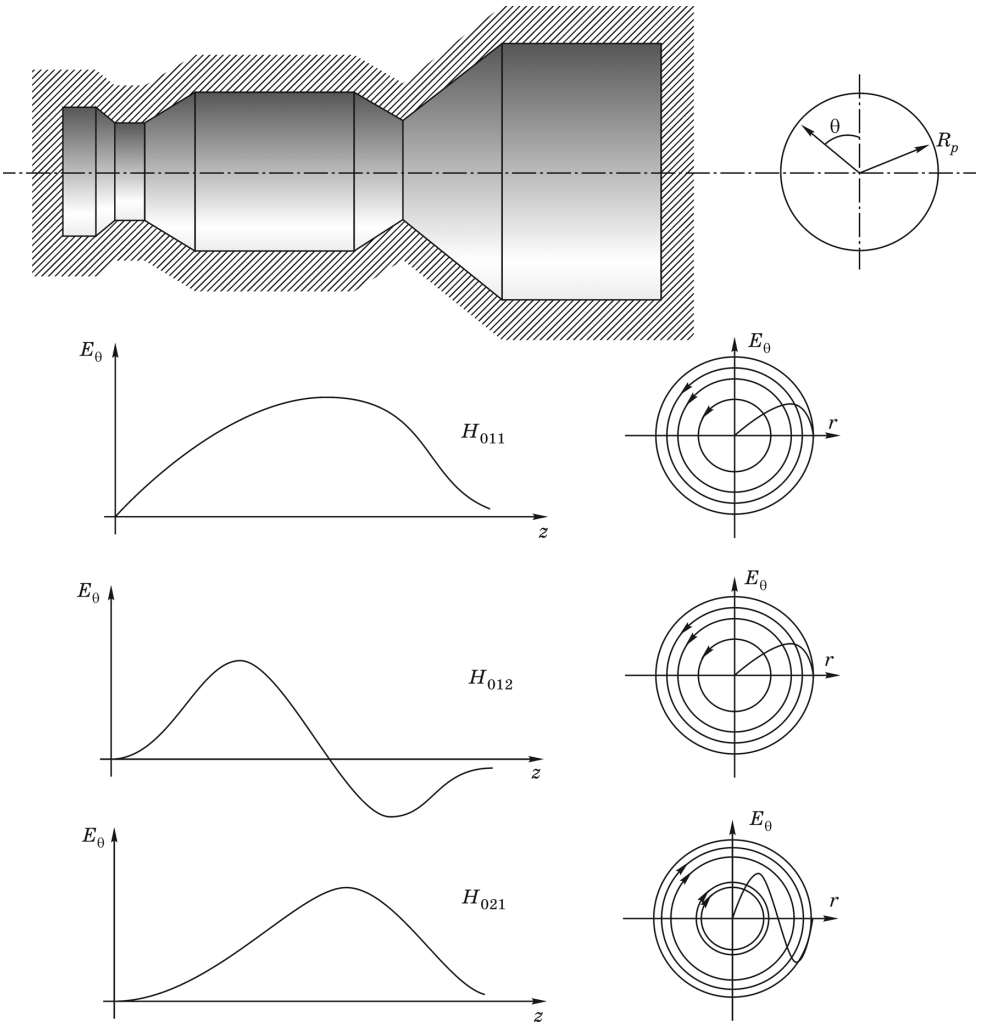


Рис. 9.3.2
Открытый резонатор гиротрона

волн. Электронный поток, прошедший резонатор и передавший полю резонатора часть кинетической энергии, связанной с вращательным движением, попадает на стенки волновода-коллектора электронов. Энергия электромагнитного поля через выходное окно передается во внешний волновод, связывающий прибор с нагрузкой.

В приборах гиротронного типа электронно-оптическая система должна не только сформировать электронный поток определенной конфигурации, но и обеспечить вращательное движение электронов. Причем желательно, чтобы энергия вращательного движения $W_\perp$ была существенно больше кинетической энергии поступательного движения $W_\parallel$ (обычно $W_\perp / W_\parallel = v_\perp^2 / v_\parallel^2 = 2\ldots4$). Для этого используются специальные электронные пушки магнетронного типа (см. Приложение П1).

9.3.2. ЭЛЕКТРОННЫЙ КПД

Различают поперечный и полный электронный КПД. Поперечный КПД определяется как отношение энергии $W_\sim$, переданной от электронного потока полю резонатора за временной интервал, равный или кратный циклотронному периоду T_c, к кинетической энергии вращательного движения электронов $W_{\perp 0}$, вошедших в резонатор за тот же интервал времени:

$$\eta_{e\perp} = \frac{W_\sim}{W_{\perp 0}}.$$

На основании закона сохранения энергии значение $W_\sim$ равно разности кинетической энергии на входе в резонатор $W_{\perp 0}$ и на его выходе $W_\perp$:

$$W_\sim = W_{\perp 0} - W_\perp.$$

С учетом этой формулы получаем

$$\eta_{e\perp} = 1 - \frac{W_\perp}{W_{\perp 0}}.$$

Практический расчет $\eta_{e\perp}$ выполняется путем интегрирования уравнений движения N пробных электронов, которые первоначально равномерно распределены по азимутальной координате.

Начальная кинетическая энергия этих электронов равна

$$W_{\perp 0} = \sum_{i=1}^{N} \frac{m v_{\perp 0i}^2}{2},$$

или, так как $v_{\perp 0i} = v_{\perp 0} = \text{const}$,

$$W_{\perp 0} = N \frac{m v_{\perp 0}^2}{2},$$

где $v_{\perp 0}$ — начальная скорость движения электронов.

Кинетическая энергия вращательного движения электронов на выходе из резонатора определяется формулой

$$W_\perp = \sum_{i=1}^{N} \frac{m v_{\perp i}^2}{2},$$

где $v_{\perp i}$ — скорости электронов на выходе из резонатора, полученные в результате интегрирования уравнений движения. С учетом приведенных выше формул получаем

$$\eta_{e\perp} = 1 - \frac{1}{v_{\perp 0}^2 N} \sum_{i=1}^{N} v_{\perp i}^2.$$

Входящая в эту формулу величина $\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} v_{\perp i}^2$ представляет собой средний квадрат скорости электронов на выходе из резонатора $\overline{v}_{\perp}^2$. Следовательно,

$$\eta_{e\perp} = 1 - \frac{\overline{v}_{\perp}^2}{v_{\perp 0}^2}.$$

Численные расчеты показывают что при однородном распределении ВЧ-электрического поля вдоль оси резонатора максимальное значение $\eta_{e\perp}$ составляет около 40%. Путем подбора оптимального закона распределения электрического поля вдоль оси резонатора можно достичь значений, превышающих 80%. Оптимальное распределение ВЧ-поля характеризуется медленным нарастанием амплитуды поля в начале резонатора, более быстрым нарастанием поля в средней части резонатора и резким спадом поля в его конце. При таком распределении обеспечиваются оптимальные условия взаимодействия электронного пучка и поля. В слабом, медленно нарастающем поле происходят скоростная модуляция электронов и образование плотной азимутальной группы. Большая амплитуда поля в выходной части резонатора обеспечивает эффективный отбор энергии от сгруппированного электронного пучка.

Полный электронный КПД определяется как отношение энергии $W_{\sim}$, переданной от электронного потока полю резонатора, к полной кинетической энергии электронов на входе в резонатор:

$$\eta_e = W_{\sim}/W_0.$$

Значение W_0 может быть представлено в виде сумы кинетических энергий продольного и вращательного движения:

$$W_0 = W_{\perp 0} + W_{\parallel 0}.$$

С учетом этого получаем

$$\eta_e = \frac{\eta_{e\perp}}{1 + W_{\parallel 0}/W_{\perp 0}}.$$

Поскольку считается, что на входе в резонатор все электроны имеют одинаковые значения продольных и поперечных скоростей, то

$$\frac{W_{\parallel 0}}{W_{\perp 0}} = \frac{m v_{\parallel 0}^2/2}{m v_{\perp 0}^2/2}.$$

Следовательно,

$$\eta_e = \eta_{e\perp} \frac{p^2}{1 + p^2},$$

где $p = v_{\perp}/v_{\parallel}$ — отношение поперечной скорости к продольной (питч-фактор).

Из этой формулы следует, что для получения высокого полного электронного КПД необходимо использовать электронные потоки с большим питч-фактором. В реальных приборах его значение составляет 1,4...1,7. Дальнейшее увеличение питч-фактора встречается с трудностью реализации соответствующих электронно-оптических систем.

9.3.3. ОБЩИЙ КПД И ВЫХОДНАЯ МОЩНОСТЬ

Общий КПД гиротрона определяется как отношение энергии ВЧ поля, отдаваемой прибором в выходной волновод, к энергии, подводимой к прибору от источника анодного напряжения (за один и тот же временной интервал). Как и в электронных приборах других типов, общий КПД может быть представлен в виде произведения электронного КПД η_e и КПД резонатора $\eta_р$:

$$\eta = \eta_e \cdot \eta_р.$$

КПД резонатора может быть выражен через нагруженную $Q_н$, внешнюю $Q_{вн}$ и собственную Q_0 добротности резонатора:

$$\eta_р = Q_н/Q_{вн} = 1 - Q_н/Q_0.$$

Величина $Q_н$ может быть, в свою очередь, выражена через собственную Q_0 и внешнюю $Q_{вн}$ добротности:

$$Q_н = \frac{Q_{вн}Q_0}{Q_{вн} + Q_0}.$$

Применительно к открытому резонатору волноводного типа собственная добротность определяется как омическая добротность $Q_{ом}$, характеризующая потери энергии в стенках резонатора, а внешняя добротность отождествляется с дифракционной добротностью резонатора $Q_д$, характеризующей потери энергии на излучение. Поскольку излученная энергия в данном случае направляется в выходной волновод и представляет собой выходную энергию прибора, то дифракционная добротность и играет роль внешней добротности.

Таким образом, для нагруженной добротности и КПД резонатора получаем следующие формулы:

$$Q_н = \frac{Q_д Q_{ом}}{Q_д + Q_{ом}},$$

$$\eta_р = Q_н/Q_д = 1 - Q_н/Q_{ом}.$$

В случае резонатора открытого типа, образованного отрезком цилиндрического волновода с рабочим типом волны H_{01}, омическая добротность рассчитывается по формуле $Q_{ом} = R_р/\delta$, где $R_р$ — радиус резонатора; δ — толщина скин-слоя, определяемая формулой $\delta = (2/\omega\mu_{ст}\mu_0\sigma_{ст})^{1/2}$, в которой $\sigma_{ст}$ и $\mu_{ст}$ — удельная электропроводность и относительная магнитная проницаемость стенок резонатора.

Дифракционная добротность колебаний вида H_{011} выражается формулой $Q_д = 4\pi(L_р/\lambda)^2\alpha$, где λ — длина волны. Так как $\lambda_{кр} \approx \lambda$,

$$Q_д = 4\pi(L_р/\lambda_{кр})^2\alpha,$$

где $L_р$ — длина рабочей части резонатора; $\lambda_{кр}$ — критическая длина волны типа H_{01} в цилиндрическом волноводе, образующем рабочую часть резонатора; α — коэффициент, зависящий от конфигурации резонатора и геометрии выходного окна.

В тех случаях, когда $Q_{ом}$ значительно (в несколько раз) превышает дифракционную добротность $Q_д$, $\eta_р$ оказывается близким к единице.

Выходная мощность определяется мощностью электронного пучка и значением полного КПД прибора:

$$P_{вых} = P_0\eta = I_0U_{a2}\eta,$$

где P_0 и I_0 — мощность и ток электронного пучка; U_{a2} — потенциал второго анода.

9.3.4. СТАРТОВЫЙ ТОК ГИРОТРОНА

Под стартовым, или пусковым, током понимают минимальное значение электронного тока пучка I_0, при котором начинается самовозбуждение колебаний. При токе, равном стартовому, мощность, отдаваемая потоком, равна мощности потерь. Анализ показывает, что для гиротрона с рабочим типом волны H_{011} значение стартового тока $I_{ст}$, выраженного в амперах, определяется формулой

$$I_{ст} = \frac{2{,}3\lambda\beta_{\|0}^2 e^{2\chi^2}}{(Q_н\cdot 10^{-3})L_р G(\mu\chi - 1)},$$

где

$$\chi = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\mu} + \sqrt{\left(\frac{1}{\mu}\right)^2 + 1}\right),\ \beta_{\|0} = \frac{\upsilon_{\|0}}{c},\ \mu = \pi p^2\frac{L_р}{\lambda},\ G = 0{,}42\,J_1^2\left(3{,}83\frac{R_0}{R_р}\right),$$

λ — длина волны электромагнитных колебаний в свободном пространстве; $L_р$, $R_р$, $Q_н$ — длина, радиус и нагруженная добротность резонатора; R_0 — средний радиус электронного пучка; $J_1(x)$ — функция Бесселя 1-го рода 1-го порядка.

Значение отношения $R_0/R_р$ подбирается таким, чтобы пучок проходил в зоне максимальной интенсивности высокочастотного поля. Для колебаний H_{011} максимум поля имеет место на расстоянии от оси резонатора, равном $0{,}48R_р$. Полагая $R_0 = 0{,}48R_р$, получим $G = 0{,}142$.

9.3.5. ВЛИЯНИЕ РАЗБРОСА СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ НА РАБОТУ ГИРОТРОНА

До сих пор при анализе процессов в гиротроне предполагалось, что электронно-оптическая система формирует электронный пучок с одинаковыми орбитальными и, соответственно, одинаковыми для всех электронов предельными скоростями. Однако реальные электронные пучки имеют разброс скоростей, обусловленный следующими причинами:

- разброс начальных (тепловых) скоростей;
- шероховатость эмитирующих поверхностей катода;

- нарушение аксиальной симметрии электронно-оптической системы (например, за счет радиального смещения катода);
- позиционный разброс, связанный с различием электрического и магнитного полей $E_к$ и $B_к$ для электронов, выходящих из различных точек катода;
- разброс, возникающий под влиянием поля объемного заряда электронного пучка.

Полный скоростной разброс принято характеризовать относительной величиной разброса орбитальных (осцилляторных) скоростей:

$$\delta v_\perp = \frac{\Delta v_\perp}{v_{\perp 0}},$$

где $\Delta v_\perp$ — абсолютная величина разброса орбитальных скоростей. В разных пучках величина $\delta v_\perp$ может достигать нескольких десятков процентов, причем, как показывает анализ, основной вклад в разброс скоростей обусловлен влиянием пространственного заряда пучка.

Скоростной разброс приводит к ухудшению эффективности взаимодействия электронного пучка и переменного поля и уменьшению КПД прибора. Так, например, при скоростном разбросе, равном $\delta v_\perp = 20\%$, значение электронного КПД уменьшается примерно на 30%. Скоростной разброс приводит также к изменению стартовых условий и силы стартового тока.

9.3.6. ГИРОТРОНЫ НА БОЛЬШИХ ОРБИТАХ

В приборах, получивших название гиротронов на больших орбитах (ГБО), электроны движутся по спиральным траекториям, которые охватывают ось симметрии прибора. Радиусы их орбит могут быть сопоставимы с радиусом резонатора, что и объясняет их название.

Существуют две системы формирования таких потоков. Первая из них включает электронную пушку типа Пирса, магнитную систему, создающую однородное магнитное поле B для сопровождения электронного пучка, и магнитную систему, получившую название «киккер» (от *англ.* kick — удар ногой, пинок). Электронная пушка формирует тонкий электронный пучок, распространяющийся вдоль оси симметрии. Магнитная система киккер создает два локальных поперечных магнитных поля, направленных перпендикулярно к оси симметрии системы и расположенных на расстоянии, равном половине длины циклотронной волны. Первое поперечное поле отклоняет (а если говорить точнее, резко отбрасывает) электронный пучок от оси симметрии. Пучок начинает вращаться по окружности, центр которой смещен относительно оси симметрии на величину радиуса вращения. Второе локальное поперечное поле сообщает электронам азимутальный импульс и завершает формирование спирального электронного пучка, вращающегося относительно оси симметрии с циклотронной частотой ω_c.

Вторая система, обеспечивающая формирование вращающегося относительно оси симметрии электронного пучка, включает электронную пушку, которая формирует полый тонкостенный электронный пучок и магнитную систему с реверсом магнитного поля в области пушки. Электронный пучок, проходя зону

реверса, получает азимутальный импульс и преобразуется во вращающийся спиральный пучок, вращающийся относительно оси симметрии.

Взаимодействие такого пучка с полем резонатора имеет следующую важную особенность. Электронный пучок возбуждает тот вид вращающегося электромагнитного поля H_{mn1} и эффективно с ним взаимодействует, для которого азимутальный индекс m равен номеру рабочей гармоники циклотронной частоты: $m = n$ ($\omega = n\omega_c$, $n = 1, 2, 3, 4, \ldots$).

Это условие обеспечивает электронную селекцию видов колебаний и позволяет использовать в качестве рабочих гармоники с высокими номерами $n = 4, 5$. При заданном значении частоты генерируемых электромагнитных волн ω работа на гармониках циклотронной частоты дает возможность уменьшить значение циклотронной частоты $\omega_c = \omega/n$ и, следовательно, уменьшить требуемое значение магнитного поля $B = \frac{m}{e}\omega_c = \frac{m}{e}\frac{\omega}{n}$. Последнее становится особенно необходимым при разработке гиротронов на частоты $f = 0{,}3\ldots1$ ТГц и выше.

Действительно, для генерации электромагнитных волн с частотой $f = 1$ ТГц (длина волны $\lambda = 0{,}3$ мм) при работе на основной гармонике циклотронной частоты ($m = 1$) требуемое значение магнитной индукции оказывается равным $B = 1{,}07/\lambda = 1{,}07/0{,}03 = 35{,}6$ Тл. Для получения магнитного поля с таким значением магнитной индукции в достаточно большом объеме необходимо использовать соленоиды с импульсным питанием.

При работе гиротрона на 4-й гармонике значение требуемой магнитной индукции снижается до приемлемой цифры 9 Тл, такое поле может быть реализовано уже с помощью сверхпроводящих магнитов. Однако КПД гиротрона при работе на гармониках циклотронной частоты снижается.

Именно гиротроны на больших орбитах, работающие на гармониках циклотронной частоты, считаются перспективными для генерации электромагнитных волн Т-диапазона ($f = 0{,}3\ldots3$ ТГц, $\lambda = 1\ldots0{,}1$ мм).

9.3.7. ПАРАМЕТРЫ И ПРИМЕНЕНИЕ ГИРОТРОНОВ

При всех своих достоинствах гиротроны имеют достаточно широкий спектр генерируемых колебаний и высокий уровень шумов. Поэтому они практически не используются в системах связи и радиолокации, где требуется высокая когерентность колебаний.

Мощные гиротроны находят широкое применение в установках для управляемого термоядерного синтеза типа «токамак», «стелларатор» для нагрева плазмы. Параметры таких приборов: диапазон рабочих частот 40…170 ГГц, выходная мощность до 1 МВт в импульсе длительностью до сотен микросекунд при значении КПД 40…50%.

Наиболее мощные гиротроны оснащены преобразователями рабочего вида колебаний резонатора в параксиальный волновой пучок. Последний с помощью системы зеркал выводится через алмазное выходное окно в направлении, перпендикулярном оси прибора.

Другой областью применения гиротронов являются технологические процессы, среди которых могут быть отмечены спекание керамики, модификация

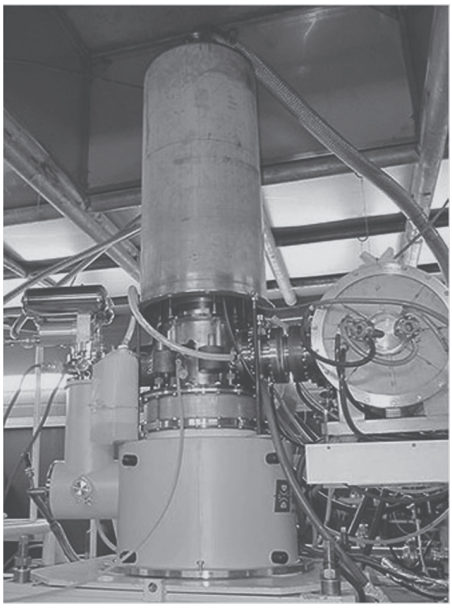


Рис. 9.3.3
Гиротрон исследовательского центра университета города Фуку (Япония)

тонких пленок, сварка и нанесение покрытий. Типичными параметрами гиротронов этой группы являются частота 28 ГГц и выходная мощность 10…30 кВт в непрерывном режиме.

Третью группу гиротронов составляют приборы, предназначенные для генерации электромагнитных волн с частотами 0,3…1 ТГц и выше (длина волны 1…0,3 мм) со сравнительно небольшим уровнем выходной мощности. Эти волны используются как инструмент для научных исследований в физике, химии, биологии, медицине. В качестве примера можно привести гиротрон, разработанный в Исследовательском центре университета города Фуку (Япония) (рис. 9.3.3). Он имеет следующие параметры: выходная мощность в непрерывном режиме 250 Вт на частоте 1 ТГц, ток электронного пучка 200 мА, ускоряющее напряжение 30 кВ.

9.4. ГИРОКЛИСТРОНЫ

9.4.1. УСТРОЙСТВО ГИРОКЛИСТРОНА

Гироклистроны — это усилительные гирорезонансные приборы. Электродинамические системы гироклистронов включают два и большее число резонаторов (многорезонаторные гироклистроны), соединенных пролетными трубами. Так же, как и в обычных клистронах, первый от катода резонатор является входным, далее следуют промежуточные резонаторы и последний (выходной). Назначение резонаторов такое же, как и в обычных клистронах. Резонаторы, за исключением последнего, образуют каскадный группирователь. В последнем резонаторе происходят отбор мощности от электронного потока и передача ее в нагрузку. Наиболее простым вариантом гироклистрона является двухрезонаторный прибор.

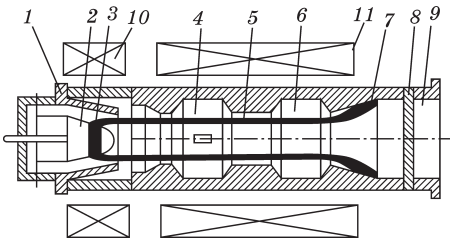


Рис. 9.4.1
Схема гироклистрона

В конструктивном отношении гироклистроны отличаются от гиротрона устройством электродинамической системы. На рисунке 9.4.1 показана схема конструкции двухрезонаторного гироклистрона, которая включает следующие основные детали и узлы: катод *2* с эмигрирующим пояском *3*, первый анод *1*, входной резонатор *4*, пролетный канал (трубу дрейфа) *5*, выходной резонатор *6*,

коллектор *7*, выходное окно *8*, секцию внешнего волновода *9*, соленоид вспомогательного магнитного поля *10*, соленоид основного магнитного поля *11*.

Оба резонатора и пролетная труба помещены в сильное однородное магнитное поле, вектор индукции которого параллелен оси прибора. Поэтому на всем протяжении электродинамической системы движение электронов имеет такой же характер, как и в гиротроне. При возбуждении сигналом от внешнего источника во входном резонаторе возникают колебания на рабочем виде. Электроны, пролетая резонатор, взаимодействуют с электрической составляющей его электромагнитного поля. Обычно, как и в гиротроне, в качестве рабочих используются колебания вида H_{mnp}. В результате взаимодействия с таким полем меняются поперечные составляющие скоростей электронов в зависимости от фазы влета в резонатор. Полная поперечная скорость на выходе из резонатора $v_\perp$ оказывается равной сумме постоянной и переменной составляющих $v_\perp = v_{\perp 0} + v_{\perp\sim}$. В этом заключается процесс скоростной модуляции, являющейся основным физическим процессом во входном резонаторе.

Промодулированный по скорости электронный поток поступает в пролетный канал, где происходит процесс азимутальной группировки электронов. Длина канала оптимизируется для получения максимальных значений таких параметров прибора, как коэффициент усиления и КПД.

Сгруппированный электронный поток поступает в выходной резонатор и возбуждает в нем электромагнитное поле Н-вида. Взаимодействие этого поля с электронами в процессе их вращательного движения обеспечивает преобразование вращательной кинетической энергии электронов в энергию электромагнитного поля.

Для увеличения коэффициента усиления и электронного КПД прибора применяются многорезонаторные гироклистроны, содержащие три и большее число резонаторов, соединенных трубами дрейфа.

9.4.2. АЗИМУТАЛЬНАЯ ГРУППИРОВКА В ГИРОКЛИСТРОНЕ

В трубе дрейфа гироклистрона отсутствуют переменные поля, и движение электронов определяется внешним статическим магнитным полем и теми скоростями, которыми обладают электроны на входе в трубу дрейфа. На процесс движения (группирования) оказывает влияние поле пространственного заряда электронного пучка.

Рассмотрим процесс азимутальной группировки в кинематическом приближении, пренебрегая действием поля пространственного заряда. На входе в пролетный канал полная поперечная скорость равна сумме постоянной и переменной составляющих $v_\perp = v_{\perp 0} + v_{\perp\sim}$. В режиме малого сигнала ($v_{\perp\sim} \ll v_{\perp 0}$) переменная составляющая скорости является гармонической функцией времени или азимутальной координаты влета электронов в трубу дрейфа θ_1. Будем полагать, что переменная компонента поперечной скорости как функция азимутальной координаты влета электронов в трубу дрейфа θ_1 определяется законом

$$v_{\perp\sim} = v_{\perp m}\sin\theta_1, \qquad (9.4.1)$$

где $v_{\perp m}$ — амплитуда переменной скорости. Азимутальные скорости электронов в трубе дрейфа определяются формулой

$$\dot{\theta} = \omega_c = \frac{e}{m} B \sqrt{1 - \frac{v_\perp^2}{c^2} - \frac{v_{z0}^2}{c^2}}, \qquad (9.4.2)$$

где v_{z0} — продольная компонента скорости, которая, если не учитывать действия поля пространственного заряда, одинакова для всех электронов; $v_\perp$ — полная поперечная скорость: $v_\perp = v_{\perp 0} + v_{\perp\sim}$.

Подставляя (9.4.1) в (9.4.2), получаем

$$\dot{\theta} = \frac{e}{m} \sqrt{1 - \frac{v_{\perp 0}^2 + 2 v_{\perp 0} v_{\perp\sim} + v_{\perp\sim}^2}{c^2} - \frac{v_{z0}^2}{c^2}}.$$

Полагая, что $v_{\perp\sim} \ll v_{\perp 0}$ и $v_{\perp\sim} \ll v_{z0}$, и пренебрегая квадратом переменной поперечной скорости, после преобразований получаем следующее выражение для азимутальной скорости:

$$\dot{\theta} = \omega_{c0} \left(1 - \frac{v_{\perp 0} v_{\perp\sim}}{(1 - v_0^2 / c^2) c^2} \right),$$

где $\omega_{c0} = \frac{e}{m} B \sqrt{1 - v_0^2 / c^2}$, $v_0^2 = v_{\perp 0}^2 + v_{z0}^2$.

Используя эту формулу, рассчитаем угол θ_2, определяющий азимутальное положение электронов в некоторой плоскости, расположенной на расстоянии l от входа в трубу дрейфа:

$$\theta_2 = \theta_1 + \dot{\theta}\tau, \qquad (9.4.3)$$

где $\tau = l / v_{z0}$ — время пролета электронов от входа в трубу дрейфа до рассматриваемой плоскости.

Следовательно,

$$\theta_2 = \theta_1 + \left(1 - \frac{v_{\perp 0} v_{\perp\sim}}{1 - v_0^2 / c^2} \right) \frac{l}{v_{z0}}$$

или, с учетом (9.4.3),

$$\theta_2 = \theta_1 + \theta_0 - \frac{\omega_{c0} l}{c^2 \sqrt{1 - v_0^2 / c^2}} \frac{v_{\perp 0}}{v_{z0}} v_{\perp m} \sin\theta_1,$$

где $\theta_0 = \omega_{c0} l / v_{z0}$ — приращение азимутального угла при невозмущенном движении $v_{\perp\sim} \ll v_{z0}$.

Вводя обозначение

$$X = \frac{\omega_{c0} l}{c^2 \sqrt{1 - v_0^2 / c^2}} \frac{v_{\perp 0}}{v_{z0}} v_{\perp m},$$

получаем

$$\theta_2 = \theta_1 + \theta_0 - X \sin\theta_1.$$

Эта формула устанавливает связь между азимутальными координатами электронов на входе в трубу дрейфа и в некоторой текущей плоскости трубы дрейфа.

Видно, что эта связь по форме совпадает с выражением, определяющим процесс продольной группировки в обычном клистроне:

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta_0 - X \sin\omega t_1,$$

где t_1 — время влета электрона в трубу дрейфа клистрона; t_2 — время прохождения некоторой текущей плоскости; $\theta_0 = \omega l / v_0$ — невозмущенный угол пролета; X — параметр группирования.

Аналогично тому, как это делается в теории обычного клистрона, степень азимутальной группировки в гироклистроне может быть проанализирована с помощью построения графических зависимостей $\theta_2 = f(\theta_1)$ при $X = \text{const}$ в качестве параметра. Будем рассматривать электроны, которые в начале трубы дрейфа равномерно распределены в интервале фаз $-\pi \le \theta_1 \le \pi$.

На рисунке 9.4.2 показаны зависимости азимутальных фаз $\theta_2 = f(\theta_1)$ для четырех значений параметра группирования $X = 0;\ 1;\ 1{,}5;\ 1{,}84$. При отсутствии группировки ($X = 0$) параметры θ_2 и θ_1 связаны между собой линейно и электроны, первоначально равномерно распределенные в интервале фаз $-\pi \le \theta_1 \le \pi$, оказываются также равномерно распределенными в интервале фаз $\theta_0 - \pi \le \theta_2 \le \theta_0 + \pi$. При $X \ne 0$ имеет место перераспределение электронов по фазам прибытия в выделенную плоскость z и, что принципиально важно, увеличение числа электронов в относительно узком интервале фаз в окрестности фазового угла θ_0. Таким образом, в процессе дрейфа происходит азимутальная группировка электронов. Так, при значении параметра группирования $X = 1{,}84$ электронная группа имеет азимутальную протяженность $\Delta\theta_2 = 1{,}3$ радиана и содержит около 2/3 зарядов, первоначально равномерно распределенных в угловом интервале, равном 2π.

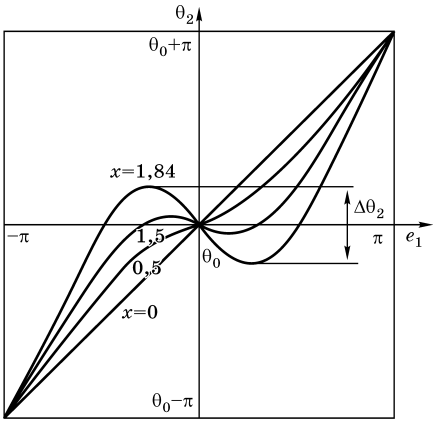


Рис. 9.4.2
Фазовая диаграмма группировки в гироклистроне

Для улучшения качества группирования, так же как и в обычном клистроне (клистроне 0-типа), в многорезонаторном гироклистроне может быть использовано каскадное группирование, которое позволяет получить более компактную электронную группу с большим процентом содержания заряда.

Выходной резонатор гироклистрона может быть настроен на основную частоту $\omega \simeq \omega_c$ или на гармонику этой частоты $\omega \simeq n\omega_c$. В последнем случае клистрон работает в режиме умножения частоты (клистрон-«гироумножитель»).

Применение режима умножения частоты позволяет уменьшить требуемое значение индукции магнитного поля в n раз. В качестве рабочих гармоник обычно используются вторая и третья гармоники, так как с ростом номера гармоники уменьшается электронный КПД прибора.

9.4.3. ПАРАМЕТРЫ И ПРИМЕНЕНИЕ ГИРОКЛИСТРОНОВ

Гироклистроны нашли применение в установках высокоточной радиолокации, в частности, на частотах порядка 90…100 ГГц, где существует область с малым поглощением электромагнитных волн земной атмосферой (так называемое «окно прозрачности»). Мощные импульсные гироклистроны применяются также для питания ускорителей заряженных частиц. В таблице 9.4.1 приведены параметры мощных импульсных гироклистронов, работающих в режиме умножения частоты. В таких приборах входной резонатор возбуждается сигналом с частотой, равной циклотронной частоте, определяемой значением магнитной индукции. Выходные и промежуточные каскады настраиваются на одну из гармоник циклотронной частоты (обычно, вторую или третью). Такой режим позволяет уменьшить требуемое значение индукции магнитного поля.

Таблица 9.4.1

Параметры гироклистронов

Параметры	3-резонаторный гироклистрон	4-резонаторный гироклистрон
Выходная мощность, МВт	7	1
Частота выходного сигнала, ГГц	95	35
Частота входного сигнала, ГГц	45,5	17,5
Коэффициент полезного действия, %	34	40
Коэффициент усиления, дБ	50	40
Ускоряющее напряжение, кВ	500	82
Ток электронного пучка, А	45	67
Вид колебаний входного резонатора	H_{011}	H_{011}
Вид колебаний выходного и промежуточных резонаторов	H_{021}	H_{021}
Рабочая гармоника входного резонатора	1-я	1-я
Рабочая гармоника выходного и промежуточных резонаторов	2-я	2-я
Значение индукции магнитного поля в рабочей области, Тл	2,9	0,6

9.5. ГИРО-ЛБВ

9.5.1. УСТРОЙСТВО ГИРО-ЛБВ

Устройство гиро-ЛБВ схематически показано на рисунке 9.5.1. В отличие от гироклистрона, электродинамическая система гиро-ЛБВ представляет собой отрезок регулярного цилиндрического волновода *4*, в котором от внешнего источника через ввод энергии *3* возбуждается быстрая волна типа Н.

Взаимодействие поля волны и потока в режиме циклотронного резонанса приводит к модуляции поперечной скорости электронов, их азимутальной группировке и в итоге к преобразованию части кинетической энергии потока в энергию поля. Амплитуда волны возрастает по мере ее движения по направлению к коллектору электронов *5*. Вывод энергии во внешний волновод осуществляется через выходное окно *6*. Магнитное поле создается соленоидами *1* и *2*.

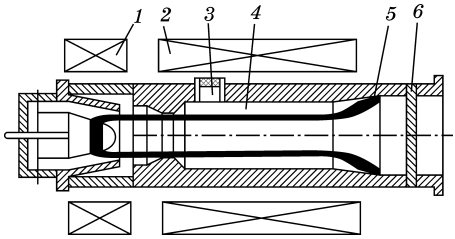


Рис. 9.5.1
Схема конструкции гиро-ЛБВ

9.5.2. ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОТОКА И ПОЛЯ

Принципиальная особенность гиротронного механизма взаимодействия электронов с поперечными полями электродинамических систем состоит в том, что это взаимодействие происходит одинаково эффективно как с высокочастотными полями стоячих волн резонаторных систем, так и с полями бегущих (незамедленных) волн волноводных систем.

Рассмотрим взаимодействие электронов с полем бегущей волны цилиндрического волновода типа H_{01}. Эта волна имеет только одну поперечную компоненту электрического поля E_θ, которая меняется во времени и пространстве по закону

$$E_\theta = E_m(R)\cos\left(\omega t - \frac{\omega z}{v_p}\right),$$

где $E_m(R)$ — зависящая от радиуса амплитуда поля; z — продольная координата, направленная вдоль оси волновода; v_p — фазовая скорость волны. Поперечная структура электрического поля совпадает со структурой поля резонаторной системы, показанной на рисунке 9.3.2. В фиксированной плоскости $z = \text{const}$, например $z = 0$, высокочастотное поле меняется во времени по гармоническому закону

$$E_\theta = E_m(R)\cos(\omega t).$$

Рассмотрим первоначально электронный поток, в котором электроны имеют только поперечные (вращательные) скорости ($v = v_\perp$, $v_\parallel = 0$), подобно тому, как это сделано в разделе 9.2.2. Электрическое поле бегущей волны, действующее на электроны, вращающиеся в фиксированной плоскости $z = \text{const}$, меняется во времени по гармоническому закону и для них неотличимо от поля стоячей волны. Следовательно, механизм взаимодействия высокочастотного поля и электронов, разобранный ранее в разделе 9.2.2, полностью справедлив и для рассматриваемого случая. При выполнении условия циклотронного резонанса $\omega = \omega_c$ или $T = T_c$ процессы скоростной модуляции и азимутальной группировки протекают аналогичным образом. Условие $T = T_c$ обеспечивает фазовый синхронизм, который состоит в том, что электрон, совершивший полный оборот, вновь «встречает» ту же фазу поля, которую он «видел» в начале оборота.

Пусть теперь электрон, помимо поперечной скорости $v_\perp$, имеет и продольную скорость $v_\parallel$. В начале оборота электрон находится в плоскости $z = 0$ и «видит» поле в фазе

$$E_\theta = E_m(R)\cos(\omega t_0).$$

За временной интервал $\Delta t = T_c$ электрон совершит полный оборот и переместится вдоль оси волновода на расстояние $z = v_\parallel T_0$. Фаза волны, которую он встретит в конце оборота, определяется из формулы (7.1.4):

$$E_\theta = E_m(R)\cos\left(\omega t_0 + \omega T_c - \omega T_c \frac{v_\parallel}{v_p}\right).$$

Для того чтобы эта фаза совпадала с начальной и условие фазового синхронизма было выполнено, необходимо, чтобы обеспечивалось равенство

$$\omega T_c - \omega T_c \frac{v_\parallel}{v_p} = 2\pi i, \quad i = 1, 2, 3, \ldots,$$

откуда находим

$$T_c = \frac{iT}{1 - v_\parallel / v_p} \tag{9.5.1}$$

и

$$\omega = \frac{i\omega_c}{1 - v_\parallel / v_p}. \tag{9.5.2}$$

Условия (9.5.1), (9.5.2) обеспечивают фазовый синхронизм движущихся по спирали электронов с высокочастотным полем и могут рассматриваться как условие циклотронного резонанса в случае взаимодействия электронов с полем

Таблица 9.5.1

Параметры гиро-ЛБВ со спиральным волноводом

Параметр	Гиро-ЛБВ сантиметрового диапазона	Гиро-ЛБВ миллиметрового диапазона
Выходная мощность, МВт	1,1	0,18
Частота выходного сигнала, ГГц	9,4	36
Коэф. полезного действия, %	29	26
Коэффициент усиления, дБ	50	40
Ускоряющее напряжение, кВ	200	80
Ток электронного пучка, А	25	9
Полоса частот, %	21	9
Длительность импульса, мкс	0,12	12
Значение индукции магнитного поля в рабочей области, Тл	0,34	1

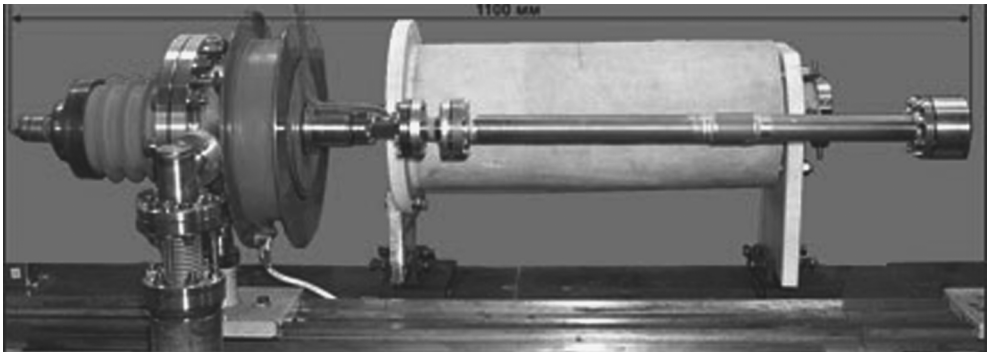


Рис. 9.5.2
Гиро-ЛБВ

бегущей волны. Случай $i = 1$, $\omega = \dfrac{\omega_c}{1 - \upsilon_{\|} / \upsilon_p}$ соответствует основному циклотронному резонансу — резонансу на первой гармонике циклотронной частоты.

В гиро-ЛБВ с электродинамической системой в виде гладкого круглого волновода качестве рабочих используются волны типа H_{11}, H_{01}, H_{21}. Достигнутые параметры в сантиметровом диапазоне длин волн: выходная мощность в режиме микросекундных импульсов — десятки киловатт, КПД — 20%, коэффициент усиления — 20…25 дБ, рабочая полоса частот порядка 10%.

Однако, гиро-ЛБВ с гладким волноводом не получили практического применения в связи с рядом существенных недостатков: склонность к самовозбуждению, критичность к разбросу скоростей электронов, относительно низкие значения коэффициента усиления и полосы рабочих частот.

Значительное улучшение параметров и эксплуатационных характеристик ожидается от гиро-ЛБВ с электродинамической системой в виде цилиндрического волновода со спиральной (винтовой) гофрировкой внутренней поверхности. Данная система обеспечивает более широкую полосу усиливаемых частот, устойчивость к самовозбуждению, меньшую критичность к разбросу скоростей электронов. Такой прибор получил название гиро-ЛБВ со спиральным волноводом. В таблице 9.5.1 приводятся параметры экспериментальных импульсных гиро-ЛБВ со спиральным волноводом, разработанных в Институте прикладной физики РАН под руководством С. В. Самсонова (рис. 9.5.2).

9.6. ГИРО-ЛОВ

Эксперименты, выполненные в Институте прикладной физики РАН (г. Нижний Новгород), показывают, что волноводы со спиральной гофрировкой внутренней стенки позволяют создать гиро-ЛОВ с выходной мощностью в сотни мегаватт в импульсе (табл. 9.6.1). Приборы имеют высокий КПД и достаточно широкий диапазон плавной электронной перестройки частоты. Например, при ускоряющем напряжении, равном 600 кВ, и токе 4 кА получена выходная мощность, равная 600 МВт. При этом зафиксировано изменение частоты генерации, как в пределах импульса (импульс не был идеально прямо-

Таблица 9.6.1

Параметры гиро-ЛОВ

Параметр	Выходные характеристики					
Центральная частота, ГГц	35	34,9	35,1	93,2	93,2	91,6
Гармоника гирочастоты	1	1	2	1	1	1
Выходная мощность, кВт	750	200	260	300	100	2,5
Коэффициент усиления, дБ	20	22	17	25	30	32
Мгновенная полоса усиления, ГГц	0,24	0,6	0,035	0,4	0,92	0,33
КПД, %	24	33	18	26	30	25
Длительность импульса, мкс	100	10	100	100	100	Непрерывный режим
Изготовитель	ИПФ/Торий	NRL	ИПФ	ИПФ	NRL/CPI	ГИКОМ



Рис. 9.6.1
Гиро-ЛОВ

угольным, напряжение в импульсе уменьшалось от начала импульса к его концу), так и от импульса к импульсу. При изменении напряжения от 600 кВ в начале импульса до 200 кВ в его конце частота плавно менялась от 10 до 9,5 ГГц. Одна из этих ламп показана на рисунке 9.6.1.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Опишите историю создания гирорезонансных приборов.
2. Какой релятивистский эффект используется в гирорезонансных приборах?
3. Почему гирорезонансные приборы имеют больший размер электродинамической системы, чем приборы типов О и М?
4. Опишите явление циклотронного резонанса.
5. Опишите явление азимутальной группировки электронного потока.
6. Опишите конструкцию и принцип действия гиротрона.
7. Что такое укороченные уравнения движения? Какие процессы они описывают?
8. Поясните механизм взаимодействия электронного потока с высокочастотным полем на гармониках циклотронной частоты.
9. Какими факторами определяется КПД гиротрона?
10. Какими факторами определяется стартовый ток гиротрона?
11. Поясните конструкцию и принцип действия гиротрона на больших орбитах.
12. Опишите конструкцию и принцип действия гироклистрона.
13. Опишите конструкцию и принцип действия гиро-ЛБВ.
14. Опишите конструкцию и принцип действия гиро-ЛОВ.

10 РЕЛЯТИВИСТСКИЕ МИКРОВОЛНОВЫЕ ПРИБОРЫ

ГЛАВА

10.1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПРИБОРОВ

Под релятивистскими микроволновыми приборами понимается большая группа генераторов и усилителей микроволнового излучения, в которых заметно проявляются релятивистские эффекты — зависимость массы электрона от энергии, а также нормальный и аномальный эффекты Доплера. Условно релятивистскими принято называть приборы, в которых кинетическая энергия электронов соизмерима с энергией покоя, т. е. в которых ускоряющее напряжение составляет 300 кВ и более (напомним, что энергия покоя электрона 511 кэВ).

Релятивистские микроволновые приборы делятся на две группы. Первая — это классические приборы (клистроны, клистроды, ЛБВ, ЛОВ, магнетроны), работающие при ускоряющих напряжениях более 300 кВ. Релятивистские эффекты влияют на механизм взаимодействия в этих приборах, что заставляет модифицировать теорию взаимодействия и их конструкцию. Вторая группа — приборы, в которых используются специфические механизмы взаимодействия, основанные на релятивистских эффектах. К этим приборам относятся лазеры на свободных электронах, гироконы, виркаторы и их разновидности.

У истоков релятивистской микроволновой электроники лежит работа В. Л. Гинзбурга (1947), в которой была показана возможность генерации когерентных колебаний микроволнового диапазона длин волн с помощью потоков прямолинейно движущихся релятивистских электронов и потоков релятивистских доплеровских осцилляторов. Однако реальное развитие релятивистской электроники началось в конце 70-х годов, когда были созданы сильноточные ускорители электронов.

10.2. КЛАССИЧЕСКИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ПРИБОРЫ

10.2.1. РЕЛЯТИВИСТСКИЕ КЛИСТРОНЫ

Стремление увеличить выходную мощность клистронов приводит к повышению ускоряющего напряжения до нескольких сотен киловольт. При таких напряжениях эффективность скоростной модуляции снижается, так как под действием высокочастотного напряжения на зазоре изменяется в основном масса электрона, а не его скорость.

Этот эффект требует применения соответствующих конструкций группирователя, электронной пушки, фокусирующей системы и коллектора. В частности, при неизменном количестве резонаторов с повышением ускоряющего напряжения уменьшается коэффициент усиления прибора. Пушки с термокатодом трудно реализовать на ускоряющие напряжения свыше 500 кВ, поэтому в качестве источника электронов используется сильноточный линейный индукционный ускоритель (ЛИУ). В качестве примера приведем параметры релятивистского клистрона SL4 (табл. 10.2.1), разработанного в лаборатории SLAC (США).

Таблица 10.2.1

Параметры клистрона SL4

Частота, ГГц	Выходная мощность, МВт	Коэффициент усиления, дБ	КПД, %	Ускоряющее напряжение, кВ	Ток луча, А	Число резонаторов	Длина прибора, см
8,57	200	65	50	1000	750	6	98

Как видно, этот прибор способен отдавать мощность 200 МВт в режиме коротких импульсов длительностью 40 нс. Электронный луч в этот клистрон инжектировался из ЛИУ. В клистроне SL4 используется однозазорный выходной резонатор, что приводит к уменьшению длительности импульса выходной мощности при уровнях мощности более 100 МВт. Это явление, по-видимому, связано с образованием плазмы в зазоре выходного резонатора. Применение многозазорных резонаторов, вероятно, позволит устранить это нежелательное явление. Имеются сведения о релятивистском клистроне с выходной мощностью 1 ГВт в импульсе длительностью 15 нс. Прибор работал с сильноточным ускорителем с энергией электронов 2 МэВ и током 1 кА.

Дальнейшее увеличение ускоряющего напряжения делает классический механизм группировки неэффективным, так как все электроны движутся с практически одинаковыми скоростями. В качестве альтернативы может быть использована группировка в поворотном магнитном поле (ПМП) (рис. 10.2.1). Группирующая секция состоит из резонатора *1*, модулирующего электронный поток по энергии, кольцевого пролетного канала *2*, находящегося в магнитном поле, и выходного резонатора *3*.

Радиус вращения электрона в магнитном поле определяется его массой:

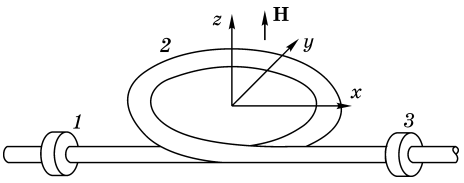


Рис. 10.2.1
Группирователь в поворотном магнитном поле

$$R = \frac{m_0}{eB}\sqrt{\gamma^2 - 1},$$

где γ — релятивистский фактор. Электроны с большей энергией проходят по большему радиусу, а так как скорости у всех электронов примерно одинаковы, на оборот такой электрон затрачивает большее время и наоборот, электрон,

прошедший через модулирующий резонатор в момент тормозящего поля, имеет меньшую энергию и меньший радиус поворота. В результате он затрачивает на оборот меньшее время. Таким образом, электроны группируются вокруг электрона, прошедшего через модулирующий резонатор в момент перехода напряжения на нем с ускоряющего на тормозящее.

Анализ показывает, что, так же, как и в классическом клистроне, амплитуду n-й гармоники конвекционного тока на выходе из кольца можно рассчитать по формуле

$$I_n = 2I_0 \mathrm{J}(nX),$$

где

$$X = \nu\theta$$

— параметр группирования,

$$\nu = M\frac{U_m}{U_0}\frac{\gamma - 1}{\gamma}$$

— параметр, имеющий смысл коэффициента модуляции по энергии, U_m — амплитуда напряжения на модулирующем резонаторе, U_0 — ускоряющее напряжение, M — коэффициент взаимодействия, $\theta = 2\pi R\beta_e$ — угол пролета в поворотном поле, $\beta_e = \omega/v_e$ — электронная постоянная распространения. Сравнение этого механизма группировки с классическим клистронным механизмом показывает, что отношение напряжений на зазоре модулирующего резонатора для двух типов группировки определяется формулой

$$\frac{U_m^{\text{кл}}}{U_m^{\text{ПМП}}} = \gamma^2 - 1,$$

т. е. эффективность группировки в ПМП возрастает по мере увеличения энергии электронов.

10.2.2. РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЛБВ И ЛОВ

По мере повышения ускоряющего напряжения скорость электронов приближается к скорости света и для синхронизма с электромагнитной волной требуется небольшое замедление. Такое замедление могут обеспечить гофрированные волноводы с небольшой глубиной гофра или волноводы с диафрагмами. Схема такого прибора, разработанного в ФИАН, показана на рисунке 10.2.2. Магнетронная пушка *1* формирует электронный поток *2*, распространяющийся в магнитном поле, создаваемом соленоидом *3*. Выходная мощность выводится через вакуумное окно *4*. Длина секции ЗС составляет 12 см, внутренний радиус 1,6 см, глубина гофра 0,4 см. Дисперсионная характеристика этой ЗС показана на рисунке 10.2.3. На этом же графике показана линия электронного

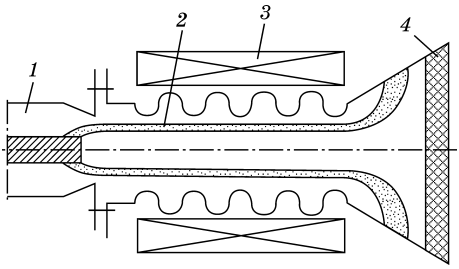


Рис. 10.2.2
Схема релятивистской ЛОВ

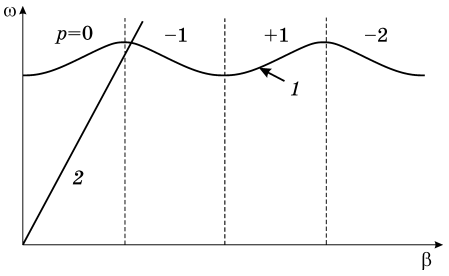


Рис. 10.2.3
Дисперсионная характеристика гофрированного волновода

луча $\omega = \beta v_e$, где v_e — скорость электронов. Пересечение этой линии с дисперсионной характеристикой определяет частоту, на которой наблюдается синхронизм. Обычно точка синхронизма в релятивистских ЛБВ выбирается вблизи верхней частоты отсечки (частоты π-вида), так что электронный поток взаимодействует как с прямой, так и с обратной гармоникой волны. Поэтому такие приборы называют релятивистскими ЛОВ-ЛБВ. Взаимодействие с обратной волной обеспечивает обратную связь, необходимую для самовозбуждения прибора. Поэтому такие лампы используются как генераторы. Параметры некоторых релятивистских ЛБВ-ЛОВ приведены в таблице 10.2.2.

Таблица 10.2.2

Параметры релятивистских ЛОВ-ЛБВ

Разработка	F, ГГц	Тип волны	U_0, кВ	I_0, кА	$\tau_и$, нс	P, МВт	η, %
ФИАН	9,7	E_{01}	600	4	15	350	15
США	10,3	E_{11}	500	3	20	500	17
США	10	E_{02}	1400	10	1400	200	10

Основные соотношения для определения параметров прибора можно записать следующим образом:

$$\frac{2}{\pi}\frac{e}{m_0 c^2}\gamma^3 R_{св} I_0 = 1,$$

$$\frac{\pi L n_e}{\lambda \gamma^2} = 1,2,$$

$$\gamma^2\left(\frac{v_p}{c} - n_e\right) = 2,25 n_e.$$

В этих выражениях $n_e = c/v_e$ — замедление скорости электронов, L — длина ЗС, λ — длина волны излучения.

В настоящее время масштабные работы по созданию мощных генераторов миллиметровых волн на основе эффекта Черенкова проводятся в Институте прикладной физики РАН (ИПФАН) и в Арагонской национальной лаборатории (США). В работах используются новые технические решения для формирования коротких электронных пакетов (импульсов) с длительностью порядка нескольких пикосекунд и содержанием заряда 10…50 нанокулон.

Первоначальное формирование пакетов осуществляется в высокочастотном фотоинжекторе (рис. 10.2.4).

Источником электронов в инжекторе является фотокатод *1*, который облучается импульсным лазерным излучением большой интенсивности. Катод встроен в объемный резонатор *2*, возбуждаемый от внешнего источника. Лазерный импульс *3* облучает фотокатод в момент времени, когда переменное электрическое поле E у поверхности катода является ускоряющим и достигает своего амплитудного значения. Эмитированные фотокатодом электроны ускоряются этим полем, и в фотоинжекторе формируется кратковременный импульс конвекционного тока (электронный пакет). Длительность импульса конвекционного тока может регулироваться изменением длительности импульса лазерного излучения. Для ограничения поперечного размера электронного пакета используется магнитное поле, которое создается соленоидами, расположенными по обе стороны фотоинжектора.

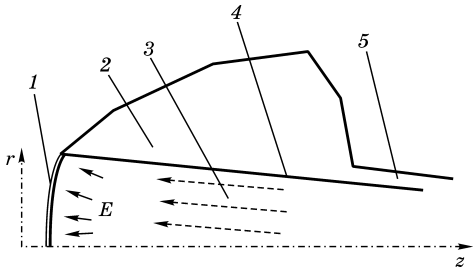


Рис. 10.2.4
Высокочастотный фотоинжектор черенковского генератора

Под действием ускоряющего переменного поля и магнитного поля электроны движутся в направлении выходного канала *5* внутри области, ограниченной линией *4*. Сформированный электронный пакет дополнительно ускоряется в линейном ускорителе, после чего проходит через систему квадрупольных магнитных линз, корректирующих его поперечные размеры и фазовую характеристику, и направляется в электродинамическую систему. Последняя представляет собой цилиндрический волновод, частично заполненный диэлектриком. Проходя через канал в диэлектрике, импульс конвекционного тока возбуждает черенковское излучение. Интенсивность излучения зависит от величины заряда, который несет этот импульс.

Разработанный в Арагонской национальной лаборатории (США) черенковский генератор имеет выходную мощность 3,5 ГВт на частоте 7,8 ГГц. Энергия пучка — 16 МэВ, длительность импульса 4 пс. Радиус цилиндрического волновода 11 мм; радиус канала в диэлектрике 6 мм; длина канала 100…200 мм; материалы диэлектриков — стеатит с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 5{,}8$, боросиликантное стекло $\varepsilon = 4$.

В ИПФАН (Россия) разработаны черенковские генераторы и усилители с выходной мощностью до 2 ГВт на частоте 10 ГГц и 600 МВт на частоте 30 ГГц.

10.2.3. РЕЛЯТИВИСТСКИЙ МАГНЕТРОН

На основе сильноточных ускорителей возможно также создание релятивистских магнетронов. Поскольку ускорители создают импульс тока малой длительности (десятки наносекунд), требуется обеспечить длительность переходного периода в единицы наносекунд. Кроме того, при подаче высокого напряжения на анод вблизи катода образуется плазма, и необходимо минимизировать ее влияние на режим работы магнетрона. Время установления колебаний можно уменьшить, понизив добротность резонаторов магнетрона. Для этого анодный блок выполняется не из меди, а из материалов с меньшей проводимостью, например, из нержавеющей стали или инвара. Эксперименты показали, что

катодная плазма не нарушает работу магнетрона до тех пор, пока она полностью не перекроет промежуток катод — анод. При этом время перекрытия составляет более ста наносекунд.

Исходя из условий синхронизма, предельный электронный КПД релятивистского магнетрона можно оценить по формуле

$$\eta_e = 1 - \frac{2m_0c^2}{eU_0}(\gamma^2 - 1).$$

Из этой формулы следует, что при $U_0 = 1$ МВ можно получить электронный КПД около 70%. Реальный КПД релятивистских магнетронов ниже, так как в них используется магнитное поле с индукцией ниже оптимальной.

На рисунке 10.2.5 показана схема устройства релятивистского магнетрона, разработанного в Институте прикладной физики АН СССР в конце 1970-х гг. Особенностью этого магнетрона является дифракционный вывод энергии, который, кроме увеличения электрической прочности, позволяет возбудить рабочий тип волны в выходном волноводе (в данном случае H_{41}). Для этого глубина щелевых резонаторов в анодном блоке плавно уменьшается до нуля при переходе к регулярному волноводу.

Магнитная система релятивистских магнетронов должна обеспечивать необходимое значение индукции магнитного поля, которая увеличивается с ростом анодного напряжения. Для получения требуемой индукции используются, как правило, соленоиды или сверхпроводящие магниты.

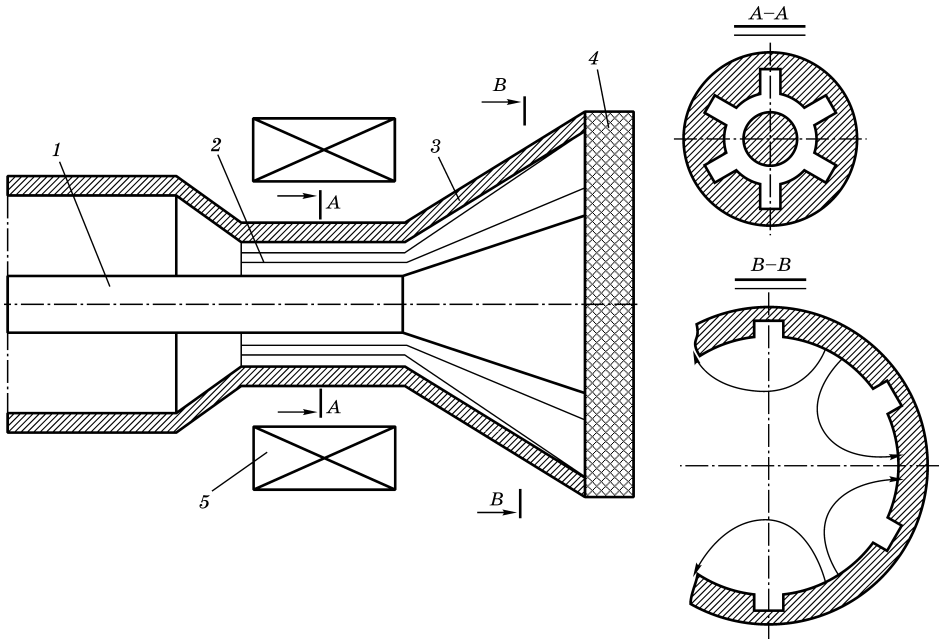


Рис. 10.2.5
Схема устройства релятивистского магнетрона:

1 — холодный катод из графита; *2* — анод с восемью щелевыми резонаторами; *3* — отрезок нерегулярного волновода; *4* — вакуумное окно; *5* — соленоид.

Таблица 10.2.3

Параметры релятивистских магнетронов

Разработчик	Число резонаторов	Длина волны, см	Напряжение анода, МВ	Выходная мощность, ГВт	Длительность импульса, нс	КПД, %
ИПФАН	8	3,3	0,57	0,5	20	15
ТПИ	6	10	1	10	30	43
CPI (Канада)	6	10	0,9	4,5	—	25
SLAC (США)	6	10	0,36	1,7	20	35

В настоящее время релятивистский магнетрон — наиболее простой и надежный прибор, позволяющий получать импульсы гигаваттного уровня мощности (табл. 10.2.3). К сожалению, эти приборы не могут эффективно работать на частотах более 10 ГГц, так как размеры анодного блока становятся слишком малыми, что вызывает пробои и трудности с отводом тепла.

10.3. ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

10.3.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Лазер на свободных электронах (ЛСЭ) — электронный прибор, предназначенный для усиления и генерации электромагнитных волн преимущественно в диапазоне от субмиллиметрового до рентгеновского участка спектра. Принцип действия ЛСЭ основан на взаимодействии пучка релятивистских электронов с пространственно-периодическим электрическим или магнитным полем. В таком поле электроны перемещаются по сложным криволинейным траекториям, совершая как поступательное, так и периодическое поперечное движения.

Процесс преобразования кинетической энергии электронов в энергию электромагнитной волны осуществляется в этих приборах в результате их взаимодействия с поперечной составляющей электрического поля волны, которая распространяется в волноведущей структуре или в свободном пространстве. Этот процесс можно рассматривать как вынужденное осцилляторное излучение ансамбля электронов-осцилляторов. Поскольку осцилляторы движутся в продольном направлении с околосветовой скоростью, в ЛСЭ наблюдается сильный эффект Доплера, во много раз повышающий частоту излучения по сравнению с частотой поперечных колебаний электронов.

Поперечное периодическое движение электронов реализуется либо с помощью периодического магнитостатического поля, либо путем воздействия на пучок встречной электромагнитной волны, которая получила название «волны накачки». Частота этой волны может быть значительно ниже, чем частота генерируемой электромагнитной волны.

ЛСЭ с периодическим магнитным полем иногда называют релятивистскими убитронами, поскольку в них использован принцип взаимодействия электронов и поля волны, впервые реализованный в электронном приборе сантиметрового диапазона — убитроне.

10.3.2. УБИТРОН — ПРЕДШЕСТВЕННИК ЛСЭ

Убитрон (ubitron — Undulator Beam Interaction) — это усилительный электронный прибор, в котором электронный пучок взаимодействует с быстрой электромагнитной волной, распространяющейся в волноводе. Впервые убитрон был описан Р. Филиппсом (США) в 1960 г. Устройство убитрона схематически представлено на рисунке 10.3.1. Электронная пушка *1* формирует и ускоряет электронный пучок. Волноводная система *3*, имеющая ввод *2* и вывод энергии *5*, обеспечивает распространение быстрой волны. Магнитная система, образованная постоянными магнитами *4*, создает периодическое распределение магнитного поля и носит название ондулятора или вигглера. Коллектор электронов *6* принимает отработавший электронный пучок.

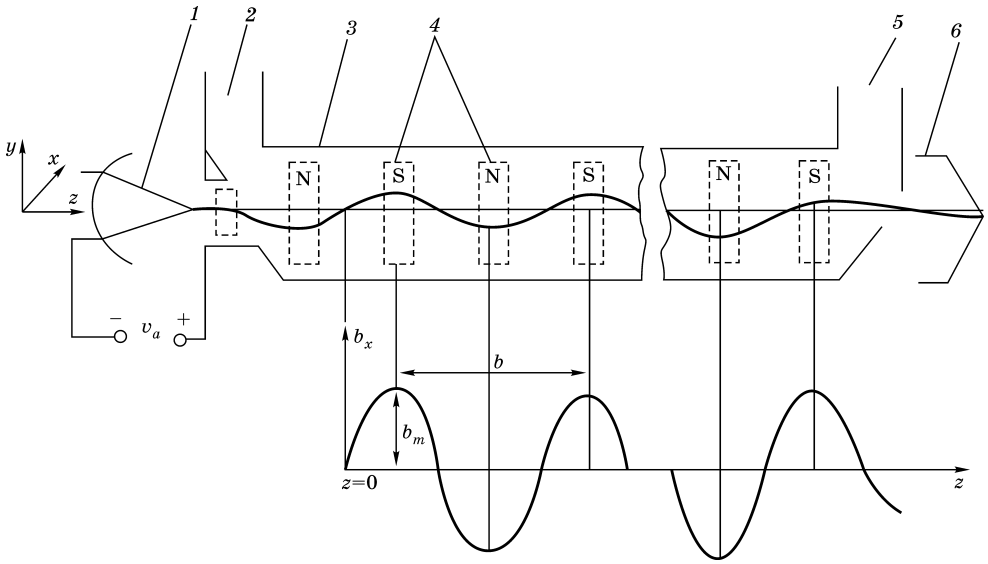


Рис. 10.3.1
Устройство убитрона

Более детально устройство одного из вариантов ондулятора, образованного системой призматических магнитов, показано на рисунке 10.3.2. Стрелками на этом рисунке показано направление намагниченности призматических магнитов. Изменение поперечной составляющей поля B_x в таком ондуляторе имеет периодический характер и может быть приближенно описано формулой

$$B_x = B_m \sin\frac{2\pi}{b} z,$$

где b — период магнитного поля ондулятора; B_m — амплитуда магнитного поля.

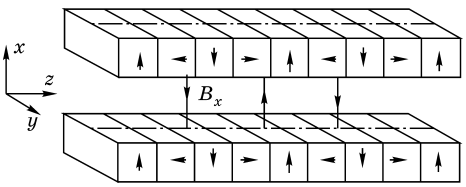


Рис. 10.3.2
Устройство ондулятора:
B_x — x-компонента магнитной индукции.

Движение электронов пучка в поле ондулятора происходит по периодическим траекториям, как это показано на рисунке 10.3.1. Если принять, что поперечная скорость электронов v_y значительно меньше, чем их продольная скорость v_z, $v_z < c$, то для скорости и смещения электронов в поперечном направлении могут быть получены следующие формулы:

$$v_y = \frac{e}{m}\frac{B_m b}{2\pi\gamma} v_z \cos\frac{2\pi}{b} z, \tag{10.3.1}$$

$$y = \frac{e}{m}\frac{B_m b^2}{4\pi^2\gamma v_z} \sin\frac{2\pi}{b} z, \tag{10.3.2}$$

где v_z — средняя продольная скорость электронов; γ — релятивистский фактор.

Электромагнитное поле, с которым взаимодействует электронный пучок, имеет вид бегущей волны, которая распространяется в гладком волноводе с фазовой скоростью $v_p > c$. В рассматриваемом убитроне применяется прямоугольный волновод, в качестве рабочей волны используется мода H_{01}, имеющая только поперечную составляющую электрического поля E_y. В этом случае взаимодействие электронов пучка с полем происходит только благодаря поперечному движению электронов. Таким образом, убитрон относится к классу приборов с поперечным взаимодействием.

Преобразование кинетической энергии электронов в энергию поля происходит лишь при упорядоченном характере взаимодействия электронов и поля. В лампах бегущей волны О-типа, использующих замедленные волны, упорядоченное взаимодействие реализуется при синхронном движении электронов и поля, при примерном равенстве скорости электронов v_z и фазовой скорости волны v_p ($v_z \approx v_p$). (В гирорезонансных приборах такое взаимодействие реализуется в режиме циклотронного резонанса.)

Поскольку в убитроне электромагнитная волна распространяется в гладком волноводе с фазовой скоростью $v_p > c$, а скорость электронов пучка $v_z < c$, то режим синхронизма между волной и пучком в точном значении этого термина реализован быть не может. При фазовой скорости, превышающей скорость пучка, $v_p > v_z$, волна скользит вдоль пучка, опережая его движение вдоль оси прибора. Однако и в этом случае может быть найден такой режим движения волны и пучка, когда взаимодействие поля и пучка имеет упорядоченный характер, при котором часть электронов пучка ускоряется, а часть испытывает торможение.

Такой характер взаимодействия обеспечивается, если за время T_b, в течение которого электроны перемещаются на расстояние, равное периоду ондуляторного поля b, волна перемещается вдоль оси прибора на расстояние, равное

$$\Delta z = v_p T_b = b + \lambda_g, \tag{10.3.3}$$

где λ_g — длина волны (пространственный период) электромагнитного поля в волноводе.

Проследим за движением электрона, который влетает в регулярную часть ондулятора (плоскость $z = 0$, рис. 10.3.3) в момент времени t_0. В соответствии с формулами (10.3.1) и (10.3.2) поперечная координата электрона $y = 0$, а его

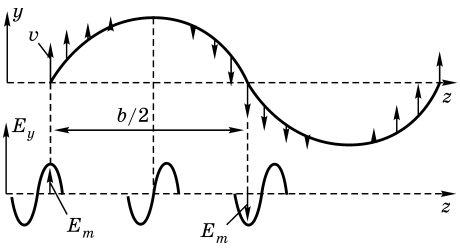


Рис. 10.3.3
К анализу движения электронного пучка в ондуляторе

поперечная скорость v_y имеет максимальное значение, $v_y = v_m$. Примем, что в этот момент времени напряженность поперечного поля электромагнитной волны достигает амплитудного значения $E_y = E_m$ (рис. 10.3.3). Электрон перемещается вдоль модулятора по зигзагообразной кривой $y(z)$, стрелками на ней показаны направление и относительные значения поперечной скорости электрона. В точке влета электрона в ондулятор поперечное электрическое поле имеет амплитудное значение, а его направление совпадает с направлением поперечной скорости. Электрон испытывает максимальное тормозящее действие со стороны электрического поля. Электромагнитная волна перемещается вправо со скоростью, большей, чем скорость перемещения электрона, поэтому значение поперечного поля, действующего на электрон, постепенно уменьшается, однако всюду его направление совпадает с направлением поперечной скорости. В тот момент, когда электрон оказывается на расстоянии от точки влета, равном четверти периода ондуляторного поля ($z = b/4$), электромагнитная волна опережает его на расстояние, равное четверти длины волны. В этот момент поле, действующее на электрон, обращается в нуль, после чего меняет направление.

Следовательно, на всем восходящем участке траектории, вплоть до плоскости $z = b/4$, электрон испытывает тормозящее действие поля. На нисходящем участке траектории абсолютное значение поля нарастает, достигая максимума в плоскости $z = b/2$, его направление совпадает с направлением поперечной скорости. Таким образом, и на нисходящей ветви траектории электрон испытывает торможение полем. Прослеживая движение электрона и поля на участке $z = b/2 – z = b$, можно показать, что и здесь рассматриваемый электрон тормозится полем и его скорость уменьшается.

Рассмотрим теперь взаимодействие электромагнитного поля и электрона, влетающего в ондулятор в более поздний момент времени, когда поле на входе в ондулятор принимает максимальное отрицательное значение. Проследим движение электрона и поля на протяжении одного периода ондулятора. С учетом того, что поле в своем движении опережает электрон, можно установить, что на протяжении всего периода ондуляторного поля направления векторов поля и поперечной скорости противоположны. Следовательно, электрон ускоряется полем, и его скорость возрастает.

Рассматривая движение электрона, влетающего в ондулятор в промежуточной, нулевой фазе поля, находим, что на части траектории электрон ускоряется, на части — тормозится. В среднем за период ондуляторного поля его скорость оказывается неизменной.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что при выполнении условия (10.3.3) взаимодействие пучка и поля имеет упорядоченный характер, при котором, в процессе движения вдоль ондулятора часть электронов увеличивает свою поперечную скорость (ускоряется), а часть уменьшает ее (тормо-

зится). Следовательно, условие, выраженное этой формулой, может рассматриваться как обобщенное условие синхронизма.

Возникающая в результате воздействия переменного электрического поля поперечная скоростная модуляция электронного пучка приводит в дальнейшем к группированию электронов. В рассмотренном случае электронная группа образуется вокруг электрона, который в среднем за период ондуляторного поля не меняет своей скорости. К нему постепенно смещаются как движущиеся впереди, но теряющие скорость электроны, так и движущиеся сзади, скорость которых увеличивается.

Образование такой электронной группы не приводит, однако, к режиму эффективного преобразования кинетической энергии электронов в энергию поля, поскольку электроны, составляющие группу, подобно электрону *2* будут периодически ускоряться и тормозиться, что в итоге приведет к нулевому балансу энергообмена.

Для эффективной передачи энергии от электронов, составляющих группу, переменному полю необходимо, чтобы электронная группа постепенно смещалась в зону тормозящего поля, что достигается за счет отказа от режима точного синхронизма, выражаемого формулой (10.3.3). Полагая в ней $T_b = b/v_z$, перепишем условие синхронизма в следующем виде:

$$v_z = v_p(1 + \lambda_g/b)^{-1}.$$

Для эффективного энергообмена сгруппированного пучка с полем необходимо, чтобы скорость пучка несколько превышала синхронную скорость, определяемую этой формулой, т. е. $v_z > v_p(1 + \lambda_g/b)^{-1}$.

Опытные образцы убитронов имели импульсную выходную мощность 1,6 МВт на частоте 16 ГГц и 150 кВт на частоте 54 ГГц при ускоряющем напряжении 150 кВ и 70 кВ соответственно и токе луча 400 А. Однако в дальнейшем работа над этими приборами была прекращена, так как они не имели преимуществ по сравнению с гиротронами.

10.3.3. ЛСЭ — РЕЛЯТИВИСТСКИЙ УБИТРОН-АВТОГЕНЕРАТОР

Идея использовать релятивистский пучок электронов и эффект Доплера для увеличения частоты излучения была высказана в 1968 г. Р. Пантелом и И. Сонсини. Первый прибор, использующий эти явления и названный *лазером на свободных электронах*, был создан в 1976 г. в Стэнфорде. В дальнейшем конструкция и параметры ЛСЭ быстро совершенствовались.

Схематически устройство ЛСЭ представлено на рисунке 10.3.4. Оно включает: ондулятор, образованный системой постоянных магнитов *3*, оптический резонатор Фабри — Перо, образованный зеркалами *2* и *4*. Зеркало *4* является полупрозрачным, через него излучается часть электромагнитной энергии *5*, накопленной в резонаторе.

Электронный пучок *1* вводится в ондулятор и выводится из него с помощью специальных отклоняющих систем. В процессе движения через ондулятор он также взаимодействует с волновым полем оптического резонатора.

Волновое поле, границы которого обозначены на рисунке 10.3.4 пунктирной линией, представляет собой стоячую волну. Последняя может быть пред-

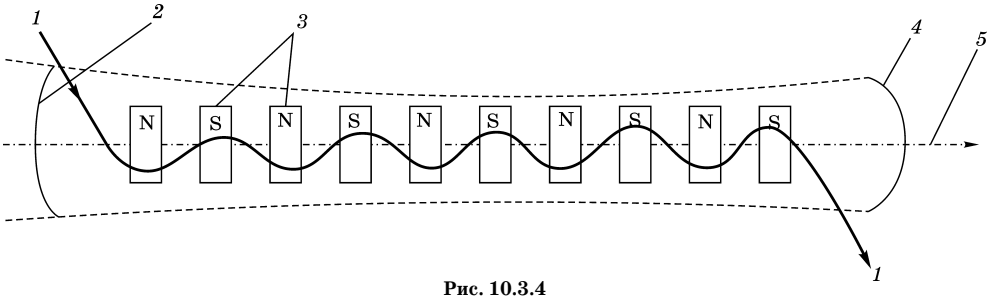


Рис. 10.3.4
Устройство лазера на свободных электронах

ставлена в виде двух бегущих волн: прямой (попутной) и обратной, движущейся навстречу электронному пучку.

При определенных значениях скорости (энергии) электронного пучка, расстояния между зеркалами и других параметров описываемой ЛСЭ будет генерировать когерентное излучение, частота которого может быть найдена из условия синхронизма движения электронного пучка и прямой электромагнитной волны, определяемого рассмотренной выше формулой (10.3.3).

Преобразуем эту формулу с учетом того, что в рассматриваемом случае прямая волна перемещается вдоль оси ондулятора со скоростью света $v_p = c$, а ее пространственный период равен длине волны в свободном пространстве $\Lambda = \lambda = cT$:

$$c(T_b - T) = b,$$

или, имея в виду, что $b = T_b v_z$, находим

$$\frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{T_b}\frac{1}{(c - v_z)/c}.$$

Входящая сюда величина $2\pi/T_b$ представляет собой частоту (круговую) колебаний электронного пучка в магнитном поле ондулятора. Обозначим эту частоту символом ω_b и будем называть ее, в соответствии с принятой терминологией, «баунс-частотой*» $\omega_b = 2\pi/T_b$. С учетом того, что $2\pi/T = \omega$, предыдущая формула может быть записана в виде

$$\omega = \omega_b \frac{1}{1 - v_z/c}$$

или

$$\omega = \omega_b \frac{1 + v_z/c}{1 - (v_z/c)^2} = \omega_b \gamma^2 (1 + v_z/c). \qquad (10.3.4)$$

Эта формула выражает условие синхронизма движения электронов и волны и определяет частоту генерируемых колебаний. При ультрарелятивистских скоростях электронов она принимает вид

$$\omega = 2\gamma^2 \omega_b.$$

* От английского bounce — подпрыгивать, отскакивать.

Из формулы (10.3.4) вытекают два важных в практическом отношении следствия. Во-первых, из нее следует, что частота генерируемых колебаний может изменяться путем изменения скорости (энергии) электронов, т. е. возможна электронная перестройка частоты. Во-вторых, при заданном периоде ондулятора b частота генерируемых колебаний будет резко возрастать при переходе к релятивистским и ультрарелятивистским скоростям электронов.

Таблица 10.3.1

Зависимость параметров ЛСЭ от энергии электронов

W, МэВ	f_b, ГГц	γ	f, ГГц	λ, мм
0,1	1,33	1,2	3	100
50	2,5	100	$5 \cdot 10^4$	0,006
100	2,5	200	$2 \cdot 10^5$	0,0015

Для иллюстрации последнего положения в таблице 10.3.1 приведен расчет частоты ω, взяв период ондулятора, равный периоду ондулятора убитрона, описанного выше в параграфе 10.3.2, $b = 12$ см, при различных значениях энергии электронов W.

Приведенные расчеты показывают, что переход к релятивистским и ультрарелятивистским скоростям электронов обеспечивает возможность генерации электромагнитных волн инфракрасного и видимого участков спектра без какого-либо уменьшения линейных размеров основных узлов ЛСЭ.

10.3.4. АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛСЭ

Приведенные выше выражения для частоты генерируемых электромагнитных волн могут быть получены непосредственно на основе физических представлений об излучающем электроне.

Для анализа излучения электронов, проходящих через ондулятор, целесообразно перейти к системе координат, движущейся вдоль оси ондулятора z вместе с электроном со скоростью v_z. Для краткости эту систему координат будем в дальнейшем называть e-системой. Наблюдатель, находящийся в этой координатной системе, воспринимает поле ондулятора как поле набегающей на него электромагнитной волны.

Составляющие этой волны могут быть найдены с помощью преобразований Лоренца. В лабораторной системе координат (L-система), в которой ондулятор покоится, поле имеет только одну составляющую $B_x = B_m \sin(2\pi z/b)$. Применяя преобразование Лоренца, найдем, что в подвижной системе координат (e-системе) поле будет иметь как магнитную, так и электрическую составляющие:

$$B'_x = \gamma B_x \quad \text{и} \quad E'_y = \gamma v_z B_x .$$

В e-системе эти поля меняется во времени с частотой ω'_b, которая определяется формулой

$$\omega'_b = 2\pi v_z / b',$$

где b' — пространственный период поля ондулятора, вычисленный с учетом лоренцовского сокращения длины: $b' = b/\gamma$.

С учетом того, что $\omega_b = 2\pi v z/b$, получаем

$$\omega'_b = 2\pi\gamma v_z / b' = \gamma\omega_b .$$

Поле E'_y, воздействуя на электроны, которые первоначально находились в e-системе в состоянии покоя, приводит к раскачке их колебаний с частотой $\omega'_b = \gamma\omega_b$. Колеблющиеся электроны создают электромагнитное излучение, частота которого в e-системе равна $\omega' = \omega'_b$. Наблюдатель (приемник), находящийся в L-системе, воспринимает его излучение как излучение движущегося по отношению к нему источника. Если наблюдатель расположен так, что источник излучения приближается к нему со скоростью v_z, то в соответствии с релятивистским эффектом Доплера частота излучения

$$\omega = \omega'\gamma(1 + v_z/c).$$

С учетом того, что $\omega' = \gamma\omega_b$, получаем для частоты излучения ω выражение

$$\omega = \omega_b\gamma^2(1 + v_z/c), \qquad (10.3.5)$$

которое совпадает с формулой (10.3.4).

Таким образом, движение электрона в поле ондулятора приводит к его индивидуальному (спонтанному) излучению с частотой ω, величина которой зависит от скорости движения электрона и периода ондуляторного поля.

Если оптический резонатор ЛСЭ настроен на частоту ω, то излучение будет в нем накапливаться, в результате чего в области распространения пучка образуется волновое поле. Воздействуя на электроны пучка, это поле приводит к их группированию (автофазировке) и в итоге к вынужденному (индуцированному) коллективному излучению с частотой, близкой к ω.

В таблице 10.3.2 представлены параметры одного из вариантов ЛСЭ-автогенератора.

Таблица 10.3.2

Параметры ЛСЭ-автогенератора

Электронный пучок	
Энергия пучка, МэВ	43
Релятивистский фактор γ	85
Ток в импульсе, А	1,3
Длительность импульса, пс	3
Пространственная протяженность импульса, мм	1
Пространственный период следования импульсов, мм	25,4
Радиус пучка	0,25
Ондулятор	
Длина ондулятора, м	5,3
Период магнитного поля, см	3,3
Амплитуда поля, Тл	0,23
Резонатор и параметры излучения	
Расстояние между зеркалами, м	12,7
Радиус кривизны зеркал, м	7,5
Длина волны излучения, мкм	3,3
Размер пятна излучения, мм	1,6

10.3.5. ЛСЭ-СКЕТТРОН

Анализ механизма излучения электронов, приведенный в предыдущем разделе, показывает, что воздействие на электроны ондуляторного поля может быть заменено эквивалентным ему воздействием электромагнитной волны накачки с относительно низкой частотой $\omega_н$, распространяющейся навстречу электронному пучку. Если волна накачки линейно поляризована, так, что вектор электрического поля направлен параллельно оси y, то воздействие такого поля на электроны пучка будет аналогично воздействию поля ондулятора. Поскольку пучок и волна накачки двигаются навстречу друг другу, частота колебаний поля с учетом эффекта Доплера будет в e-системе

$$\omega'_н = \omega_н \gamma(1 + v_z / c).$$

Воздействие поля накачки приведет к колебаниям электронов и их излучению с той же частотой $\omega'_н$. Это излучение, принимаемое в лабораторной системе (L-системе) будет иметь частоту

$$\omega = \omega_н \gamma^2 (1 + v_z/c).$$

Следует отметить, что процессу излучения электронов, возникающему под воздействием волны накачки, может быть дано и иное объяснение. Излучение можно рассматривать как комптоновское рассеяние волны накачки на движущихся электронах. В связи с этим ЛСЭ, в которых вместо ондулятора используется волна накачки, получили название скеттронов (от *англ.* scatter — рассеивать).

Обычно ЛСЭ с накачкой электромагнитной волной используются в составе двухсекционного лазера, схема которого приведена на рисунке 10.3.5. Лазер включает следующие элементы и узлы: электронную пушку *1* и систему ускорения *2*, две лазерные секции *3* и *4*, зеркала оптического резонатора *5* и *6*, систему торможения *7* и коллектор электронов *8*.

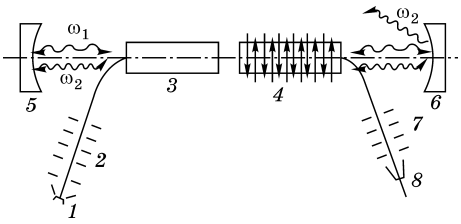


Рис. 10.3.5
Устройство лазера на свободных электронах с накачкой электромагнитной волной

Лазерная секция *4*, содержащая ондулятор, служит для генерации первичного электромагнитного излучения с частотой $\omega_1 = \omega_b \gamma^2 (1 + v_z/c)$. Это излучение используется как волна накачки в лазерной секции *3*, которая обеспечивает генерацию выходного излучения (излучения сигнала) с частотой

$$\omega_2 = \omega_1 \gamma^2 (1 + v_z/c)^2 = \omega_b \gamma^4 (1 + v_z/c)^3. \qquad (10.3.6)$$

Система торможения и коллектор электронов обеспечивают рекуперацию энергии и прием электронов отработавшего электронного пучка.

Как следует из формулы (10.3.6), использование двухсекционного ЛСЭ позволяет, в принципе, осуществить генерацию излучения инфракрасной и видимой частей спектра при более низких энергиях (скоростях) электронного пучка, чем в случае односекционного ЛСЭ.

10.3.6. СИЛЬНОТОЧНЫЙ ЛСЭ

Сильноточные ЛСЭ разрабатываются для генерации электромагнитных волн большой мощности в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн. Один из вариантов ЛСЭ представляет собой комбинацию лампы обратной волны и ЛСЭ, использующих общий электронный пучок. Устройство ЛСЭ, схематически показанное на рисунке 10.3.6, включает следующие узлы и элементы: электронную пушку *1*, резонаторную секцию ЛСЭ *2*, электродинамическую систему ЛОВ *3*, выходное окно *4*.

В Центре по изучению терагерцовых излучений и технологий университета Санта-Барбара (США) действуют три ЛСЭ с различными параметрами. В качестве примера приведем параметры ЛСЭ миллиметрового диапазона:

- энергия электронов — до 6 МэВ;
- ток пучка — 2 А;
- тип ускорителя — электростатический;
- длина волны излучения — 2,5 мм…338 мкм;
- выходная мощность — 1…15 кВт;
- длительность импульса — 1…6 мкс.

Внешний вид этого ЛСЭ показан на рисунке 10.3.7.

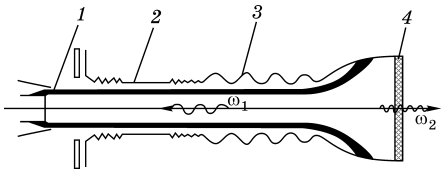


Рис. 10.3.6
Устройство сильноточного ЛСЭ

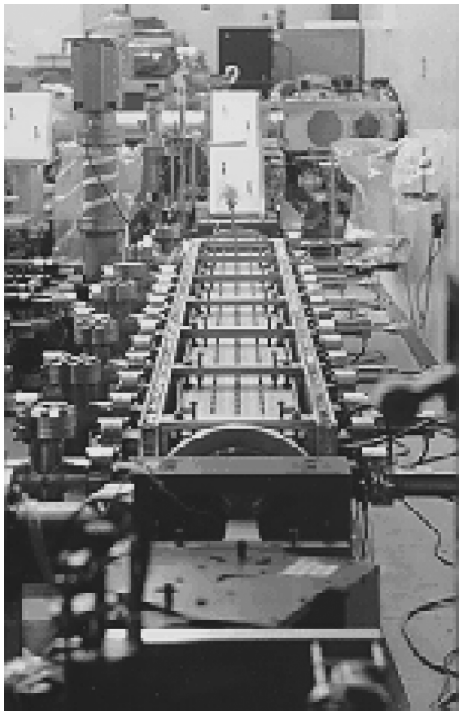


Рис. 10.3.7
ЛСЭ Калифорнийского университета

10.3.7. РЕНТГЕНОВСКИЙ ЛАЗЕР НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Рентгеновские лучи представляют собой электромагнитное излучение с длиной волны, лежащей в пределах $\lambda = 10…10^{-3}$ нм. Создание источников когерентного рентгеновского излучения большой мощности открывает широкие возможности для изучения сложной структуры биомолекул и материалов на атомном уровне, динамики образования молекул при химических реакциях, а также для создания новых материалов и наноструктур. Ультракороткие импульсы когерентного рентгеновского излучения позволят буквально поэтапно видеть молекулярные и атомарные процессы в материалах и биомолекулах.

Источником такого излучения могут служить лазеры на свободных электронах. Первоначально разработка лазеров для данного диапазона длин волн столкнулась с двумя специфическими проблемами. Оказалось, что классический вариант лазера — генератора с оптическим резонатором, образованным зеркалами, здесь не пригоден, так как излучение является проникающим, и создать резонатор — эффективный накопитель энергии — оказывается невозможным. Лазер-усилитель требует для своей работы возбуждения когерентным входным сигналом. Так как источники когерентного излучения в этом диапазоне длин волн отсутствуют, то и этот вариант оказался практически нереализуемым.

В современных разработках лазеров для генерации когерентного рентгеновского излучения (рентгеновских лазеров) используется идея, высказанная 30 лет назад российскими учеными из Новосибирского института ядерной физики РАН. Согласно этой идее, лазеры на свободных электронах с ондулятором большой протяженности могут возбуждаться и переходить в режим когерентного излучения за счет первичного спонтанного излучения электронов. Эта идея нашла экспериментальное и теоретическое подтверждение.

В соответствии с современными представлениями самовозбуждение ЛСЭ происходит следующим образом. Предполагается, что ЛСЭ настроен на генерацию рентгеновского излучения определенной длины волны. На начальном участке ондулятора возникает первичное, спонтанное излучение электронов, которое обусловлено их движением по криволинейным траекториям. Излучение направлено вдоль оси ондулятора и сосредоточено в малом телесном угле. Так как длина пакета значительно превышает длину волны излучения, а заряд равномерно распределен по его длине, то суммарное излучение электронов, образующих пакет, первоначально является некогерентным и имеет низкую интенсивность. Излучение распространяется вдоль ондулятора со скоростью, превышающей продольную скорость электронов, и опережает электроны, движущиеся по криволинейным траекториям. В результате этого эффекта дальнейшее движение электронов происходит как под действием магнитного поля ондулятора, так и поля спонтанного излучения.

Ключевым моментом, определяющим характер взаимодействия электронов и поля, является совпадение частоты спонтанного излучения, определяемой формулой (10.3.5), и частоты, при которой обеспечивается синхронизм движения электронов и поля (10.3.4). При таком движении часть электронов, образующих пакет, ускоряется, часть испытывает торможение, в пакете происходит модуляция электронов по скорости (и по массе при скорости электронов, близкой к скорости света).

Такая модуляция в конечном итоге приводит к группированию электронов и образованию электронных групп (микропакетов) с осевой протяженностью, которая существенно меньше длины волны спонтанного излучения. Поэтому излучение электронов, образующих микропакет, происходит синхронно, когерентно и имеет большую интенсивность.

Процесс образования микропакетов занимает конечное время и реализуется на протяжении большого числа периодов ондулятора. Поэтому ЛСЭ, исполь-

зующие принцип самовозбуждения, имеют ондуляторы большой протяженности с большим числом периодов.

Один из первых рентгеновских ЛСЭ был построен в Институте ядерной физики им. академика Г. И. Будкера СО РАН. Эта сложная установка состоит из электронной пушки, ускорителя-рекуператора, ондулятора, оптической системы, включающей открытый резонатор, канал вывода излучения и систему разводки излучения на пользовательские станции, и системы контроля параметров ЛСЭ. Схема открытого резонатора этого устройства показана на рисунке 10.3.8. Некоторые параметры первой очереди ЛСЭ приведены в таблице 10.3.3, а на рисунке 10.3.9 показан общий вид этой установки.

Ввод второй и третьей очереди позволил увеличить среднюю мощность излучения до 10 кВт и запитать от одного ускорителя три ЛСЭ с различными параметрами.

В качестве другого примера рассмотрим устройство и параметры Европейского рентгеновского лазера XFEL, сооружаемого в Германии при участии нескольких европейских стран, включая Россию. Лазер представляет собой сложное инженерное сооружение, расположенное в подземном туннеле длиной 3,5 км. Он включает следующие основные узлы: фотоинжектор, линейный ускоритель электронов, ондулятор, открытый резонатор, систему рекуперации энергии отработавшего электронного пучка. Предполагаемый ввод в эксплуатацию — 2017 г., стоимость проекта — 1,23 млрд евро. На рисунке 10.3.10 показан туннель, в котором располагается эта установка.

Фотоинжектор представляет собой объемный микроволновый резонатор, в который встроен фотокатод. Резонатор возбуждается от внешнего микроволнового источника, и в его объеме возникает переменное электрическое поле, которое используется для ускорения электронов, эмиттируемых фотокатодом.

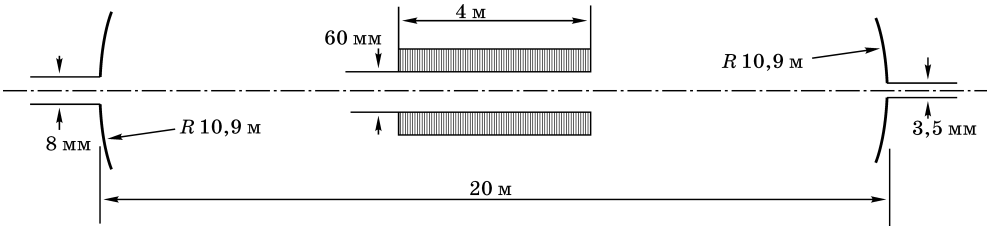


Рис. 10.3.8
Схема открытого резонатора Новосибирского ЛСЭ

Таблица 10.3.3

Параметры ЛСЭ

Энергия пучка, МэВ	12
Частота следования сгустков, МГц	11,75
Средний ток, мА	20
Средняя мощность лазерного излучения, Вт	400
Диапазон перестройки длин волн, мкм	120...235
Относительная ширина спектра излучения, %	0,3



Рис. 10.3.9
Общий вид Новосибирского ЛСЭ

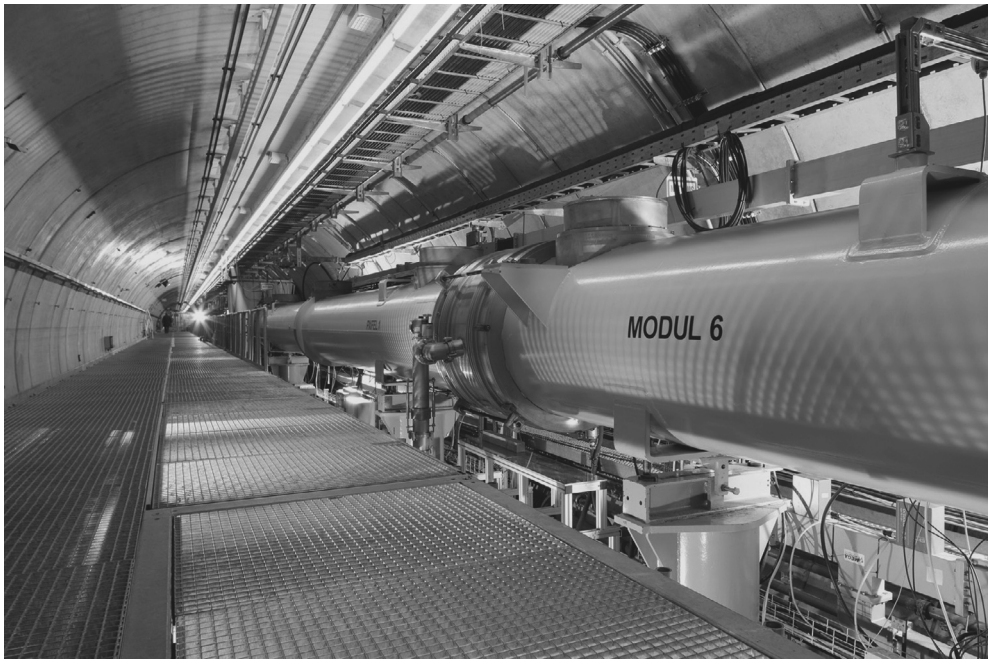


Рис. 10.3.10
Рентгеновский ЛСЭ XFEL в туннеле

Фотоэмиссия создается за счет облучения фотокатода короткими импульсами оптического лазера. Длительность импульса составляет несколько десятков фемтосекунд (1 фемтосекунда = 10^{-15} с). Импульс синхронизован с переменным полем резонатора и подается в тот момент, когда электрическое поле у поверхности фотокатода является ускоряющим и достигает максимального значения. Электроны, ускоряемые полем, образуют импульс (пакет) электронного тока, который поступает в ускоритель.

Линейный ускоритель образован системой резонаторов, разделенных пролетными трубками. Резонаторы возбуждаются от внешних источников микроволнового излучения — мощных импульсных клистронов.

В европейском рентгеновском лазере XFEL применяются сверхпроводящие резонаторы, изготовленные из ниобия и охлажденные до температуры 4,2 К. Применение сверхпроводящих резонаторов позволяет резко снизить мощность питания резонаторов. Длина ускорительной секции XFEL составляет около 1,7 км.

Электронный импульс (пакет), проходя зазоры взаимодействия резонаторов, ускоряется переменным полем и увеличивает свою скорость и энергию до значений, необходимых для генерации рентгеновского излучения.

Ондулятор XFEL построен на постоянных магнитах и работает в режиме самовозбуждения за счет начального спонтанного излучения электронов. Длина ондулятора около 200 м. Ондулятор помещен между зеркалами открытого резонатора. Параметры ондулятора позволяют получать мощное когерентное рентгеновское излучение с длиной волны вплоть до 0,1 нм. Основные параметры XFEL приведены в таблице 10.3.4. Предполагается, что яркость импульса рентгеновского излучения будет в 10^9 раз больше, чем у существующих источников. Это позволит изучать новые эффекты взаимодействия жесткого рентгеновского излучения с веществом, структуру органических и неорганических молекул и проводить другие пионерские исследования.

Лазер на свободных электронах на сегодня, возможно, идеальный инструмент для нанотехнологий. Он способен регистрировать процессы, которые происходят в наномире, на атомарном уровне.

Таблица 10.3.4

Параметры XFEL

Параметр	Значение
Энергия электронов, ГэВ	До 17,5
Длина волны излучения, нм	0,06...6
Длительность импульсов, фс	100
Мощность излучения импульсная, ГВт	120
Мощность излучения средняя, Вт	300...800
Яркость излучения импульсная*	$5 \cdot 10^{33}$
Яркость излучения средняя*	$1{,}6 \cdot 10^{25}$

Примечание. * Яркость в числе фотонов в секунду на 1 мм^2 в телесном угле 1 мрад^2 в полосе частот 0,1% от центральной частоты.

10.4. ВИРКАТОРЫ

10.4.1. ЯВЛЕНИЕ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА

Рассмотрим возникновение виртуального катода при инжекции электронного пучка в цилиндрический металлический канал. Будем полагать, что длина канала l значительно превосходит его радиус a, $l \gg a$. Торцы канала считаем закрытыми проницаемыми для электронов сетками. Поперечное движение электронов в канале полагаем замороженным сильным продольным магнитным полем. По мере заполнения канала электронным пучком происходит понижение потенциала внутри канала за счет действия пространственного заряда пучка. Постепенно за интервал времени, примерно равный удвоенному времени пролета электронов через канал, в канале устанавливается стационарное распределение потенциала с минимумом в средней плоскости канала. Электронный пучок проходит через канал и высаживается на коллектор. Понижение потенциала в канале зависит от значения инжектируемого тока, возрастая с ростом силы тока. При силе тока инжекции, равной некоторому предельному (критическому) значению, минимум потенциала на оси канала скачком падает до нуля, и его положение смещается в сторону входного торца канала. Прохождение электронного пучка через канал нарушается, часть электронов пучка отражается и движется к входному торцу канала. В канале с электронным пучком возникает состояние, получившее название «виртуальный катод».

В том случае, когда сила тока инжекции с самого начала превышает предельное (критическое) значение, картина образования виртуального катода существенно иная. При заполнении канала электронами потенциал в приосевой области канала может упасть до нуля и стать отрицательным еще до того момента, когда часть электронов достигнет выходного торца канала. Минимум потенциала располагается вблизи входного торца канала, его значение периодически меняется во времени. В канале возникает динамический режим виртуального катода. Нормальное прохождение электронного пучка через канал нарушается, часть электронов пучка отражается от минимума потенциала и движется в обратном направлении в сторону входного торца канала.

Для оценки значения предельного (критического) тока $I_{\text{пр}}$ в цилиндрическом канале (при выполнении условия $l \gg a$) могут быть использованы приводимые ниже приближенные формулы.

Для пучков с релятивистскими скоростями $v \sim c$ справедлива интерполяционная формула Богданкевич — Рухадзе:

$$I_{\text{пр}} = \frac{17 \cdot 10^3 (\gamma_a^{2/3} - 1)^{3/2}}{G},$$

где γ_a — релятивистский фактор, рассчитанный по ускоряющему напряжению U_a, $\gamma_a = 1 + 1{,}96 \cdot 10^{-6} U_a$; $G = 1 + 2\ln(b/a)$, a — радиус канала, b — радиус электронного пучка.

Для пучков с малыми скоростями $v \ll c$:

$$I_{\text{пр}} = 32{,}4 K(b/a) U_a^{3/2},$$

где $K(b/a)$ — коэффициент, зависящий от отношения радиусов электронного пучка b и канала a (табл. 10.4.1).

Таблица 10.4.1

Значения коэффициента *K*

b/a	0,8	0,6	0,4	0,2
K	0,5	0,33	0,22	0,15

Существенно отметить, что режим виртуального катода может возникать при инжекции электронного пучка не только в цилиндрический канал, но и в металлическую полость иной конфигурации, естественно, при других значениях инжектируемых токов.

Явление виртуального катода используется в приборах, предназначенных для генерации электромагнитных волн микроволнового диапазона и получивших название виркаторов.

10.4.2. ТИПЫ И ПАРАМЕТРЫ ВИРКАТОРОВ

Существуют две группы виркаторов. Мощные импульсные релятивистские виркаторы с мощностью электронного пучка в импульсе, достигающей десятков и сотен мегаватт, и виркаторы с умеренной мощностью электронного пучка, использующие невысокие ускоряющие напряжения и сравнительно небольшие значения токов.

Релятивистские виркаторы.

Имеющиеся экспериментальные и расчетные данные свидетельствуют о существовании двух механизмов генерации микроволнового излучения. Один из них связан с колебаниями отраженных от виртуального катода электронов в промежутке виртуальный катод — анод — катод электронной пушки. Этот вид колебаний аналогичен колебаниям электронов в триоде с большим положительным потенциалом управляющей сетки (колебания типа Баркгаузена — Курца). Другой механизм колебаний обусловлен собственно колебаниями виртуального катода.

Виркаторы, использующие первый механизм генерации, иногда называют «триодами с виртуальным катодом», а базирующееся на втором механизме «редитронами».

В *виркаторах типа триод с виртуальным катодом* (рис. 10.4.1), электроны, эмитируемые катодом *1*, ускоряются в промежутке катод — анодный электрод электронной пушки *2* и через отверстие в аноде *3*, закрытое сеткой, попадают в полость резонатора *4*.

Если ток электронного пучка превышает предельный, то в полости резонатора образуется динамический виртуальный катод *5*. Часть электронов пучка отражается от области виртуального катода и, пройдя через отверстие в анодном электроде, попадает в промежуток анод — катод. Двигаясь в тормозящем поле, электроны теряют скорость, поворачивают обратно и через отверстие в аноде вновь попадают в полость резонатора, где вновь могут отразиться от виртуального катода. Таким образом, движение отраженных электронов носит колебательный характер.

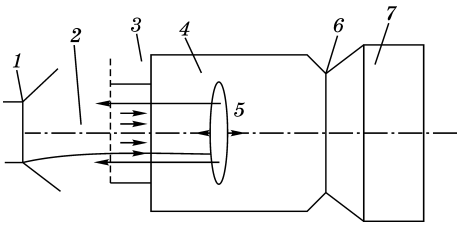


Рис. 10.4.1
Устройство виркатора типа триод с виртуальным катодом

Когда частота колебаний Е-вида резонатора близка к частоте колебаний электронов, в резонаторе возбуж-

даются колебания. Энергетический эффект взаимодействия электронов с переменным полем резонатора зависит от фазы их влета в резонатор. Если влетающие в резонатор электроны встречают поле в тормозящей фазе, то они передают часть своей энергии полю, затормаживаются и поворачивают обратно. При обратном движении, в зависимости от фазы влета, времени пролета и периода колебаний резонатора, могут вновь передавать свою энергию полю резонатора. Будучи заторможенными в междуэлектродном промежутке анод — катод, возвращаются в резонатор. При благоприятной фазе влета они могут снова передать часть энергии полю.

Электроны, впервые влетающие в резонатор в момент ускоряющей фазы переменного поля, увеличивают свою кинетическую энергию. Они могут преодолеть потенциальный барьер, создаваемый виртуальным катодом, и выбыть из процесса взаимодействия, покинув резонатор.

Среди электронов, отраженных от виртуального катода, могут оказаться электроны, ускоренные переменным полем, кинетическая энергия которых оказывается достаточной для того, чтобы преодолеть разность потенциалов катод — анод пушки и высадиться на катоде. Такие электроны также выбывают из процесса взаимодействия с переменным полем. Таким образом, в триоде с виртуальным катодом существует механизм селекции (сортировки) электронов, который обеспечивает удаление из процесса взаимодействия электронов, отбирающих энергию от переменного поля.

Анализ показывает, что наряду с механизмом селекции существует процесс группирования электронов вокруг электронов благоприятной фазы, отдающих свою энергию полю. Эти два процесса обеспечивают преобразование энергии электронного пучка в энергию электромагнитных колебаний, генерацию микроволнового излучения. Последнее выводится из резонатора через дифракционное окно *6* в выходной волновод *7*. В качестве примера, иллюстрирующего возможности виркаторов этого типа, можно привести параметры виркатора Томского политехнического университета (табл. 10.4.2).

В *виркаторах типа редитрон* (рис. 10.4.2, выноски на этом рисунке имеют те же значения, что и на рисунке 10.4.1) принимаются меры для того, чтобы

Таблица 10.4.2

Параметры виркатора триодного типа

Ускоряющее напряжение, кВ	600
Ток в импульсе, кА	20
Длительность импульса напряжения, нс	100
Мощность излучения, МВт	500
Длительность импульса излучения, нс	80
Частота излучения, ГГц	3
КПД, %	5

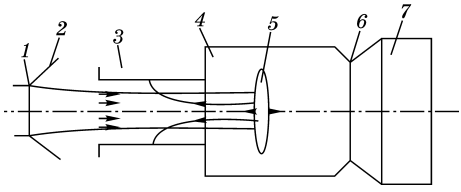


Рис. 10.4.2
Устройство редитрона

отраженные от виртуального катода электроны не попадали в пространство катод — анод прибора. Для этой цели служит канал большой протяженности. Отраженные электроны высаживаются на стенках этого канала. В энергообмене с переменным полем резонатора участвуют только электроны, поступающие через канал из электронной пушки. В виркаторе этого типа получена выходная мощность 250 МВт при следующих значениях параметров электрического режима: ускоряющее напряжение — 800 кВ, ток в импульсе — 30 кА, длительность импульса — 80 нс, КПД — порядка 1%.

Виркаторы обеспечивают генерацию мощного микроволнового излучения в широком диапазоне частот и возможность электронной перестройки частоты. Недостатками приборов являются низкий КПД, нестабильность частоты и уровня выходной мощности, как в пределах одного импульса, так и от импульса к импульсу.

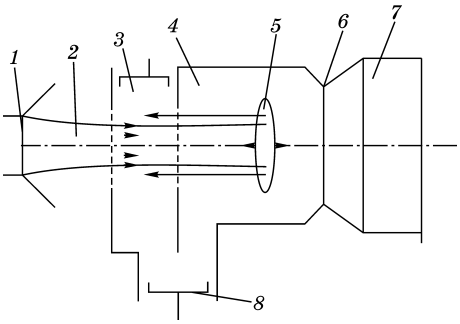


Рис. 10.4.3
Виркатор с предмодуляцией электронного пучка

Для преодоления этих недостатков предложены несколько вариантов приборов, отличающихся более сложной электродинамической системой. К ним относится, в частности, виркатор с предмодуляцией электронного потока, получивший название виркатор-клистрон (рис. 10.4.3).

Электродинамическая система этого прибора, помимо основного резонатора *4*, в пространстве которого образуется виртуальный катод *5*, включает дополнительный резонатор *3*, который связан с основным через щель связи. Частотная настройка электродинамической системы производится с помощью плунжеров *8*, один из которых и служит для изменения степени связи резонаторов.

При настройке резонаторов на частоты, близкие к частоте колебаний виртуального катода, на зазоре резонатора *3* возникает переменное напряжение, которое осуществляет предварительную модуляцию электронного потока. Расчеты и эксперимент показывают, что КПД виркатора с предварительной модуляцией возрастает до 10%, улучшается стабильность частоты генерации в течении импульса и от импульса к импульсу. При длительности импульса, равной 25 нс, получена выходная мощность 1 ГВт в дециметровом диапазоне длин волн.

10.4.3. НИЗКОВОЛЬТНЫЕ ВИРКАТОРЫ

Низковольтные виркаторы могут служить генераторами шумоподобных сигналов с различным уровнем мощности в широком диапазоне сантиметровых и миллиметровых длин волн. Такие генераторы могут найти применение в системах радиопротиводействия и радиолокации, системах связи на основе хаотических сигналов, промышленных технологических установках и медицине.

В отличие от релятивистских виркаторов, эти приборы работают при низких значениях токов и ускоряющих напряжений, как в импульсном, так и непрерывном режимах.

Для снижения значения предельного тока виркатора в полость, где формируется виртуальный катод, вводится дополнительный электрод (например, сетка или кольцевой электрод), регулируемый потенциал которого ниже потенциала оболочки полости. Наличие такого электрода снижает потенциал в объеме полости, приводит к дополнительному торможению электронов и тем самым способствует образованию виртуального катода при меньших значениях тока электронного пучка. Кроме того, регулируя потенциал этого электрода, можно менять амплитуду и полосу частот хаотических колебаний, от узкополосных, близких к одночастотным, до хаотических с шириной полосы порядка октавы. Маломощные виркаторы данной группы работают при ускоряющих напряжениях, не превышающих нескольких киловольт, и значениях токов в пределах одного ампера.

10.5. ГИРОКОНЫ И МАГНИКОНЫ

Гирокон — релятивистский электронный прибор, в котором применяется круговая развертка электронного луча. Этот прибор был предложен академиком Г. И. Будкером в 1967 г. Схема устройства двух вариантов гирокона показана на рисунке 10.5.1.

Электронная пушка *1* создает поток электронов, который инжектируется в цилиндрический резонатор *2*, возбуждаемый от внешнего источника *3*. В резонаторе *5* возбуждаются колебания. В резонаторе возбуждается вращающееся

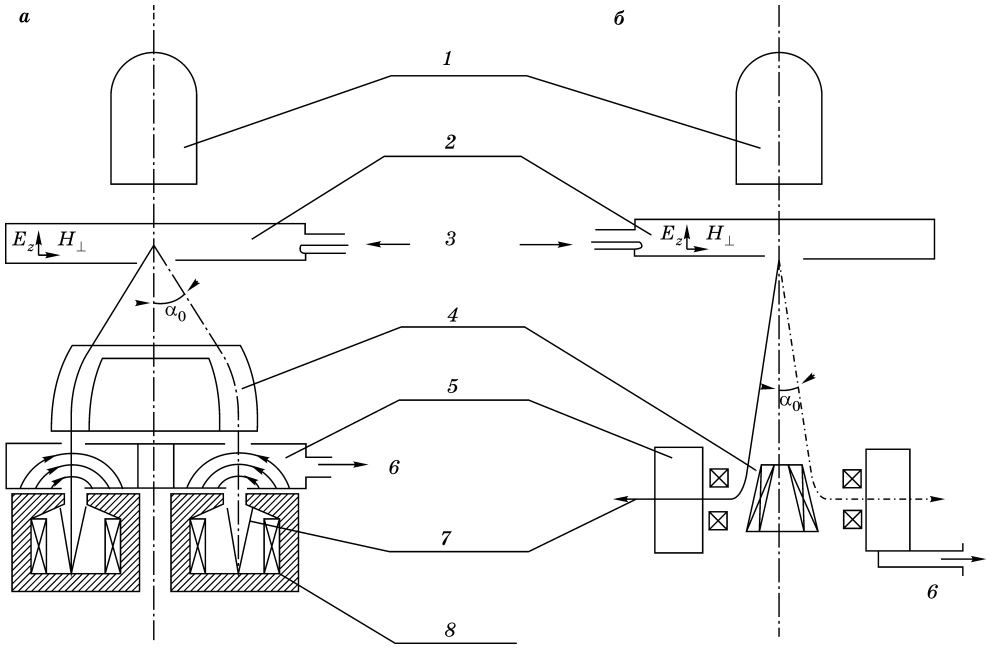


Рис. 10.5.1
Устройство гироконов:
а — с осевым потоком; *б* — с радиальным потоком.

электромагнитное поле вида E_{110}. Это поле имеет максимум поперечного переменного магнитного поля и узел продольного электрического поля на оси резонатора. Электроны, пролетающие резонатор, под действием магнитного поля получают импульс, направленный от оси резонатора. Его азимутальное направление меняется в соответствии с изменением азимутальной ориентации линий магнитной индукции переменного поля. Отклоненные на угол α_0 электроны проходят через электростатическую отклоняющую систему *4*, где их траектории корректируются и становятся параллельными оси прибора. Сформированный таким образом электронный пучок непрерывно перемещается в азимутальном направлении.

В первом варианте прибора (рис. 10.5.1*а*) электроны проходят через выходной резонатор параллельно оси, возбуждая в нем вращающееся поле колебаний вида E_{110} и отдают ему свою энергию, которая выводится из резонатора в нагрузку *6*. Для прохождения потока в крышках резонатора прорезается кольцевая щель. Электроны отдают полю резонатора часть своей кинетической энергии и попадают в коллектор *7*. Компенсирующие магниты *8* служат для сохранения прямолинейного движения электронов в резонаторе.

Во втором варианте гирокона (рис. 10.5.1*б*) перед входом в резонатор поток отклоняется на 90°. Выходной резонатор прибора *6* является резонатором бегущей волны и представляет собой свернутый в кольцо прямоугольный волновод, в широких стенках которого прорезаны кольцевые щели для прохождения электронного луча.

Точка ввода луча в резонатор перемещается по кольцевой щели с угловой скоростью $\dot{\theta}$, численно равной круговой частоте колебаний поля входного резонатора: $\dot{\theta} = \omega$. Электронный луч возбуждает в резонаторе бегущую волну вида H_{10}. Взаимодействуя с электрическим полем этой волны, он передает полю резонатора часть своей кинетической энергии и поступает на коллектор электронов *7*. Энергия выводится из резонатора через вывод *6*.

Принципиальной особенностью гироконов является отсутствие модуляции скорости электронов по абсолютному значению и последующего их группирования. Ток электронов, влетающих в кольцевую щель выходного резонатора, остается постоянным и не зависит от азимутального положения луча. В этом случае передача энергии от электронного луча полю резонатора оказывается возможной благодаря тому обстоятельству, что точка влета электронов в поле резонатора перемещается синхронно с перемещением его максимальной тормозящей фазы, и все электроны, пересекающие резонатор, испытывают только тормозящее действие этого поля. Такой механизм преобразования кинетической энергии электронного потока в энергию переменного поля позволяет ожидать электронный КПД, приближающийся к 100%. Параметры гироконов, разработанных в институте ядерной физики (ИЯФ) СО РАН и в Лос-Аламосской национальной лаборатории США (LANL), приведены в таблице 10.5.1.

Теоретические и экспериментальные исследования гироконов выявили ряд присущих им ограничений, препятствующих продвижению этих приборов в коротковолновую область. К ним относятся перегрев и пробой резонаторов из-за уменьшения их размеров, сложность проведения длинного пучка через узкие щели без магнитного сопровождения и связанные с этим ограничения пер-

Таблица 10.5.1

Параметры гироконов

Параметр	Гирокон				
	Первый	Непр.	Имп.	Имп.	Имп. LANL
Разработчик	ИЯФ	ИЯФ	ИЯФ	ИЯФ	LANL, США
Рабочая частота, МГц	430	182	430	7000	450
Мощность, МВт	0,6	0,4	65	60	0,15
Длительность импульса, мкс	20	—	10	0,7	50
Напряжение, кВ	320	240	1600	1200	82
КПД, %	65	60	75	26	23
Усиление, дБ	7	17	26	60	—

веанса и тока пучка. Эти ограничения в значительной мере снимаются в приборе, изобретенном в 1982 г. в ИЯФ СО АН под руководством академика Г. И. Будкера и названном *магниконом*.

Схема устройства первого магникона показана на рисунке 10.5.2. Прибор работает следующим образом: электронная пушка создает поток электронов, который поступает во входной резонатор, возбуждаемый входным сигналом. В резонаторе возбуждаются колебания в виде бегущей по азимуту волны с поперечным электрическим полем, которые отклоняют электронный поток от оси прибора. Связанный с входным резонатором пассивный резонатор усиливает это отклонение. Входной и пассивный резонаторы находятся в продольном магнитном поле, которое заставляет электроны двигаться по спиральным траекториям. Значение индукции магнитного поля выбирается так, чтобы частота вращения электронов (гиромагнитная частота $\omega_c = (e/m)B$) совпадала с частотой входного сигнала ω.

«Закрученный» электронный поток попадает в выходной резонатор и возбуждает в нем колебание, поле которого вращается по азимуту с частотой ω. Фаза колебаний автоматически устанавливается таким образом, что электроны отдают свою энергию вращательного движения полю резонатора. Энергия из резонатора выводится в нагрузку, а отработавшие электроны попадают в коллектор.

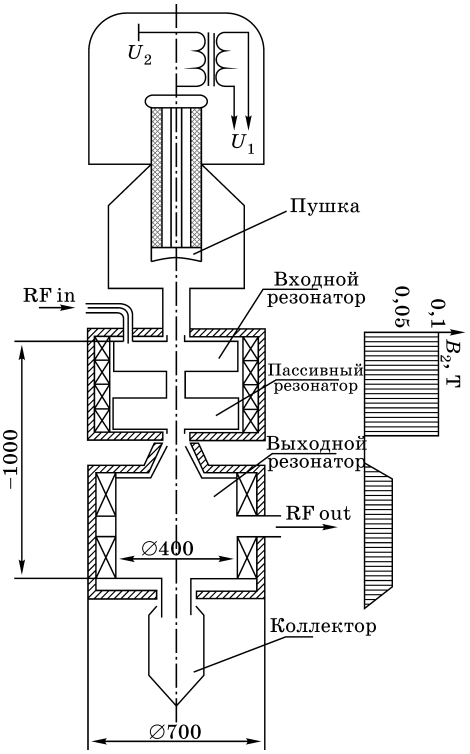


Рис. 10.5.2
Схема магникона

Таблица 10.5.2

Параметры магникона NRL

Рабочая частота, ГГц	11,424
Выходная мощность, МВт	66
КПД, %	63
Длительность импульса, мкс	1
Частота повторения, Гц	10
Коэффициент усиления, дБ	62
Ускоряющее напряжение, кВ	500
Ток луча, А	210
Диаметр луча, мм	1,5

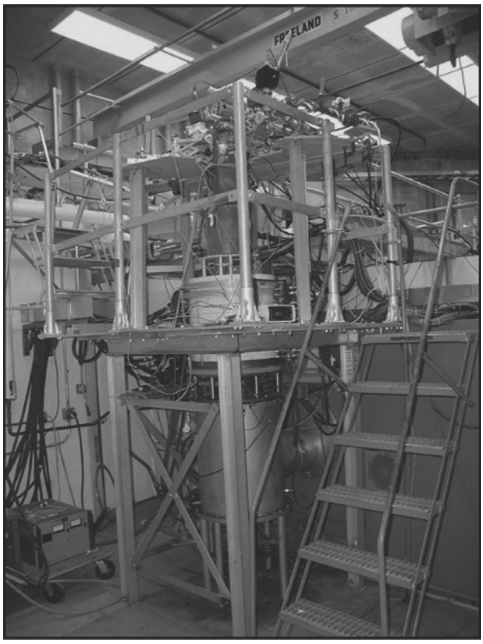


Рис. 10.5.3
Магникон Национальной лаборатории военно-морского флота США

Благодаря наличию магнитного поля поток электронов не расплывается в поперечном направлении и сохраняет малый радиус. Выходной резонатор может иметь большую длину, так как взаимодействие электронов с полем резонатора сохраняет синхронный характер в течение длительного промежутка времени. В результате уменьшаются напряженность электрического поля в резонаторе и потери энергии в нем. Эти особенности магникона позволяют существенно увеличить их рабочую частоту при сохранении высокой выходной мощности и КПД. В качестве примера в таблице 10.5.2 приведены параметры магникона трехсантиметрового диапазона, разработанного в Национальной лаборатории военно-морского флота (Naval Reseach Laboratory), США, для питания ускорителя. Внешний вид этого прибора показан на рисунке 10.5.3.

Этот магникон работает на второй гармонике входной частоты.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Опишите особенности конструкции релятивистских клистронов.
2. Опишите процесс группирования электронов в поворотном мангитном поле.
3. Опишите устройство и принцип действия релятивистской ЛОВ-ЛБВ.
4. Опишите устройство, принцип действия и параметры релятивистского черенковского генератора.
5. Опишите устройство и принцип действия релятивистского магнетрона.
6. Опишите принцип действия лазера на свободных электронах.
7. Опишите устройство и принцип действия убитрона.
8. Сформулируйте условие синхронизма в убитроне.

9. Опишите устройство и принцип действия ЛСЭ.
10. Какими факторами определяется частота излучения ЛСЭ?
11. Опишите устройство и принцип действия ЛСЭ-скеттрона.
12. Опишите особенности конструкции сильноточных ЛСЭ.
13. Опишите устройство и принцип действия рентгеновского ЛСЭ.
14. Опишите явление виртуального катода. При каких условиях он возникает?
15. Опишите устройство и принцип действия релятивистского виркатора триодного типа.
16. Опишите устройство и принцип действия виркатора-редитрона.
17. Опишите устройство и принцип действия гирокона. Какой вид колебаний используется в резонаторах развертки этих приборов?
18. Почему гироконы не могут работать на частотах выше 10 ГГц?
19. Опишите устройство и принцип действия магникона. Какую роль играет в этих приборах продольное магнитное поле?

ЧАСТЬ 3

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МИКРОВОЛНОВЫЕ ПРИБОРЫ

11 ГЛАВА ОСНОВНЫЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ МИКРОВОЛНОВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

11.1. ЭЛЕМЕНТЫ ЗОННОЙ ТЕОРИИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Прежде чем рассматривать процессы в полупроводниковых приборах, напомним читателю некоторые сведения из физики твердого тела. Электроны в твердом теле обладают различными энергиями. Так как электроны притягиваются положительно заряженными ионами, их энергия в твердом теле меньше, чем энергия покоящихся электронов в вакууме, которую принято считать равной нулю. При таком выборе начала отсчета энергия электронов в твердом теле отрицательна.

Вероятность того, что состояние с энергией W занято электроном, определяется квантовой функцией распределения Ферми — Дирака

$$f(W,T)=\frac{1}{\mathrm{e}^{(W-W_F)/(kT)}+1}, \qquad (11.1.1)$$

где T — температура тела; W_F — энергия (уровень) Ферми. Его называют также *химическим потенциалом*.

Из выражения (11.1.1) следует, что при любой температуре вероятность того, что уровень с энергией Ферми занят, равна $1/2$, а максимальная энергия, которую может иметь электрон в металле при температуре абсолютного нуля, равна энергии Ферми. Квантовые системы, описываемые функцией Ферми — Дирака, называют *вырожденными*.

При достаточно высоких энергиях ($W - W_F \gg kT$) единицей в знаменателе (11.1.1) можно пренебречь. Тогда

$$f(W,T)\approx \mathrm{e}^{W_F/(kT)}\mathrm{e}^{-W/(kT)}. \qquad (11.1.2)$$

Функцию (11.1.2) называют *классической функцией распределения*, или *функцией Больцмана*. Графики квантовой и классической функций распределения для энергии Ферми $W_F = -2$ эВ и температуры 1000 К показаны на рисунке 11.1.1. Как видно, при энергии, равной энергии Ферми, эти функции

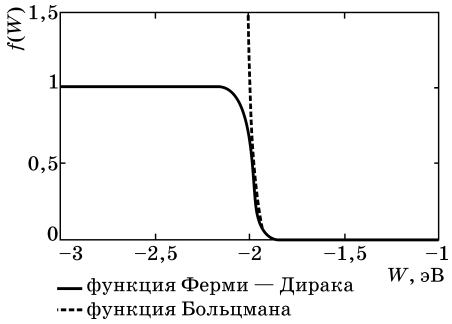


Рис. 11.1.1
Функции распределения Ферми — Дирака и Больцмана

отличаются в 2 раза, однако уже при энергии, равной $0,75W_F$, различие между ними практически исчезает.

Термодинамическая *работа выхода электрона* Ф из твердого тела равна работе, необходимой для перевода электрона с уровня Ферми на уровень $W_0 = 0$ (в вакуум), поэтому

$$\Phi = -W_F. \qquad (11.1.3)$$

Согласно зонной теории, электроны в твердом теле могут иметь только определенные значения энергии, расположенные внутри так называемых энергетических зон. Каждая пара электронов в такой зоне, в соответствии с принципом Паули, занимает отдельный энергетический уровень. Число этих уровней в каждой зоне конечно. Если все уровни в данной зоне заняты, электроны, населяющие эту зону, не могут перемещаться на макроскопические расстояния, так как они не могут изменить свою скорость и энергию. Поэтому вклад в ток проводимости дают только электроны, находящиеся в частично заполненных зонах. При этом, если зона почти заполнена, перемещение вакансии в электронной оболочке эквивалентно перемещению положительно заряженной частицы (дырки) в противоположном направлении. Поэтому в твердых телах существуют два вида носителей заряда — электроны и дырки.

В самом грубом приближении в твердом теле существуют две энергетические зоны — нижняя (валентная) и верхняя — зона проводимости (рис. 11.1.2). Энергия электронов на этой диаграмме увеличивается снизу вверх, а энергия дырок — сверху вниз. При температуре абсолютного нуля валентная зона полностью заполнена, а зона проводимости не заполнена (пустая). При увеличении температуры в зоне проводимости появляются свободные электроны, а в валентной зоне — дырки. В результате в материале может протекать электрический ток проводимости. В ряде материалов валентная зона и зона проводимости пересекаются. В такой объединенной зоне всегда есть свободные энергетические уровни, и материал проводит электрический ток при любой температуре. Такие материалы называют проводниками. К ним относятся, например, все металлы.

В других материалах валентную зону и зону проводимости разделяет промежуток — запрещенная зона. В чистых (собственных) полупроводниках и диэлектриках уровень Ферми находится посередине запрещенной зоны (рис. 11.1.2). При этом, чтобы перейти в зону проводимости, электронам надо иметь энергию, не меньшую, чем ширина запрещенной зоны. Поэтому при низких температурах такие материалы обладают высоким удельным сопротивлением. В зависимости от ширины запрещенной зоны их называют диэлектриками или полупроводниками. Различие между этими материалами чисто количественное. Если ширина запрещенной зоны менее 2...3 эВ, материал называют полупроводником, в противном случае — диэлектриком. В последнее время в полу-

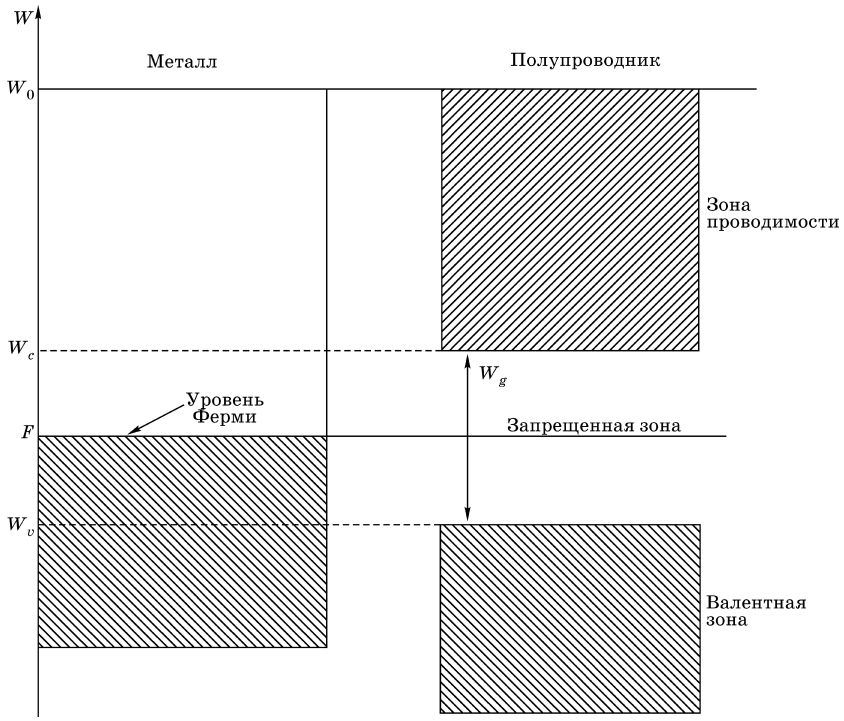


Рис. 11.1.2
Зонные диаграммы металла и полупроводника

проводниковой электронике применяются материалы с широкой запрещенной зоной (до 5,5 эВ), которые называют *широкозонными полупроводниками*.

Концентрация свободных носителей заряда в валентной зоне и в зоне проводимости полупроводника определяется формулами:

$$n = 2\left(\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{W_c - W_F}{kT}\right); \qquad (11.1.4)$$

$$p = 2\left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{W_F - W_V}{kT}\right). \qquad (11.1.5)$$

В этих формулах m_e^*, m_p^* — эффективная масса электронов и дырок соответственно; h — постоянная Планка; W_c, W_V — энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны соответственно (рис. 11.1.1).

Так как в собственном полупроводнике каждый электрон, переходящий из валентной зоны в зону проводимости за счет теплового возбуждения (генерации), оставляет после себя дырку, концентрации электронов и дырок в собственном полупроводнике должны быть равны. Отсюда следует, что уровень Ферми собственного полупроводника лежит примерно посередине между дном зоны

проводимости и потолком валентной зоны. Концентрации электронов и дырок удовлетворяют условию

$$np = n_i^2 = N_c N_V \mathrm{e}^{-W_g/(kT)},$$

где N_C, N_V — эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно. Как видно, чем больше ширина запрещенной зоны и чем меньше температура, тем меньше концентрация носителей. При комнатной температуре концентрации электронов и дырок малы, поэтому собственный полупроводник обладает при этой температуре большим удельным сопротивлением.

Легирование полупроводников различными примесями изменяет их зонную диаграмму и положение уровня Ферми. Различают донорные примеси, атомы которых имеют «лишний» электрон, который легко отрывается от нейтрального атома (ионизируя его), и акцепторные примеси, имеющие вакансию (отсутствие электрона). Электроны примесных атомов располагаются на дополнительных энергетических уровнях, находящихся внутри запрещенной зоны. Донорные уровни располагаются ближе к дну зоны проводимости, а акцепторные — ближе к потолку валентной зоны.

Если расстояние от примесного уровня до дна (потолка) ближайшей зоны больше kT, уровень называют глубоким. При рабочей температуре T он слабо ионизирован и почти не изменяет концентрацию носителей в соответствующей зоне. Если $\Delta W < kT$, примесный уровень называют мелким. При рабочей температуре он почти полностью ионизирован, в результате чего концентрация носителей в полупроводнике увеличивается и становится слабо зависящей от температуры. Именно примеси, образующие мелко расположенные уровни, и используют в полупроводниковой электронике. Объем производства полупроводниковых приборов на данном материале во многом зависит от возможности создания в нем мелких примесных уровней и степени разработанности технологии их внедрения.

В легированном донорной примесью полупроводнике (полупроводнике n-типа) концентрация электронов в зоне проводимости приблизительно равна концентрации донорных атомов: $n_{n0} = N_d + p_{n0}$ и много больше, чем концентрация дырок в валентной зоне p_{n0}. Электроны в данном случае называют основными носителями, а дырки — неосновными. Уровень Ферми в таком полупроводнике смещается к дну зоны проводимости.

В полупроводнике с акцепторной примесью (полупроводнике p-типа) основные носители заряда — дырки, их концентрация $p_{p0} = N_a + n_{p0}$, где N_a — концентрация акцепторной примеси. Концентрация электронов n_{p0} много меньше, чем концентрация дырок. Эти носители в p-полупроводнике являются неосновными. Уровень Ферми смещен к потолку валентной зоны.

Наряду с процессами генерации носителей (образованием пар электрон — дырка) в полупроводнике проходит и обратный процесс — рекомбинации носителей, в результате которого свободные электрон и дырка исчезают. Под действием рекомбинации, созданная в некоторый момент времени избыточная концентрация неосновных носителей уменьшается и стремится к равновесной, когда процессы генерации и рекомбинации уравновешивают друг друга. Процесс

рекомбинации характеризуется временем жизни избыточных неосновных носителей $\tau_{e,h}$, за которое их концентрация уменьшается в e раз. Характерный размер области, где происходит рекомбинация, определяется процессом диффузии и определяется выражением

$$l_{0e,h} \approx \sqrt{D_{e,h}\tau_{e,h}},$$

где D — коэффициент диффузии. Величина $l_{0e,h}$ называется диффузионной длиной.

11.2. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ МИКРОВОЛНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Параметры и область применения полупроводникового прибора во многом определяются полупроводниковым материалом, на основе которого создана структура прибора. В современной полупроводниковой электронике используются самые разнообразные полупроводниковые материалы, однако в микроволновых приборах используются только некоторые из них (табл. 11.2.1). На рисунке 11.2.1 представлено сравнение поле-скоростных характеристик наиболее используемых материалов.

Кремний (Si) традиционно используется в полупроводниковых диодах и транзисторах сравнительно малой мощности и с не очень высокими предельными частотами (до 10 ГГц). В качестве донорной примеси к кремнию исполь-

Таблица 11.2.1

Основные параметры некоторых полупроводниковых материалов

№ п/п	Параметр материала	Единица измерения	Материал					
			Si	C (алмаз)	4H-SiC	GaAs	GaN	InP
1	Ширина запрещенной зоны, W_g	эВ	1,12	5,45	3,26	1,42	3,4	1,34
2	Критическая напряженность поля, E_c	кВ/см	300	10 000	2200	400	3000	350
3	Подвижность электронов при 300 К, μ_e	см²/(В·с)	1500	480	900	8500	1000	5000
4	Подвижность дырок при 300 К, μ_p	см²/(В·с)	600	1600	—	400	200	200
5	Скорость насыщения электронов, $v_e \cdot 10^{-7}$	см/с	1,0	1,5	1,5	1	2	2,2
6	Теплопроводность, к	Вт/(м*К)	1,5	22	4,9	0,5	1,5	0,68
7	Относительная диэлектрическая проницаемость	—	11,9	5,5	10,1	12,5	9,5	12,4
8	Максимальная рабочая температура, T_{max}	°С	100	500	300	150	400	100

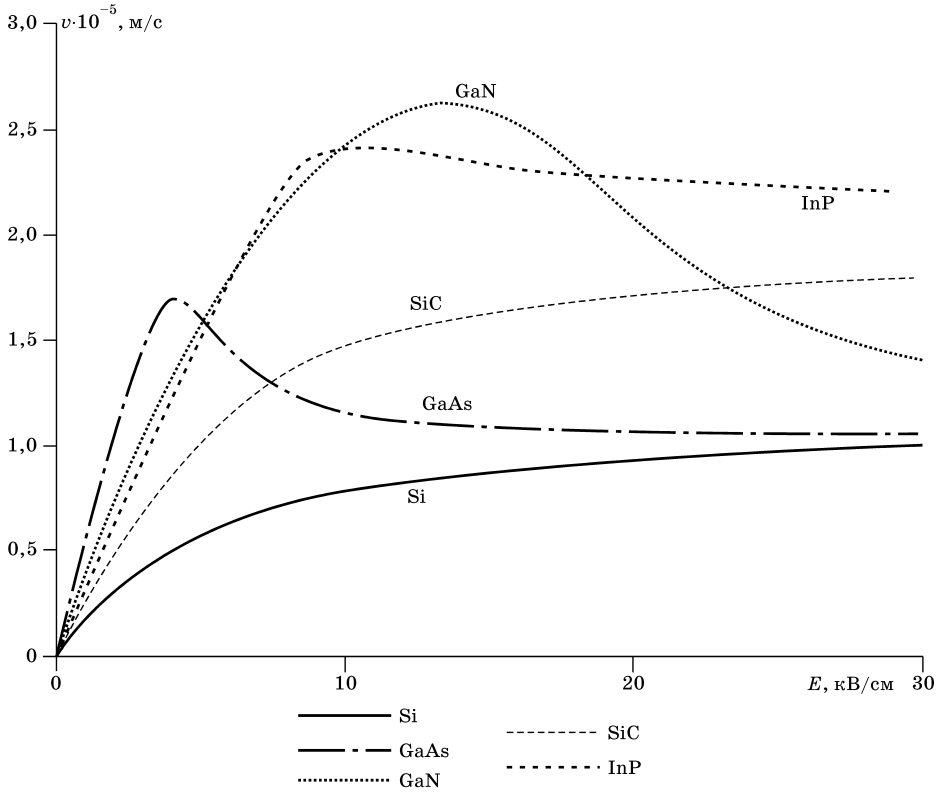


Рис. 11.2.1
Поле-скоростные характеристики полупроводниковых материалов

зуются элементы V группы — фосфор (P), мышьяк (As), сурьма (Sb). Акцепторные примеси — элементы III группы — галлий (Ga), индий (In), алюминий (Al), бор (B). Наиболее часто используются фосфор и бор. Технология производства этих приборов хорошо отлажена, а сам кремний — наиболее дешевый полупроводник. Поэтому там, где это возможно по техническим требованиям, использование кремниевых приборов и микросхем более целесообразно.

Арсенид галлия (GaAs) сегодня наиболее широко применяемый материал для изготовления диодов и транзисторов микроволнового диапазона, хотя стоимость таких приборов выше, чем кремниевых. В качестве донорной примеси часто используется кремний (Si), а в качестве акцепторной — цинк (Zn), теллур (Te). Однако сравнительно небольшая ширина запрещенной зоны не позволяет создавать GaAs приборы большой мощности.

Широкозонные полупроводники GaN и SiC быстро завоевывают ведущие позиции в микроволновой полупроводниковой электронике. Высокая скорость насыщения электронов в этих материалах позволяет создавать на их основе транзисторы с предельной частотой до 100 ГГц. Большая теплопроводность, в сочетании с высокой пробивной напряженностью электрического поля, особенно карбида кремния, открывает путь к созданию приборов с выходной мощ-

ностью до нескольких сот ватт в диапазоне частот до 10 ГГц. Для легирования нитрида галлия используют кремний (Si) — донорная примесь и магний (Mg) — акцепторная. В качестве донорной примеси для карбида кремния применяют азот и фосфор, а в качестве акцепторной — бор, алюминий, галлий, ванадий. Отметим, что электроны в GaN обладают отрицательной дифференциальной подвижностью, поэтому этот материал может быть использован для создания диодов Ганна. Однако технология производства приборов на основе нитрида галлия и карбида кремния развита еще недостаточно.

Уникальные свойства алмаза позволяют создавать на этом материале мощные высокочастотные транзисторы. В качестве акцепторной примеси для алмаза используют бор. Проводимость n-типа получают внедрением бора, однако примесный уровень залегает глубоко, а подвижность носителей оказывается очень мала из-за большого количества дефектов кристаллической решетки. Лучшие результаты были получены в последнее время при легировании алмаза серой. Технология выращивания монокристаллических алмазных подложек и создания на них необходимых структур еще недостаточно отлажена и очень дорога.

Фосфид индия характеризуется наибольшей скоростью насыщения электронов (рис. 11.2.1), поэтому он рассматривается как перспективный материал для создания приборов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Для образования проводимости n-типа материал легируется селеном, теллуром, кремнием, германием или оловом. Наилучшие результаты получены при легировании кремнием. Акцепторные примеси — цинк и кадмий. Сравнительно малая ширина запрещенной зоны фосфида индия не позволяет создавать на его основе мощные микроволновые приборы.

На рисунке 11.2.2 представлена диаграмма в координатах выходная мощность и частота (P–f-диаграмма), показывающая, какие материалы применяются для создания приборов соответствующего диапазона и мощности. Конкретные типы МПП на указанных материалах рассматриваются в главе 14.

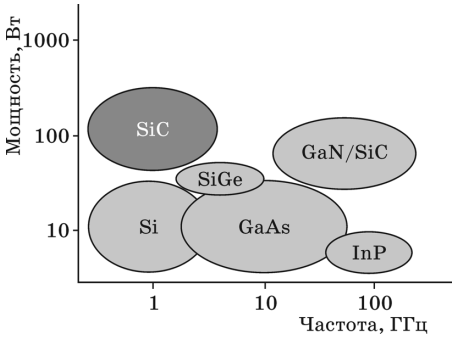


Рис. 11.2.2
Области применения различных полупроводниковых материалов

11.3. ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ МПП

11.3.1. ОСОБЕННОСТИ ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ СХЕМЫ МПП

В параграфе 5.3 отмечено, что любой электронный прибор содержит определенные функциональные элементы: эмиттер заряженных частиц (ЗЧ), устройство управления их потоком, систему отбора энергии от потока ЗЧ и коллектор «отработавших» частиц, электронно-оптическую систему, систему охлаждения и некоторые другие. В большинстве вакуумных приборов

каждый из этих функциональных элементов является самостоятельным конструктивным узлом. В полупроводниковых же приборах многие из этих систем отсутствуют или совмещены. В частности, отсутствует электронно-оптическая система, так как электрическое поле носителей заряда в значительной степени скомпенсировано полем неподвижных ионов кристаллической решетки, а расстояние, на которое перемещаются носители заряда, обычно много меньше поперечных размеров потока заряженных частиц. Кроме того, в полупроводниковых приборах трудно выделить элементы системы управления и элементы системы отбора мощности. Они, как правило, интегрированы в одном пространстве, которое называется *областью*, или *пространством взаимодействия* потока зарядов и поля.

Основным функциональным элементом прибора выступает *полупроводниковый слой*, или *граница* (*барьер*) между слоями. Это может быть однородный слой полупроводника, контакт металл — полупроводник, p–n-переход (гомо- или гетероструктурный) или омический контакт. Важно отметить, что свойства этих элементов существенно зависят не только от типа используемого материала, уровня легирования, толщины слоя, но и в значительной степени от приложенных напряжений на электродах. Это свойство и используется для получения полезного эффекта.

11.3.2. ОДНОРОДНО ЛЕГИРОВАННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК

Под действием электрического поля электроны и дырки движутся, создавая ток проводимости. Плотность этого тока определяется выражением

$$J = J_e + J_h = -env_n + epv_p = e(p\mu_p + n\mu_n)E, \qquad (11.3.1)$$

где μ_n, μ_p — подвижности электронов и дырок. Формула (11.3.1) выражает закон Ома, который, очевидно, справедлив в полупроводниках, если считать подвижности не зависящими от значения электрического поля. В действительности формула (11.3.1) справедлива только в сравнительно слабых полях и в образцах, размеры которых велики по сравнению с длиной Дебая и длиной свободного пробега носителей заряда. Кроме того, предполагается однородное распределение напряженности электрического поля по длине образца.

В сильных полях линейная зависимость дрейфовой скорости носителей от напряженности электрического поля нарушается (см. главу 2). В большинстве полупроводников скорость носителей при увеличении напряженности электрического поля стремится к пределу, называемому скоростью насыщения. Соответственно, удельное сопротивление образца, определяемое как отношение напряжения на образце поля к току, с ростом напряженности поля увеличивается. Часто используют дифференциальное сопротивление образца $R_d = dU/dI$, которое с ростом напряжения на образце стремится к нулю.

Во многих полупроводниковых материалах группы AIIIBV в определенном интервале значений напряженности электрического поля наблюдается *отрицательная дифференциальная подвижность* (ОДП) электронов: их скорость уменьшается с ростом напряженности поля. При сохранении однородного распределения поля и концентрации носителей по длине образца вольт-амперная характеристика повторяла бы по форме поле-скоростную и у образца наблюда-

лось бы отрицательное динамическое сопротивление. Однако при ОДП однородное распределение поля и концентрации неустойчиво. В таких образцах наблюдается эффект Ганна, подробно рассматриваемый в главе 13.

Если длина образца меньше длины свободного пробега носителей, они движутся в таком образце без столкновений и их скорость определяется по законам Ньютона. В сильном поле носители могут приобрести скорость, в несколько раз превышающую скорость насыщения. Этот эффект называют *овершутингом* (сверхскоростью). Он используется в современных микроволновых транзисторах (см. рис. 2.4.4 и главу 14).

В образцах с малой толщиной (менее 100 нм) носители могут свободно двигаться только в двух направлениях. Возникает так называемый двухмерный электронный газ (ДЭГ). Вероятность рассеяния носителей на фононах и дефектах структуры снижается, что приводит к увеличению подвижности. В частности, на образующей ДЭГ гетероструктуре AlGaAs/GaAs была получена подвижность электронов $35 \cdot 10^6$ см^2/(В·с), что превышает подвижность в массивном образце в 4000 раз. Однако создание таких гетероструктур сопряжено с большими технологическими трудностями.

11.3.3. СВОЙСТВА КОНТАКТА МЕТАЛЛ — ПОЛУПРОВОДНИК

На рисунке 11.3.1*а* показаны зонные диаграммы металла и полупроводника n-типа до их контактирования. Уровни Ферми в металле и полупроводнике обозначены F_M и F_s, а работы выхода — Φ_M и Φ_s соответственно. Энергии, соответствующие дну зоны проводимости и потолку валентной зоны в полупроводнике, обозначены W_c и W_v, а энергия, соответствующая потолку зоны проводимости в металле, — $W_m = F_m$. При сближении материалов вплоть до образования электрического контакта начинается диффузия электронов из материала с меньшей работой выхода в материал с большей работой выхода. Диффузия обусловлена тем, что в материале с меньшей работой выхода энергетические уровни, лежащие вблизи его уровня Ферми, в основном заняты, тогда как в другом материале уровни с той же энергией, в основном свободны. В результате один материал заряжается положительно, а другой — отрицательно. Между ними возникает разность потенциалов и соответствующая напряженность электрического поля. Это электрическое поле заставляет носителей заряда двигаться

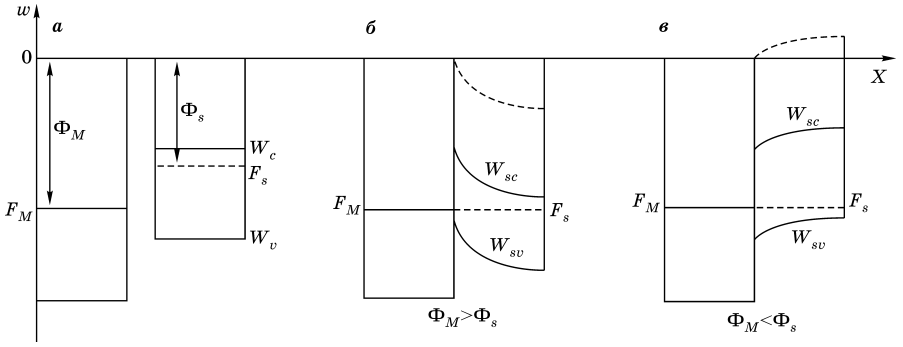


Рис. 11.3.1
Зонные диаграммы контакта металл — полупроводник

(дрейфовать) в направлении, противоположном направлению их движения под действием диффузии. Стационарное состояние возникает при установлении динамического равновесия, когда дрейфовый и диффузионный токи оказываются равными по абсолютной величине.

В результате в полупроводнике вблизи контакта с металлом возникает объемный заряд ρ. Напряжение на этом приконтактном слое в установившемся режиме называют *контактной разностью потенциалов* (КРП) $\varphi_к = (W_M - W_s)/e$. В англоязычной литературе часто используется термин *встроенный потенциал* (built in), который обозначается как U_{bin}.

В металле, вследствие его высокой проводимости, электрическое поле сосредоточено в очень узком приконтактном слое шириной меньше периода решетки. В остальном объеме металла электрическое поле отсутствует и потенциал этого объема постоянен. Поэтому энергетические зоны в металле не деформируются, а все электрическое поле оказывается сосредоточенным в полупроводнике.

В отличие от металла полупроводник имеет существенно меньшую проводимость, и электрическое поле может проникать в него на большую глубину. Вблизи контакта металл — полупроводник энергетические зоны полупроводника изгибаются, так как $-\partial\varphi/\partial x = \rho/\varepsilon$, а $\rho \neq 0$. Энергетические зоны искривлены книзу, если $\Phi_s > \Phi_M$, и кверху, если $\Phi_s < \Phi_M$ (рис. 11.3.1*б*, *в*).

Электрическое поле в приконтактном слое изменяет концентрацию носителей заряда, что, в свою очередь, приводит к изменению проводимости слоя. Слой, обогащенный основными носителями заряда, называют *обогащенным*. Он имеет повышенную проводимость, поэтому его называют также антизапирающим. Слой, обедненный основными носителями заряда, называют обедненным. Он имеет пониженную проводимость, за что получил название *запирающего*. Могут возникать также *инверсные слои*, в которых в результате сильного искривления зон меняется тип проводимости. Такие слои образуются при контакте сильно легированных областей, когда электрическое поле в обедненном слое оказывается достаточно сильным для того, чтобы инжектировать в ближайшую к обедненному слою область носители противоположного знака. Условия возникновения обогащенных, обедненных и инверсных слоев указаны в таблице 11.3.1.

Ранние исследования контактов металл — полупроводник показали, что КРП слабо зависит от выбора металла. Этот факт объясняется наличием поверхностных состояний вблизи контакта. Плотность этих состояний может быть настолько велика, что вызванное ими искривление зон в полупроводнике оказывается намного больше, чем искривление зон за счет разности работ выхода. Современные технологии создания контактов металл — полупроводник позво-

Таблица 11.3.1

Условия возникновения различных типов приконтактных слоев

Тип полупроводника	Обогащенный слой	Обедненный слой	Инверсный слой
Электронный	$F_M > F_s$, $\Phi_M < \Phi_s$	$F_M < F_s$, $\Phi_M > \Phi_s$	$F_M < F_s$, $\Phi_M \geq \Phi_s + \Delta W$
Дырочный	$F_M < F_s$, $\Phi_M > \Phi_s$	$F_M > F_s$, $\Phi_M < \Phi_s$	$F_M < F_s$, $\Phi_M \geq \Phi_s - \Delta W$

Примечание. ΔW — некоторая добавочная энергия.

ляют существенно уменьшить плотность поверхностных состояний. В этом случае изложенная выше теория оказывается справедливой.

На практике чаще всего используется обедненный слой. Он получил название *барьер Шоттки* в честь немецкого ученого Вальтера Шоттки (W. Schottky), который исследовал его в 1939 г.

Закон изменения потенциала внутри полупроводника n-типа определяется концентрацией свободных электронов $n(x)$ и концентрацией доноров $N_d(x)$. Это справедливо для полупроводника n-типа, в котором можно пренебречь влиянием акцепторной примеси и зарядом дырок. Одномерное уравнение Пуассона для однородного легирования донорами $N_d(x) = \text{const}$ имеет вид

$$\frac{dE_x}{dx} = -\frac{e[N_d - n(x)]}{\varepsilon},$$

где $n(x) = n_0 \exp[-e\varphi(x)/(kT)] \approx N_d \exp[-e\varphi(x)/(kT)]$ — концентрация свободных носителей, при условии, что их энергия подчиняется распределению Больцмана, $\varphi(x)$ — потенциал в сечении x. Таким образом, для расчета поля, потенциала и заряда необходимо решить уравнение

$$\frac{dE_x}{dx} = -\frac{eN_d[1 - \exp(-e\varphi(x)/(kT)]}{\varepsilon}$$

при следующих граничных условиях: $\varphi(0) = \varphi_k - U$, $\varphi(\infty) = 0$. Здесь U — внешнее напряжение, приложенное к барьеру.

Когда напряжение на барьере существенно превышает тепловой потенциал $U > kT/e$, выражения для поля и потенциала принимают вид:

$$\begin{aligned} |E(x)| &= -\frac{eN_d}{\varepsilon}(w - x) = E_{\max} + \frac{eN_d}{\varepsilon}x; \\ \varphi(x) &= -\frac{eN_d}{\varepsilon}\left(wx - \frac{1}{2}x^2\right) - \varphi_k. \end{aligned} \qquad (11.3.2)$$

В этих выражениях величина $w = \sqrt{2\varepsilon(\varphi_k - U_m)/(eN_d)}$ — ширина обедненного слоя.

Формула (11.3.2) позволяет определить плоскость, в которой поле равно нулю, т. е. поверхностный заряд электронов на металле полностью скомпенсирован положительным зарядом доноров. Более строгое решение учитывает изменение ширины обедненного слоя за счет тепловой энергии подвижных носителей. Используя понятие теплового потенциала, выражение для ширины обедненного слоя принимает вид

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\varphi_k - U - 3kT/(2e))}{eN_d}}. \qquad (11.3.3)$$

В этом выражении член $3kT_e/(2e)$ определяет эквивалентное тепловое размытие границы канала. На практике выражение (11.3.3) упрощают, принимая $3kT/(2e) \approx kT/e$. При компенсации контактной разности потенциалов прило-

женным напряжением эта формула соответствует выражению для длины Дебая (см. Приложение П1)

$$w = L_D = \sqrt{\frac{3\varepsilon kT}{e^2 N_d}}.$$

Определим ток через барьер, используя полученные выражения. При термодинамическом равновесии и $U = 0$, ток из металла в полупроводник равен току из полупроводника в металл и оба определяются формулой Ричардсона — Дэшмана, а именно

$$J_s = J_{ms} = -J_{sm} = AT^2 \exp(-e\varphi_k/(kT)).$$

Если к барьеру приложено внешнее напряжение $U > 0$, плотность тока из полупроводника превышает плотность тока из металла. При $U < 0$ наоборот, плотность тока из полупроводника меньше плотности тока из металла. Результирующая плотность тока определяется выражением

$$J = J_{ms} - J_{sm} = AT_e^2 e^{-\frac{e\varphi_k}{kT_e}} \left(1 - e^{\frac{eU}{kT_e}}\right) = J_s \left(1 - e^{\frac{eU}{kT_e}}\right), \qquad (11.3.4)$$

где $A = emk^2/(2\pi h^3) = 120{,}4$ А/(см^2·К^2) — постоянная Ричардсона. Величина J_s определяет термоэлектронный ток через барьер, называемый также током насыщения.

Положительная (прямая) ветвь вольт-амперной характеристики такого контакта в линейном масштабе (при контактной разности потенциалов $\varphi_k = 0{,}7$ В) представлена на рисунке 11.3.2*а*. Резкий экспоненциальный рост тока вблизи $\varphi_к$, описываемый функцией вида $\sim e^{40(U-\varphi_k)}$ (см. формулу (11.3.4)), не позволяет проанализировать ВАХ в широком диапазоне изменения напряжения. Поэтому на практике изображают ВАХ в логарифмическом масштабе, как это показано на рисунке 11.3.2*б*.

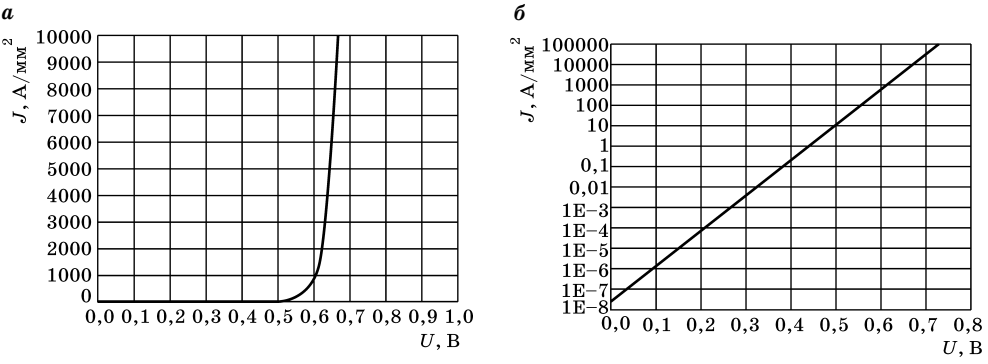


Рис. 11.3.2
Вольт-амперная характеристика для прямых напряжений смещения:
а — линейный масштаб; *б* — логарифмический масштаб.

Ток через барьер Шоттки при обратном смещении, согласно (11.3.4), практически не зависит от величины приложенного напряжения. Однако при значительных обратных напряжениях возможно резкое увеличение тока за счет лавинного пробоя. Напряжение пробоя зависит от многих факторов, в частности, ширины запрещенной зоны, уровня легирования и температуры. Естественно, наилучшую устойчивость к пробою демонстрируют структуры на основе широкозонных полупроводников SiC, GaN, алмаза C (табл. 11.2.1). Пробой ограничивает амплитуду используемых рабочих напряжений, а соответственно и допустимую мощность прибора. В микроволновом диапазоне лавинный пробой используется для инжекции заряженных сгустков в лавинно-пролетном диоде (ЛПД). В главе 13 рассмотрены особенности такого пробоя.

При воздействии на барьер Шоттки переменного напряжения к току, обусловленному прохождением электронов через барьер, добавляется емкостной ток, обусловленный емкостью обедненного слоя. С ростом частоты роль этой емкости возрастает. Отметим, что в рассматриваемом переходе металл — полупроводник в протекании тока участвуют только заряды одного типа — электроны.

Для вычисления емкости обедненного слоя C_b воспользуемся определением $C_b = dQ/dU$ и формулой для заряда обедненного слоя:

$$Q = eN_d wS = S\sqrt{2e\varepsilon N_d(\varphi_k - U - kT/e)}.$$

Продифференцировав это выражение, получим

$$C_b = S\sqrt{\frac{e\varepsilon N_d}{2(\varphi_k - U - kT/e)}} = \frac{\varepsilon S}{w}. \qquad (11.3.5)$$

Вольт-фарадная характеристика барьера Шоттки в координатах $C_b/C_0 = f(U/\varphi_k)$ показана на рисунке 11.3.3, где C_0 — емкость при нулевом напряжении смещения. Эта характеристика подробнее рассмотрена в главе 12.

Используя выражение (11.3.5), найдем

$$\frac{1}{C_b^2} = \frac{2(\varphi_k - U - kT/e)}{e\varepsilon N_d}$$

и определим производную от этого выражения по напряжению, приложенному к барьеру:

$$\frac{d(1/C_b^2)}{dU} = -\frac{2}{\varepsilon e N_d},$$

откуда легко получить выражение для уровня легирования полупроводника:

$$N_d = -\frac{2}{\varepsilon e}\frac{1}{d(1/C_b^2)/dU}.$$

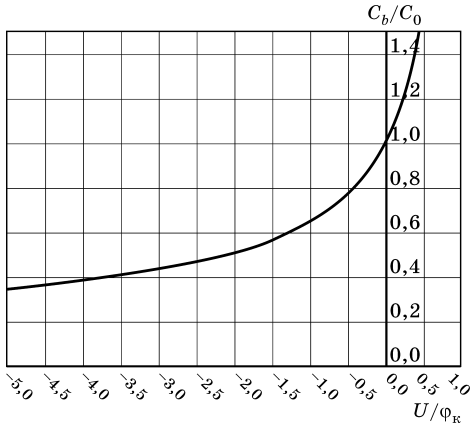


Рис. 11.3.3
Вольт-фарадная характеристика

Эта формула широко используется для экспериментального определения параметров полупроводниковых структур.

На практике на представленные идеальные характеристики влияют многие причины, в частности: несовершенство контакта металл — полупроводник, наличие поверхностных состояний, наличие сопротивления нейтральной области полупроводника и т. п. Однако параметрическая оптимизация экспериментально измеренных вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик позволяет определить эквивалентные параметры полупроводниковой структуры, такие как N_d, φ_k и «паразитные» сопротивления, которые очень важны для повышения точности физико-топологического и схемотехнического моделирования приборов.

11.3.4. СВОЙСТВА *p–n*-ПЕРЕХОДА

Электронно-дырочным, или *p–n-переходом* называют контакт двух полупроводников с разным типом проводимости. Если обе части имеют одинаковую ширину запрещенной зоны, то электронно-дырочный переход называют *гомогенным p–n-переходом*, или просто *p–n*-переходом. Если же контакт осуществляется между полупроводниками с различной шириной запрещенной зоны, то его называют *гетеропереходом*. Важно отметить, что граница между полупроводниками реализуется в объеме материала, где отсутствует влияние поверхностных состояний и дефектов поверхности (выходы дислокаций, поверхностные вакансии и т. п.) на свойства образующегося перехода. Технологически такой контакт осуществить легче, чем контакт металл — полупроводник. Это обстоятельство обусловило исторически более раннее развитие биполярных приборов по сравнению с полевыми. Даже первый полевой транзистор был создан с управляющим *p–n*-переходом, а не с барьером Шоттки.

Рассмотрим основные свойства *p–n*-переходов и особенности их применения в микроволновом диапазоне (предполагается, что теория *p–n*-переходов читателю известна). На рисунке 11.3.4 показаны распределение зарядов, напряженности электрического поля и зонная диаграмма для гомогенного *p–n*-перехода. При возникновении перехода электроны из *n*-области под действием диффузии перемещаются в *p*-область, где их мало, а дырки, наоборот, движутся из *p*-области в *n*-область. В результате в *n*-области возникает нескомпенсированный положительный заряд донорных ионов, в *p*-области — отрицательный заряд акцепторов (рис. 11.3.4*а*). Между этими зарядами возникает электрическое поле (рис. 11.3.4*б*), препятствующее дальнейшей диффузии носителей заряда. Термодинамическое равновесие наступает, когда дрейфовый ток под действием электрического поля сравняется по величине с диффузионным током. В результате вблизи физического *p–n*-перехода возникает обедненный подвижными носителями слой и потенциальный барьер. Рассмотренный процесс образования потенциального барьера аналогичен процессу образования барьера между металлом и полупроводником. Однако отметим, что в процессах переноса тока в *p–n*-переходе участвуют заряды двух знаков и двух типов — основные и неосновные. Если основным носителям заряда в *p*- и *n*-областях потенциальный барьер препятствует переходу из одной области в другую, то переходу

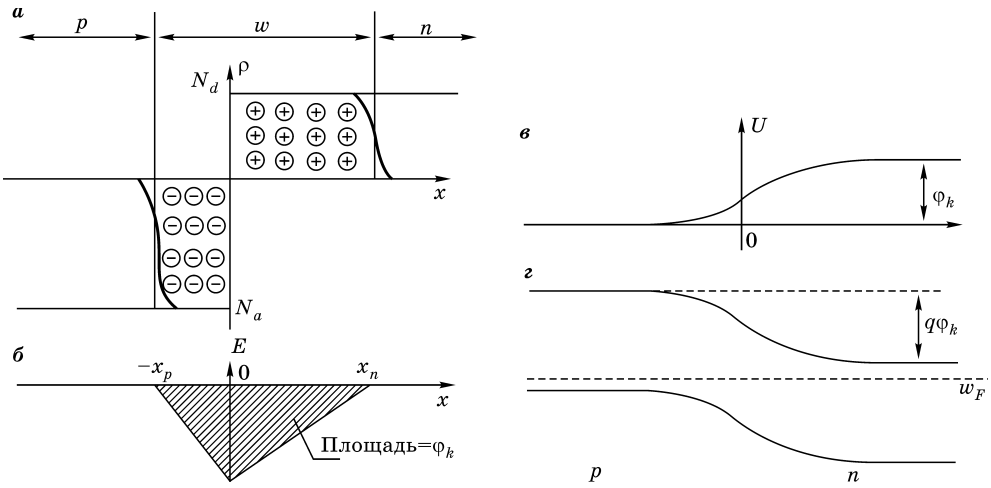


Рис. 11.3.4
Распределение зарядов, поля и энергетическая диаграмма p–n-перехода

неосновных носителей он способствует. Поэтому в обедненном слое присутствуют неосновные носители — как электроны, так и дырки.

Если к переходу приложено внешнее напряжение, через него протекает ток. Напряжение называют запирающим, или обратным, если к n-области приложен плюс, а к p-области — минус, и открывающим, или прямым, если полярность источника напряжения обратная. Под воздействием внешнего напряжения U изменяется ширина обедненного слоя:

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\varphi_k - U)(N_d + N_a)}{eN_dN_a}}, \qquad (11.3.6)$$

где N_a, N_d — концентрации акцепторных и донорных примесей (предполагается, что они полностью ионизированы); φ_k — контактная разность потенциалов между p- и n-областями. При достаточно большом обратном напряжении через переход течет ток только неосновных носителей с плотностью, определяемой диффузией носителей к границе барьера:

$$J_s = e\left(\frac{p_{n0}}{\tau_p}L_p + \frac{n_{p0}}{\tau_n}L_n\right), \qquad (11.3.7)$$

где p_{n0}, n_{p0} — концентрации неосновных носителей (дырок в n-области и электронов в p-области); τ_n, τ_p — время жизни неосновных носителей; L_p, L_n — диффузионные длины носителей заряда (дырок в n-области и электронов в p-области). Величину J_s называют *плотностью диффузионного теплового тока*, или *плотностью тока насыщения*. Из формулы (11.3.7) следует, что обратный ток через барьер не зависит от приложенного напряжения.

При прямом смещении к току насыщения добавляется ток основных носителей, имеющий противоположное току насыщения направление. Результирующая вольт-амперная характеристика идеального p–n-перехода имеет вид

$$J = J_s\left(\mathrm{e}^{\frac{e(U-\varphi_k)}{kT}} - 1\right). \qquad (11.3.8)$$

На рисунке 11.3.5 представлен начальный участок вольт-амперной характеристики (ВАХ), построенной по формуле (11.3.8). Контактная разность потенциалов принята равной 0,5 В, ток насыщения — 0,1 мА. Для наглядности значения тока на отрицательной ветви характеристики умножены на 10. Реальные ВАХ отличаются меньшим наклоном положительной ветви за счет влияния сопротивления p- и n-областей. Наличие этого сопротивления приводит к тому, что при больших положительных напряжениях на переходе характеристика из экспоненциальной превращается в линейную. При еще бóльших напряжениях начинает сказываться нагрев перехода протекающим током, за счет чего активное сопротивление перехода падает и ток начинает расти быстрее. Затем происходит тепловой пробой и разрушение перехода. При больших обратных напряжениях носители заряда в обедненном слое приобретают энергию, достаточную для ионизации атомов кристаллической решетки. Выбитые из этих атомов электроны в свою очередь ионизируют атомы, возникает лавинный пробой, характеризуемый резким увеличением тока. Если не ограничить рост этого тока внешним сопротивлением, то происходит тепловой пробой. Подробно эти процессы рассматриваются в главе 13.

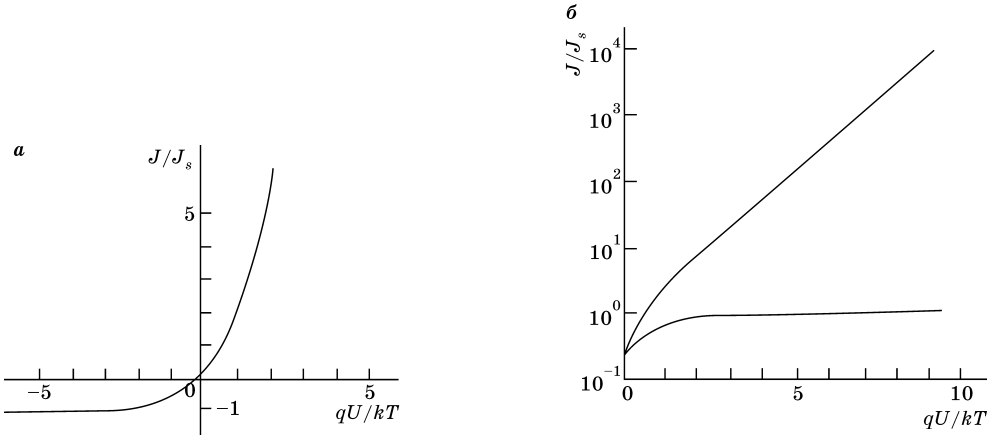


Рис. 11.3.5
Вольт-амперная характеристики p–n-перехода

Поскольку обедненный слой обладает высоким сопротивлением, его можно рассматривать как изолятор, расположенный между двумя обкладками — p- и n-слоями, на которых имеются заряды, созданные неподвижными ионами, а также подвижными зарядами, прошедшими барьер. Емкость такого конденсатора, обусловленная неподвижными зарядами, называется *барьерной*

емкостью. Она зависит от толщины изолятора (обедненного слоя), которая, в свою очередь, зависит от приложенного напряжения:

$$C_b(U) = \frac{\varepsilon S}{w(U)}.$$

В зависимости от профиля легирования полупроводника вблизи перехода функция $w(U)$ имеет различный вид. Соответственно, вольт-фарадная характеристика имеет различную форму.

В p–n-переходе к барьерной емкости добавляется так называемая *диффузионная емкость*, обусловленная накоплением подвижных носителей, перешедших барьер. Эти заряды сосредоточены на границах обедненного слоя: в n-области это положительный заряд дырок, а p-области — отрицательный заряд электронов. Пространственная локализация этих зарядов определяется соответствующей диффузионной длиной, а плотность зарядов — протекающим током. При увеличении тока (при прямом напряжении смещения) увеличивается концентрация этих зарядов. Отношение изменения заряда подвижных носителей к приращению напряжения называют *диффузионной емкостью*. Она складывается с барьерной емкостью, образуя полную емкость p–n-перехода. Предполагая, что распределение подвижных носителей заряда по энергиям определяется формулой Больцмана, для диффузионной емкости получаем выражение

$$C_d = \frac{e^2}{2kT}(L_n n_{p0} + L_p p_{n0})\mathrm{e}^{eU/(kT)}. \qquad (11.3.9)$$

Зависимости барьерной и диффузионной емкости p–n-перехода от напряжения на нем показаны на рисунке 11.3.6. Как видно, при запирающих напряжениях на переходе существует только барьерная емкость, в то время как при прямом смещении вклад диффузионной емкости в суммарную емкость перехода может быть значительным.

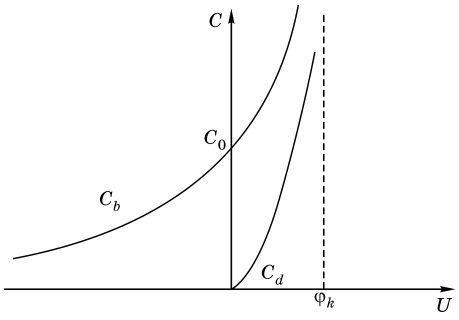


Рис. 11.3.6
Вольт-фарадные характеристики p–n-перехода

В современных микроволновых приборах p–n-переходы выполняют различную функциональную роль. В частности, в биполярных n–p–n-транзисторах эмиттерно-базовый переход инжектирует электроны в базу, а дырки — из базы в эмиттер. Для характеристики свойств такого перехода вводят коэффициент эффективности эмиттера γ, определяемый как отношение тока электронов к полному току через переход:

$$\gamma = I_n/(I_n + I_p). \qquad (11.3.10)$$

Для обеспечения преимущественной доли электронов в общем токе, необходимо использовать несимметричный n–p-переход, в котором $n_n \gg p_p$ и, соот-

ветственно, $N_d \gg N_a$. В этом случае коэффициент эффективности эмиттера близок к единице.

При увеличении концентрации легирующей примеси как в p-, так и n-областях до уровня $10^{19}...10^{20}$ см$^{-3}$, толщина обедненного слоя, согласно (11.3.6), уменьшается до величин порядка 10 нм и становится соизмеримой с межатомным расстояниями. При этом возникает отличная от нуля вероятность туннелирования электронов сквозь потенциальный барьер. Инерционность этого процесса очень мала (менее 1 пс), что позволяет применять этот эффект даже в терагерцовом диапазоне (см. главу 13).

Гетеропереходы образуются между полупроводниками с различными электрофизическими характеристиками: диэлектрической проницаемостью ε, шириной запрещенной зоны ΔW, работой выхода Φ_1 и термодинамической работой выхода Φ_2. Для получения гетероперехода, близкого к идеальному, необходимо подобрать полупроводниковые пары с одинаковым типом кристаллической решетки, постоянные кристаллических решеток должны отличаться не более чем на 0,5%. Кроме того, полупроводники должны иметь близкие коэффициенты температурного расширения, чтобы при изменении температуры не возникло сильных механических напряжений.

Гетеропереходы могут быть *изотипными* (оба полупроводника имеют одинаковый тип проводимости) и *анизотипными* (переходы n–p и p–n). В зависимости от соотношения термодинамических работ выхода и ширины запрещенной зоны эти переходы могут быть как выпрямляющими, так и омическими.

На рисунке 11.3.7*а* показаны зонные диаграммы двух полупроводников до образования контакта между ними. Полупроводник *1* — узкозонный и, как

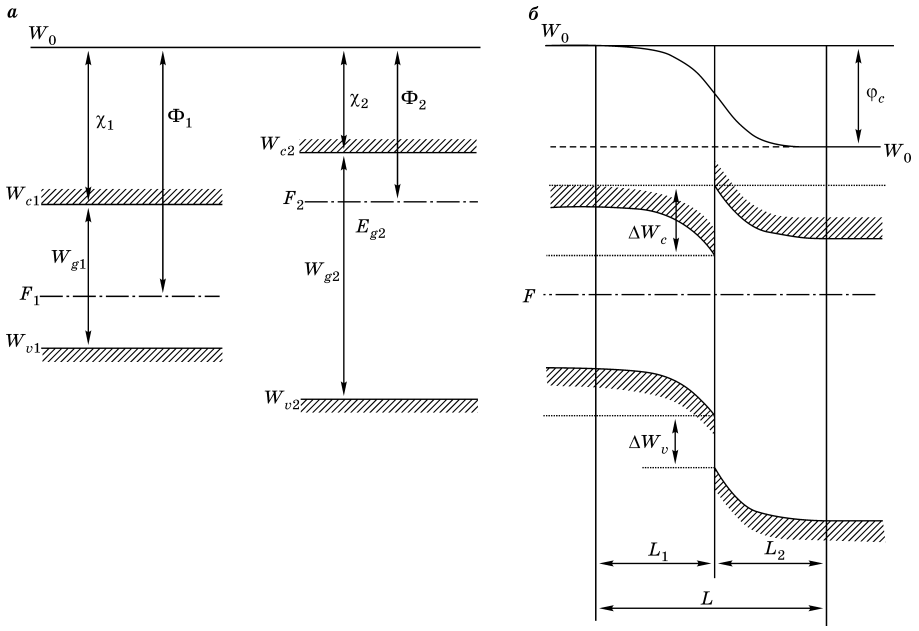


Рис. 11.3.7
Зонная диаграмма гетероперехода

видно по положению уровня Ферми F_1, обладает проводимостью *p*-типа. Полупроводник *2* *n*-типа имеет более широкую запрещенную зону. Сродство к электрону у первого полупроводника больше, чем у второго ($\chi_1 > \chi_2$). При образовании контакта уровни Ферми в обоих полупроводниках выравниваются (рис. 11.3.7*б*). В результате начинается диффузия и дрейф носителей, образуется слой пространственного заряда длиной L, на котором возникает контактная разность потенциалов φ_k. Возникают также разрыв зоны проводимости $\Delta W_c = \chi_1 - \chi_2$ и разрыв валентной зоны $\Delta W_v = W_{v2} - W_{v1} - \Delta W_c$.

Материалы, образующие гетеропереход, можно подобрать так, чтобы потенциальный барьер в валентной зоне был больше, чем в зоне проводимости. Это ограничивает ток неосновных носителей из второго материала в первый, тем самым позволяя улучшить параметры биполярных транзисторов. Подробнее гетероструктурные биполярные транзисторы рассматриваются в главе 14.

11.3.5. ОМИЧЕСКИЙ КОНТАКТ

Под *омическим контактом* понимается контакт металл — полупроводник, имеющий свойства обычного сопротивления, т. е. подчиняющийся закону Ома. Вольт-амперная характеристика такого контакта линейна. Чтобы он не влиял на основные функции прибора, его сопротивление должно быть много меньше сопротивления других элементов полупроводниковой структуры. Омический контакт является неотъемлемым элементом любого полупроводникового прибора. Для того чтобы контакт металл — полупроводник обладал свойствами омического контакта, потенциальный барьер между металлом и полупроводником должен отсутствовать.

Обеспечить отсутствие барьера между полупроводником и металлом можно, подобрав пары с малым отличием работ выхода носителей заряда. К сожалению, такие материалы подобрать сложно. К тому же они должны удовлетворять жестким технологическим требованиям по возможности сплавления и образованию устойчивых соединений. Чтобы решить эту проблему, на практике используют сильно легированный N_d^+ (вырожденный) слой. Он обеспечивает дополнительную компоненту к термоэлектронному току — туннельную. При увеличении легирования энергетический барьер для электронов практически не изменяется, а толщина барьера w, согласно (11.3.3), уменьшается, что создает условия для туннелирования. Плотность туннельного тока определяется формулой

$$J_t = A \exp\left(-2L\sqrt{2m^* e(\varphi_k - U)/\hbar^2}\right),$$

где m^* — эффективная масса носителей электронов; A — постоянная. Длина обедненного слоя L определяется формулой (11.3.3) и уменьшается с увеличением концентрации доноров (уровня легирования). Соответственно, плотность туннельного тока растет. Для получения заметной плотности туннельного тока концентрация доноров должна составлять 10^{19} см$^{-3}$ и более.

Таким образом, для создания хорошего омического контакта необходимо подобрать пару с минимальной контактной разностью потенциалов φ_k и увеличить уровень легирования дополнительного слоя N_d^+. Зонная диаграмма такого контакта показана на рисунке 11.3.8. На рисунке показаны распределение

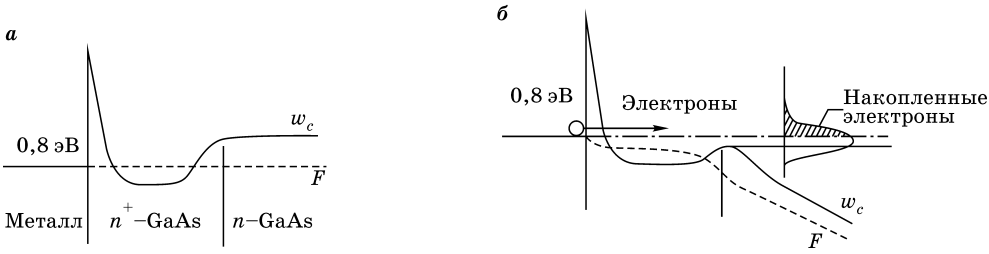


Рис. 11.3.8
Зонные диаграммы омического контакта

энергии электронов в двух режимах: без смещения (рис. 11.3.8*а*) и с прямым смещением (рис. 11.3.8*б*). Туннельный эффект наблюдается как при прямом, так и при обратном напряжениях смещения, так как длина барьера меняется слабо. Это обусловливает линейную связь тока через контакт даже при малых напряжениях.

Наибольшую трудность представляет создание таких контактов к широкозонным полупроводникам. В качестве примера приведем некоторые пары металл — полупроводник, используемые на практике. К GaAs используется напыление металлов Au–Zn (99:1) или Au–Si (94:6), для нитрида галлия GaN — комбинация Al–In. При этом уровень легирования дополнительного слоя полупроводника составляет $(1\ldots3)\cdot10^{19}$ см$^{-3}$. Технологически процесс получения омического контакта заключается в создании диффузией (или ионной имплантацией) сильно легированного слоя, на который затем напыляется нужный металл. Выбор этого металла проводится, исходя из требуемых механических и химических свойств контакта.

11.4. КЛАССИФИКАЦИЯ МИКРОВОЛНОВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

Описанные в данной главе физические процессы и функциональные элементы, в которых они проявляются, используются для создания различных *микроволновых полупроводниковых приборов* (МПП). Эти приборы составляют значительную часть большого семейства современных микроволновых электронных приборов. Без их использования сегодня не обходится ни одна микроволновая радиоэлектронная система.

В настоящее время в класс МПП входят приборы самого различного назначения и структуры. Упрощенная схема классификации этих приборов показана на рисунке 11.4.1. Как видно, МПП разделяются на три больших семейства: диоды, транзисторы и приборы функциональной электроники.

В свою очередь, микроволновые полупроводниковые диоды делятся на диоды с положительным и отрицательным динамическим сопротивлением. Первая группа служит для преобразования сигналов и управления их прохождением в микроволновом тракте, а вторая — для генерации и усиления микроволновых колебаний. Приборы с положительным динамическим сопротивлением рассматриваются в главе 12, а с отрицательным — в главе 13.

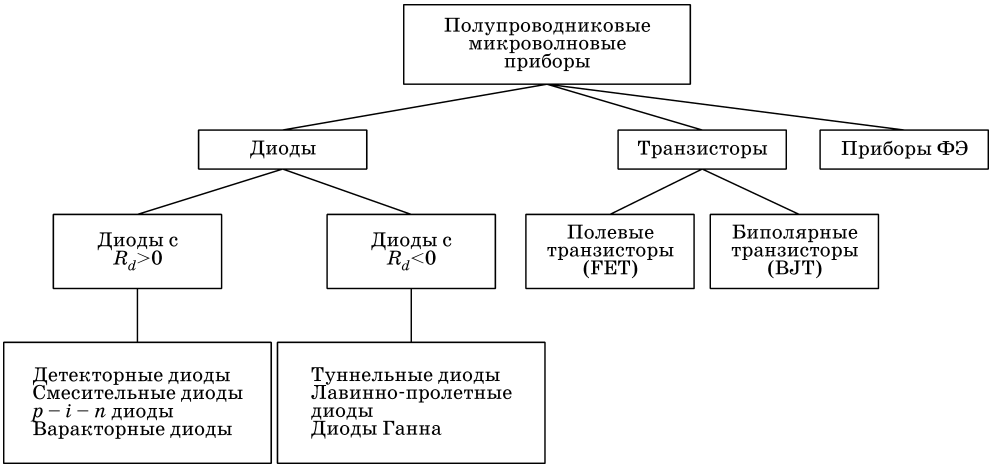


Рис. 11.4.1
Классификация микроволновых полупроводниковых приборов

Микроволновые транзисторы также делятся на две больших группы — полевые и биполярные. Входящие в эти группы приборы подробно рассматриваются в главе 14.

Приборы функциональной электроники (ФЭ) наиболее разнообразны по своей структуре, принципу действия и используемым материалам. Они включают линии задержки, фазовращатели, аттенюаторы, модуляторы и другие устройства на акустических и спиновых волнах, на электроакустических эффектах и т. п. Наряду с полупроводниками в приборах ФЭ используются сегнетоэлектрики, ферримагнетики, сверхпроводники, а также искусственные среды — ферроиды, сверхпроводники, метаматериалы, фотонные кристаллы. В последнее время быстро развивается радиофотоника, элементную базу которой образуют приборы и устройства, использующие электрооптические явления в твердом теле. В настоящем учебнике приборы функциональной электроники не рассматриваются.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Перечислите основные типы полупроводниковых приборов с положительным динамическим сопротивлением.
2. Нарисуйте зонную диаграмму барьера Шоттки при разных напряжениях смещения. Какие носители заряда участвуют в токопереносе через барьер?
3. Какие заряды находятся в обедненном слое? Какие компоненты тока проходят через обедненный слой при воздействии на барьер микроволнового напряжения?
4. Нарисуйте ВАХ барьера Шоттки в логарифмическом и линейном масштабе для тока. В чем сложность представления ВАХ в линейном масштабе?
5. Какие параметры связывает вольт-фарадная характеристика? Можно ли по ней судить о профиле легирования? С какой точностью?
6. В чем отличие барьера Шоттки от барьера, образованного контактом полупроводника n- и p-типов?
7. В чем отличие барьерной и диффузионной емкостей?
8. Что такое омический контакт? Какова его функция в приборе?

12 ГЛАВА ДИОДЫ С ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ ДИНАМИЧЕСКИМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

12.1. ДЕТЕКТОРНЫЕ ДИОДЫ

12.1.1. НАЗНАЧЕНИЕ И КОНСТРУКЦИЯ ДЕТЕКТОРНОГО ДИОДА

Функциональное назначение детекторного диода (ДД) — преобразование слабых микроволновых сигналов $10^{-6}...10^{-2}$ Вт в постоянный ток или выделение низкочастотной огибающей сигнала. Детекторный диод выполняет функцию выпрямителя переменного тока, работающего в микроволновом диапазоне.

Конструкция и технология детекторных диодов претерпела большие изменения, начиная от простейших игольчатых контактов к кристаллу полупроводника (1935 г., «кристаллические детекторы») до современных планарных структур на основе арсенида галлия. Однако работа этих приборов по-прежнему основана на использовании свойств барьера Шоттки (см. главу 11).

На рисунке 12.1.1 показаны конструкции современных детекторных приборов. Точечный диод (рис. 12.1.1*а*) состоит из поликристаллического образца кремния *p*-типа *1*, в контакте с которым находится пружина из заостренной на конце вольфрамовой проволоки *2*. Кремниевый образец и пружина припаяны

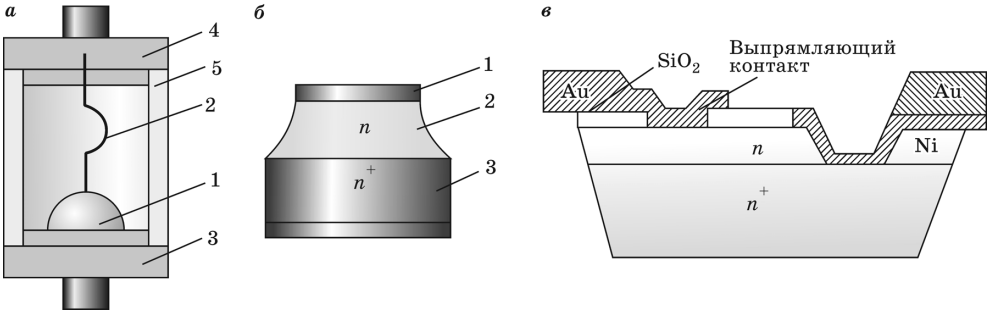


Рис. 12.1.1
Основные разновидности конструктивного исполнения диодов

к электродам *3* и *4*, которые в свою очередь спаяны с керамическим корпусом *5*. Острие пружины приваривается к полупроводнику пропусканием импульса тока. В месте сварки образуется барьер Шоттки с малой площадью (единицы мкм^2), что обусловливает малую емкость перехода и сравнительно большое сопротивление R_s. Коэффициент неидеальности ВАХ точечного диода $n \simeq (3...4)$, что свидетельствует о значительном количестве дефектов кристаллической структуры и наличии посторонних примесей.

Эти недостатки отсутствуют в эпитаксиальных структурах (рис. 12.1.1*б*). Такой ДБШ представляет собой меза-структуру из арсенида галлия. Металлизация *1*, нанесенная на монокристалл арсенида галлия методом вакуумного испарения, образует с эпитаксиальной пленкой n-типа *2* барьер Шоттки, близкий к идеальному. Сильно легированная n^+ подложка *3* обусловливает малое сопротивление R_s. Поэтому, несмотря на большую по сравнению с точечным диодом емкость, такой ДБШ обладает более высокими значениями критической частоты при меньшем уровне шумов.

На рисунке 12.1.1*в* показан диод планарной конструкции, используемый в интегральных схемах. Барьер образуется в месте контакта металлического электрода с полупроводником n-типа. Покрытие контактов золотом обеспечивает стабильность работы таких приборов во времени.

Микронные размеры диодных структур обусловливают необходимость их защиты от механических повреждений. Поэтому их помещают в специальные корпусы. Основной элемент таких корпусов — высококачественная радиопрозрачная керамика и спаи ее с металлическими электродами. Форму корпуса обычно выбирают из условия удобства включения в ту или иную микроволновую линию передачи или резонансную систему. Для удобства использования форма и размеры корпусов специфицируются. На рисунке 12.1.2 показаны некоторые разновидности применяемых корпусов. В гибридных и монолитных интегральных схемах используются и бескорпусные диоды, имеющие меньшие значения паразитных параметров.

Инерционность диодных структур определяется двумя факторами: временем пролета электронами активной области (обедненного слоя) и временем перезарядки барьерной емкости с учетом «паразитных» сопротивлений структуры и корпуса. Для расчета предельной частоты рассмотрим эквивалентную



Рис. 12.1.2
Разновидности корпусов детекторных диодов

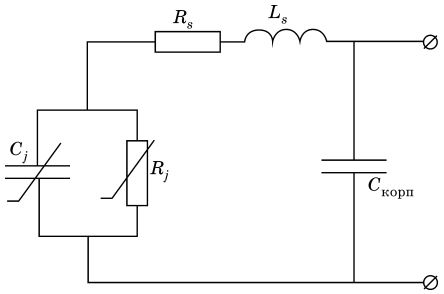


Рис. 12.1.3
Эквивалентная схема детекторного диода

схему прибора на рисунке 12.1.3, отражающую роль отдельных элементов структуры прибора. Свойства собственно барьера отображаются нелинейными элементами $C_j(U_b)$ и $R_j(U_b)$. Они соответствуют емкости и сопротивлению барьера Шоттки, определяемым по ВАХ и ВФХ диода (см. п. 11.3). Сопротивление R_s равно сумме сопротивлений нейтральной части полупроводника и контактного сопротивления. Параметры L_s и $C_{\text{корп}}$ — «холодные» реактивности корпуса — индуктивность подводящих контактов и емкость корпуса.

Определим предельную частоту, на которой такой прибор может сохранить разницу в проводимости при изменении полярности приложенного напряжения. Идеализируем ситуацию, пренебрегая индуктивностью выводов и емкостью корпуса. В этом случае при прямой полярности напряжения потенциальный барьер на переходе отсутствует и ток через диод ограничен только сопротивлением R_s. При обратной полярности свойства диода определяются проводимостью $i\omega C_j$. Из условия равенства амплитуды тока в оба полупериода получим

$$R_s = \left| \frac{1}{i\omega C_j} \right|.$$

Частота, на которой выполняется это равенство, называется *граничной* и рассчитывается по формуле

$$\omega_{\text{гр}} = \frac{1}{R_s C_j}. \qquad (12.1.1)$$

Следует отметить, что барьерная емкость $C_j(U_b)$ зависит от приложенного напряжения смещения, что обусловливает некоторую зависимость граничной частоты диода от режима его работы.

Паразитные реактивности L_s и $C_{\text{корп}}$ существенно снижают частотный диапазон применения и изменяют параметры приборов. Емкость корпуса шунтирует структуру, а индуктивность уменьшает полезный сигнал (напряжение), прикладываемое к собственно барьеру.

Из выражения для граничной частоты следует, что для получения высокочастотного прибора надо снижать и R_s, и C_j. Определим, как нужно выбирать физико-топологические параметры структуры для выполнения этого требования. Сопротивление R_s для нейтральной области полупроводниковой структуры определяется формулой: $R_s = \rho l/S = l/(eN_d\mu_0 S)$. В этой формуле S — площадь контакта, μ_0 — низкополевая подвижность, l — толщина нейтральной области (базы) полупроводника. Для определения емкости используем формулу плоского конденсатора $C_j = \varepsilon S/w$. В результате получаем выражение для граничной частоты:

$$\omega_{\text{гр}} = \frac{eN_d\mu_0 w}{\varepsilon l} = \frac{e\mu_0\sqrt{2\varepsilon q U N_d}}{\varepsilon l} = \frac{\mu_0}{l}\sqrt{\frac{2e^3 N_d}{\varepsilon}U}. \qquad (12.1.2)$$

Из полученного выражения следует, что при принятых допущениях граничная частота не зависит от площади контакта. Предпочтение при выборе материалов для ДД следует отдать полупроводникам с высокой подвижностью электронов μ_0 в слабых полях и с высоким уровнем легирования N_d. С этой точки зрения предпочтение отдается арсениду галлия с $\mu_{0e} \sim 8500$ см^2/(В·с) и фосфиду индия ($\mu_{0e} \sim 5000$ см^2/(В·с)).

Отметим, что подвижность уменьшается с увеличением уровня легирования. Согласно эмпирической формуле, для арсенида галлия

$$\mu_{e0} = \frac{0{,}85}{\sqrt{1 + N_d 10^{-23}}}.$$

Подставляя в (12.1.2) эту формулу, получим

$$\omega_{\text{гр}} = \frac{0{,}85}{l\sqrt{1 + N_d 10^{-23}}} \sqrt{\frac{2e^3 N_d}{\varepsilon} U}.$$

Полученное выражение показывает, что увеличение граничной частоты за счет увеличения уровня легирования, ограничивается падением подвижности. Этот факт обусловливает некоторый оптимум в выборе N_d. На практике уровень легирования для разных материалов колеблется в пределах $(1\ldots5)\cdot10^{17}$ см$^{-3}$. При этом граничная частота составляет 100…500 ГГц. Типовая площадь контактов имеет порядок 20…100 мкм^2.

Представленные оценки граничной частоты не полны, если не учесть время пролета (угол пролета) электронов через обедненную область. Анализ влияния этого времени проведем, используя простое выражение $\tau \approx w/v_s$. Правомерность такого расчета основана на том обстоятельстве, что в детекторных диодах даже при напряжениях порядка долей вольта на зоне обеднения, напряженность электрического поля выше критической, т. е. более 10 кВ/см для GaAs, а скорость $v_s \sim 10^5$ м/с. Из выражения (11.3.1) следует, что величина w имеет порядок 0,1 мкм при обратном напряжении 0,5 В. Тогда $\tau \approx 0{,}1\cdot10^{-6}/10^5 = 10^{-12}$ с. Естественно, что для диодов, работающих на частотах порядка 1000 ГГц, время пролета существенно влияет на функционирование такого прибора.

При анализе режима работы ДД важно учитывать вероятность лавинного пробоя при обратных напряжениях. Из предыдущего примера следует, что напряженность поля при обратном смещении 0,5 В составит 50 кВ/см. При этом пробивное напряжение используемых полупроводников лежит в пределах 150…300 кВ/см (см. табл. 11.2.1). Таким образом, детекторный диод представляет собой структуру чувствительную как к прямому, так и к обратному напряжению. Для того чтобы в процессе монтажа, хранения и эксплуатации не произошел пробой с необратимым изменением структуры за счет статического электричества, диод после изготовления помещают в свинцовую капсулу или упаковывают в алюминиевую фольгу.

12.1.2. СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Для анализа работы детекторного диода в микроволновом диапазоне недостаточно знания параметров эквивалентной схемы и граничной частоты. В частности, статическая (снятая на постоянном токе) вольт-амперная характеристика используется для определения динамических параметров прибора. Это объясняется тем, что инерционность процесса протекания тока очень мала и ток следует за напряжением, согласно ВАХ.

Основу ДД составляет барьер Шоттки, поэтому для вольт-амперной характеристики используется (11.3.4). Однако в данную формулу следует включить зависимость тока от паразитного сопротивления R_s и учесть неидеальность реального контакта металл — полупроводник. Тогда выражение (11.3.4) принимает вид

$$I_d(U_d) = AT^2 S \mathrm{e}^{-\frac{e\varphi_k}{kT_e}} \left[1 - \mathrm{e}^{-\frac{e(U_d - I_d R_s)}{nkT_e}}\right]. \qquad (12.1.3)$$

Согласно этому трансцендентному уравнению ток через диод при внешнем напряжении U_d равен току через барьер Шоттки с приложенным напряжением $U_d - I_d R_s$. Кроме того, несовершенство барьера учтено включением в формулу *коэффициента неидеальности* n. Коэффициент неидеальности $n = 1{,}1\ldots1{,}5$ для диодов Шоттки и $n = 1{,}5\ldots2$ для точечных диодов. Обычно для описания ВАХ используется приближенная формула

$$I = I_s\left(\mathrm{e}^{\frac{eU}{nkT}} - 1\right), \qquad (12.1.4)$$

где $I_s = AT^2 S \mathrm{e}^{-e\varphi_k/(kT)}$ — тепловой ток диода (ток насыщения). Эта формула обладает достаточной точностью, если $R_s \ll R_j$, т. е. при не слишком больших прямых напряжениях на диоде. При $T = 300$ К выражение (12.1.4) преобразуется к виду

$$I \approx I_s\left(\mathrm{e}^{\frac{40U}{n}} - 1\right). \qquad (12.1.5)$$

Вольт-амперная характеристика реальных диодных структур подобна теоретической зависимости для БШ, особенно в области напряжений, меньших контактной разности потенциалов, но имеет и ряд важных отличий. На рисунке 12.1.4 приведена ВАХ арсенид-галлиевого диода в диапазоне прямых напряжений 0…1 В. Ток представлен в логарифмическом масштабе. На ней можно выделить ряд характерных участков: линейный участок *2*, отображающий экспоненциальный рост тока (как в идеальном барьере), а также нелинейные участки *1* и *3*. Отклонение от идеальной характеристики в области малых напряжений порядка $0{,}2\varphi_k$ обусловлено токами утечки через поверхность, поэтому и называется *областью токов утечки*. На участке *3* возрастание тока через диод приводит к увеличению доли напряжения, падающего на сопротивлении R_s в сравнении с долей падающей на барьере. В результате характеристика отклоняется от экспоненциальной и при достаточно больших напряжениях становится линейной.

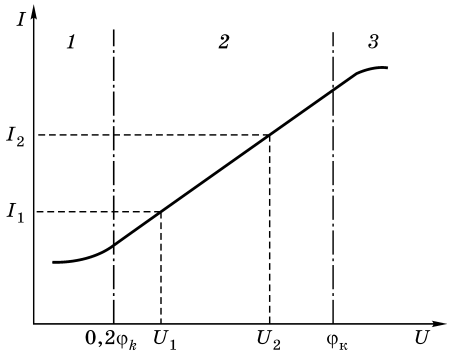


Рис. 12.1.4
К определению параметров диода по ВАХ

Аппроксимация реальных характеристик зависимостью (12.1.3) позволяет определить такие параметры, как контактная разность потенциалов, коэффициент неидеальности, паразитное сопротивле-

ние. Естественно, для определения этих параметров выбираются экспериментальные точки, наиболее «чувствительные» к искомому параметру. Так, определение φ_k и n проводится в диапазоне напряжений участка *2*, определяемого координатами U_1, I_1 и U_1, I_1, а R_s — участка *3*.

12.1.3. ДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

К динамическим параметрам ДД относятся: токовая и тангенциальная чувствительности, шумовое отношение, максимальная рассеиваемая мощность, полное сопротивление диода.

Для понимания физического смысла этих параметров рассмотрим типовые схемы включения детекторов в микроволновый тракт. На рисунке 12.1.5*а* показана электрическая схема выпрямителя на диоде и два варианта ее реализации в микроволновых устройствах (рис. 12.1.5*б*, *в*). Как видно из рисунков, схемы детектирования в микроволновом диапазоне дополнены согласующими цепями, которые уменьшают отражение мощности от диода. Это обеспечивает сохранение чувствительности в рабочем диапазоне частот. В схеме последовательного включения диода в линию передачи (рис. 12.1.5*б*), в отличие от схемы параллельного включения диода (рис. 12.1.5*б*), присутствует индуктивность L. Она замыкает цепь по постоянному току (от источника смещения *DC*). В обеих схемах присутствует индуктивность L_1, которая ограничивает попадание микроволновой мощности в цепь смещения. Конструктивная реализация схемы на

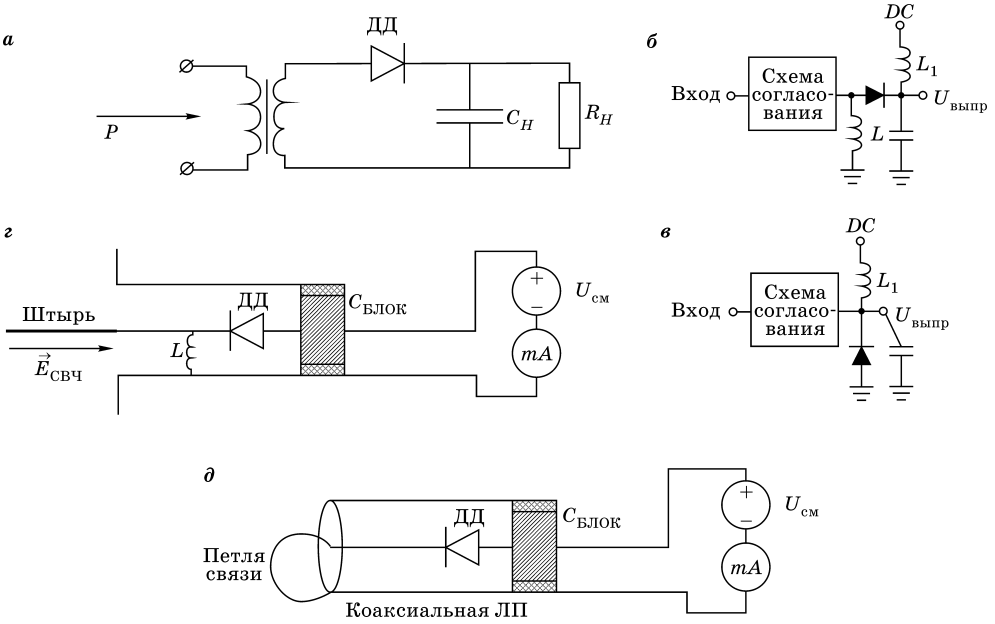


Рис. 12.1.5
Схемы включения детекторного диода в микроволновую линию:

а — схема детектирования; *б*, *в* — микроволновая реализация; *г*, *д* — коаксиальные конструкции детекторной головки.

рисунке 12.1.5*б* представлена на рисунках 12.1.5*г*, *д*. Сравнение рисунков показывает, что при использовании в качестве антенны емкостного штыря нужно использовать схему включения с индуктивностью L, а в случае использования петли связи включение этой индуктивности избыточно.

ТОКОВАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ

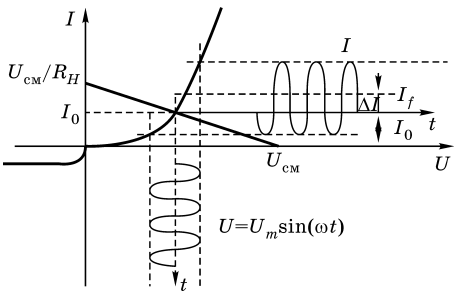


Рис. 12.1.6
К определению токовой чуствительности

На рисунке 12.1.6 графически представлен один из возможных режимов работы диода. Выходной постоянный ток I_0, обусловленный прямым смещением $U_{\text{см}} > 0$, изменяется на величину ΔI_0 при подаче микроволнового напряжения $U_m \sin(\omega t)$, за счет нелинейности ВАХ диода, как это показано на рисунке.

Эффективность преобразования микроволновой мощности в выпрямленный ток оценивается *токовой чувствительностью* β. Ее значение равно отношению приращения выпрямленного тока ΔI к величине подаваемой микроволновой мощности P_f:

$$\beta = \frac{\Delta I}{P_f} = \frac{I_f - I_0}{P_f},$$

где $I_0 = I(U_0)$ — ток, определяемый постоянным смещением; I_f — ток диода при воздействии на него высокочастотного сигнала и смещения.

Предположим, что напряжение на диоде имеет постоянную и переменную составляющие, причем последняя изменяется по гармоническому закону, а ее амплитуда много меньше постоянной составляющей:

$$U = U_0 + U_m \cos(\omega t), \quad U_m \ll U_0.$$

Ток через диод определяется его вольт-амперной характеристикой (12.1.4):

$$I = I_s(\mathrm{e}^{eU/(nkT)} - 1) = I_s(\mathrm{e}^{bU} - 1),$$

где $b = e/(nkT)$.

Разложив экспоненту в ряд Тэйлора вокруг U_0 и ограничившись тремя первыми членами разложения, получим

$$I \approx I_0 + I'U_m \cos\omega t + \frac{1}{2} I''U_m^2 \cos^2 \omega t = I_0 + I'U_m \cos\omega t + \frac{1}{4} I''U_m^2 + \frac{1}{4} I''U_m^2 \cos 2\omega t.$$

Сопротивление диода переменному току с частотой сигнала ω

$$R_f = \frac{U_m}{I_m} = \frac{U_m}{I'U_m} = \frac{1}{I'}.$$

Изменение постоянной составляющей тока под действием микроволновой мощности

$$\Delta I = \frac{1}{4} I'' U_m^2.$$

Как видно, для слабых сигналов любой детектор (с произвольной формой ВАХ) является квадратичным, т. е. изменение постоянной составляющей тока детектора пропорционально квадрату переменного напряжения.

Мощность высокочастотного сигнала, рассеиваемая на диоде:

$$P_f = \frac{1}{2} U_m^2 / R_f.$$

Отсюда токовая чувствительность

$$\beta = \frac{\Delta I}{P_f} = \frac{1}{2} \frac{I''}{I'}.$$

Для вольт-амперной характеристики вида (12.1.4)

$$\beta = \frac{1}{2} b = \frac{e}{2nkT} = \frac{20}{n} \text{ А/Вт.} \qquad (12.1.6)$$

Таким образом, наибольшая токовая чувствительность диода ограничена значением 20 А/Вт.

Учет паразитных элементов схемы диода в соответствии с эквивалентной схемой на рисунке 12.1.3 приводит к следующей формуле:

$$\beta = \frac{20}{n(1 + R_s / R_j)^2 (1 + (\omega / \omega_{гр})^2)},$$

которая предполагает идеальное согласование детектора с источником сигнала.

Существенное отличие сопротивления диода от волнового сопротивления линий передач, обусловливает применение специальных согласующих цепей на входе детекторных секций (рис. 12.1.5*б*, *в*). Чувствительность, измеренная

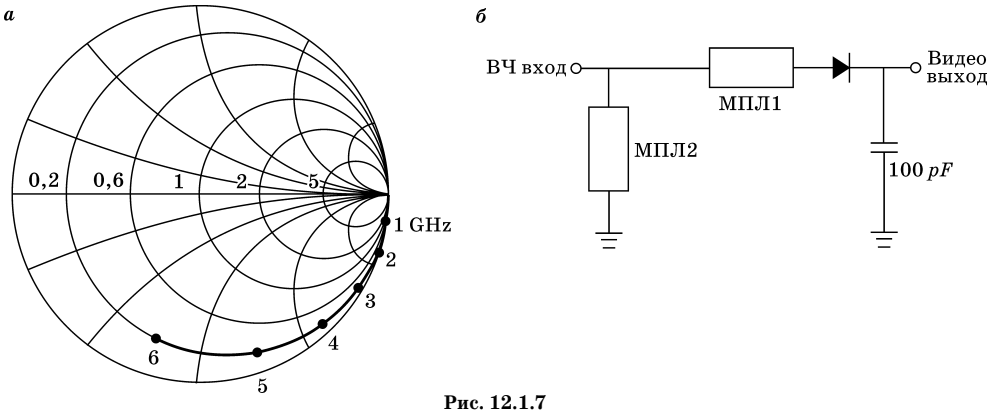


Рис. 12.1.7
Годограф входного коэффициента отражения диода и вариант схемы согласования

при рассогласовании, отличается от максимальной для данного диода, в соответствии с формулой

$$\beta_m = \beta_{\max}(1 - |\Gamma_d|^2),$$

где $|\Gamma_d|$ — модуль коэффициента отражения от диода.

На рисунке 12.1.7*а* в качестве примера на диаграмме Смита представлен годограф *полного сопротивления* диода в диапазоне частот 1–6 ГГц. Знание сопротивления диода позволяет рассчитать параметры согласующей цепи для получения максимальной чувствительности. В качестве примера на рисунке 12.1.7*б* представлена предлагаемая изготовителем схема согласования, выполненная на отрезках линий передачи. Такая схема позволяет обеспечить коэффициент стоячей волны 1,2–1,4 в рассматриваемом диапазоне частот. Параметры согласующих элементов: подложка — толщина 0,5 мм, диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_r = 4$; МПЛ1 — ширина полоска 0,45 мм, длина 4,1 мм; МПЛ2 — ширина полоска 0,2 мм, длина 4,1 мм.

ТАНГЕНЦИАЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ, ШУМОВОЕ ОТНОШЕНИЕ

Возможность выделять слабый сигнал ограничена собственными шумами используемого детекторного диода. Спектральная плотность шумов диода подчиняется обычному закону распределения, представленному в п. 2.5. В низкочастотной области до частот 10^5 Гц в приборе преобладает фликкер-шум. Таким образом, чем ближе частота модуляции к граничной частоте фликкер-шума, тем большую чувствительность от диода можно получить. Кроме того, наличие встроенного и приложенного внешнего электрического поля обусловливает отличие его шумовых характеристик от шумов эквивалентного сопротивления диода в рабочей точке. Обычно это отличие характеризуют параметром — *шумовое отношение*. Оно определяет во сколько раз средний квадрат шумового напряжения диода $\langle U_{nd}^2 \rangle$ больше среднего квадрата шумового напряжения $\langle U_{nR_d}^2 \rangle$ на сопротивлении $R_d = 1/(\partial I_d/\partial U_d)$, т. е.

$$n_{noise} = \langle U_{nd}^2 \rangle / \langle U_{nR_d}^2 \rangle.$$

Для наблюдения огибающей микроволнового сигнала на фоне собственных шумов необходимо сигнал с детектора подать на узкополосный усилитель с малым коэффициентом шума. На рисунке 12.1.8 показана такая схема: к детекторной секции присоединен малошумящий усилитель, сигнал которого подается на осциллограф. Это позволяет на экране получить визуальное изображение модулирующего сигнала (так называемый «видеосигнал»). При отсутствии сигнала на экране наблюдаются шумы диода (рис. 12.1.8, левая осциллограмма). Появление сигнала с несущей частотой, промодулированной прямоугольными импульсами вызывает появление на экране изображения, представленного на рисунке 12.1.8 (средний график).

При некоторой мощности сигнала P_{tg} можно добиться изображения, на котором верхний уровень шумовых пульсаций без микроволнового сигнала совпадет с нижним уровнем при наличии сигнала (рис. 12.1.8, правая осциллограмма). Мощность, при которой наблюдается такая картина, и есть тангенциальная

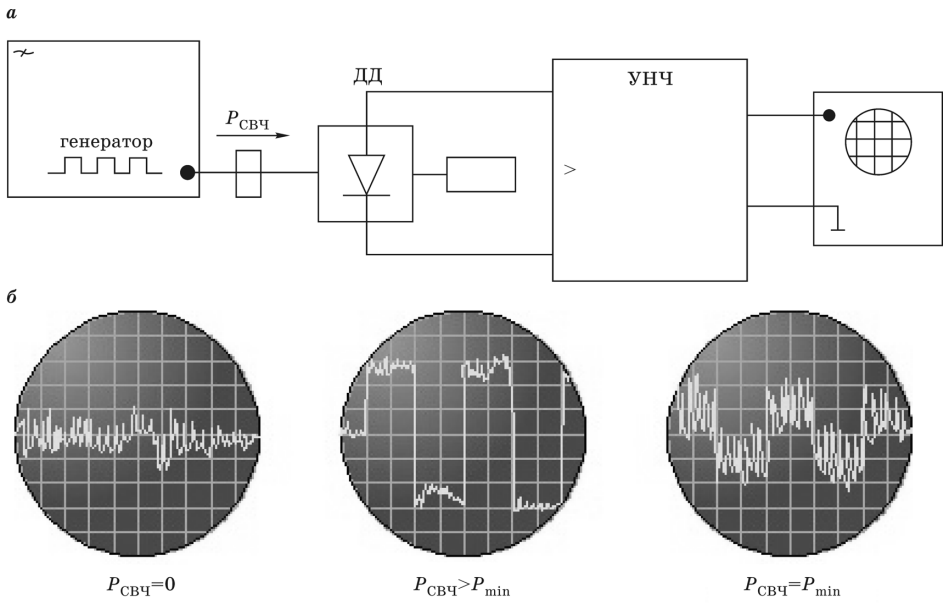


Рис. 12.1.8
К определению тангенциальной чувствительности:
а — схема измерений; *б* — осциллограммы при разных уровнях мощности.

чувствительность P_{tg}. Принято относить эту мощность к 1 мВт. При этом тангенциальная чувствительность выражается в дБм:

$$\mu = 10\lg\left(\frac{P_{tg}}{1\ \text{мВт}}\right)\ [\text{дБм}].$$

Следует заметить, что величина μ не является строго объективной характеристикой собственно диода, так как на нее оказывает влияние шумы усилителя и субъективизм оценки момента совпадения шумовых уровней на экране осциллографа. Однако на практике этот параметр нашел широкое применение, так как с достаточной точностью отражает основное функциональное назначение детектора — обнаружение сигналов малой мощности. Типовая величина тангенциальной чувствительности дециметровом диапазоне может составлять −60…−80 дБм. Разогрев детекторных диодов обусловливает ограничения на допустимую максимальную мощность, подаваемую на диод. Ее называют *мощностью выгорания*. Обычно на детекторных секциях или входах устройств, где используется диод, указывается величина предельной мощности. Типовые величины ее составляют 0,5…5 мВт.

12.1.4. СХЕМОТЕХНИЧЕСКОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ

В микроволновых устройствах детекторные диоды монтируют в так называемые детекторные головки, где встроены согласующие элементы и разъемы для включения в типовой микроволновый тракт: коаксиальный, микрополосковый, волноводный и т. п. В гибридных ИС диоды монтируются на печатную

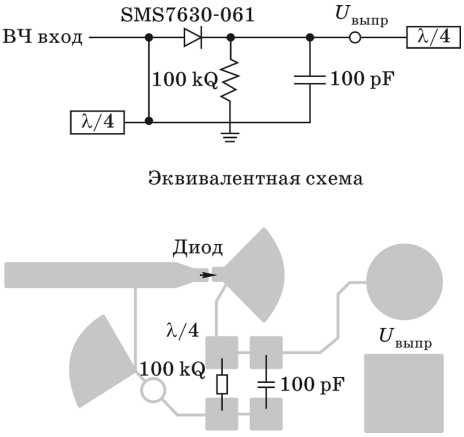


Рис. 12.1.9
Эквивалентная схема,
топология детекторной секции:

а — эквивалентная схема; *б* — топология устройства.

плату, на которой размещены также согласующие и соединительные элементы. На рисунке 12.1.9*а* показана эквивалентная схема такой ИС и топология (рис. 12.1.9*б*) устройства. Параметры схемы приведены для диода SMS7630. Схема обеспечивает коэффициент стоячей волны (КСВ) порядка 1,2 в диапазоне 1...18 ГГц. По сравнению со схемами, представленными на рисунках 12.1.6 и 12.1.7, в данной схеме имеются дополнительные элементы, обеспечивающие развязку цепей подачи смещения, микроволновой части и выходной НЧ цепи. Для этого применяются фильтры, выполненные на распределенных и сосредоточенных элементах. Четвертьволновый шлейф на входе используется для трансформации короткого замыкания в холостой ход. Это обеспечивает беспрепятственное прохождение ВЧ сигнала на диод. Такой же шлейф, присоединенный к другому контакту диода, обеспечивает холостой ход на выходном контакте диода и отсутствие прохождения ВЧ сигнала в цепь подачи смещения.

В настоящее время область применения детекторных диодов расширяется за счет их использования в системах беспроводной передачи энергии. Они служат для приема микроволновой энергии и преобразования ее в энергию постоянного тока, аналогично работе солнечных элементов. Большое количество диодов образуют приемную антенну, называемую ректенной (от *англ.* rectifying antenna — выпрямляющая антенна). В таком применении требования малых шумов уходят на второй план, а КПД преобразования и устойчивость к повышенному уровню мощности на первый.

12.2. СМЕСИТЕЛЬНЫЕ ДИОДЫ

12.2.1. ФУНКЦИОНАЛЬНОЕ НАЗНАЧЕНИЕ И ПРИНЦИП ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СМЕСИТЕЛЬНОГО ДИОДА (СД)

Нелинейность вольт-амперной характеристики детекторного диода можно использовать не только для получения сигналов постоянного тока или НЧ огибающей, но и для переноса сигнала на другую несущую частоту. Для этого на диод, кроме полезного сигнала с частотой ω_s, необходимо подать сигнал постоянной амплитуды с дополнительного генератора, работающего на частоте $\omega_г$. Дополнительный генератор с частотой $\omega_г$ называют гетеродином (от *греч.* «гетеро» — другой, «дин» — сила). В англоязычной литературе часто используется эквивалентный термин local oscillator (LO).

Диоды, осуществляющие перенос сигнала с одной частоты на другую, называются *смесительными*.

Рассмотрим «смешивание» сигналов разных частот на нелинейном элементе и определим специфические требования к диодам, используемым в таком режиме. Для анализа воспользуемся разложением в степенной ряд вольт-амперной характеристики диода, ограничившись тремя первыми членами разложения:

$$\begin{gathered} i_{\text{д}} = a_0 + a_1 U_{\text{д}} + a_2 U_{\text{д}}^2 + \ldots = \\ = a_0 + a_1 (U_s \sin(\omega_s t) + U_{\text{г}} \sin(\omega_{\text{г}} t)) + a_2 (U_s \sin(\omega_s t) + U_{\text{г}} \sin(\omega_{\text{г}} t))^2 + \ldots, \end{gathered} \tag{12.2.1}$$

где $U_s \sin(\omega_s t)$ — «полезный» сигнал; $U_{\text{г}} \sin(\omega_{\text{г}} t)$ — гармонический сигнал гетеродина; a_0, a_1, …, a_n — коэффициенты разложения, зависящие от формы ВАХ.

Ограничимся малосигнальном анализом, опуская все члены ряда, кроме первых трех. Как видно из (12.2.1), первые два члена не изменяют спектр сигналов. Возникновение новых *комбинационных частот* происходит благодаря квадратичному члену (и членам более высокого порядка):

$$\begin{gathered} a_2 (U_s \sin(\omega_s t) + U_{\text{г}} \sin(\omega_{\text{г}} t))^2 = \\ = a_2 U_s^2 \sin^2(\omega_s t) + 2 a_2 U_s U_{\text{г}} \sin(\omega_s t) \sin(\omega_{\text{г}} t) + a_2 U_{\text{г}}^2 \sin^2(\omega_{\text{г}} t) = \\ = \frac{1}{2} a_2 U_s^2 + \frac{1}{2} a_2 U_{\text{г}}^2 - \frac{1}{2} a_2 U_s^2 \cos(2\omega_s t) - \frac{1}{2} a_2 U_{\text{г}}^2 \cos(2\omega_{\text{г}} t) + \\ + a_2 U_s U_{\text{г}} \cos(\omega_s - \omega_{\text{г}}) t + a_2 U_s U_{\text{г}} \cos(\omega_s + \omega_{\text{г}}) t. \end{gathered} \tag{12.2.2}$$

Из этого выражения видно, что квадратичный член обусловливает не только гармонические компоненты с частотами $2\omega_s$ и $2\omega_{\text{г}}$, но и компоненты с частотами $\omega_{\text{г}} \pm \omega_s$. Амплитуда этих комбинационных составляющих $a_2 U_s U_{\text{г}}$ зависит от коэффициента разложения a_2 и пропорциональна произведению амплитуды «полезного» сигнала на амплитуду сигнала гетеродина. Таким образом, «полезный» сигнал переносится на одну из комбинационных частот. При этом говорят об *интермодуляции*, т. е. переносе модуляции с одной частоты на другую. В рассматриваемом приближении учитывался только квадратичный член разложения ВАХ. При этом говорят об *интермодуляции второго порядка*. Нетрудно показать, что при учете в степенном разложении ВАХ членов старших степеней в спектре выходного тока будут присутствовать комбинации частот $n\omega_{\text{г}} \pm m\omega_s$, где n и m — целые числа 0, ±1, ±2, … Суммой чисел n и m характеризуют порядок интермодуляции. На рисунке 12.2.1 представлен спектр частот интермодуляции второго порядка. В нем, кроме исходных частот, присутствуют сигналы разностной и суммарной частот $\omega_{\pm} = \omega_{\text{г}} \pm \omega_s$, а также вторые гармоники сигнала и гетеродина $2\omega_s$ и $2\omega_{\text{г}}$ Появление второй гармоники сигнала интерпретируется как возрастание нелинейных искажений сигнала. Для уменьшения этого нежелательного эффекта амплитуда сигнала должна быть малой в сравнении с напряжением смещения.

Обычно частота гетеродина выбирается больше частоты сигнала, а для дальнейшего использования выбирается разностная частота $\omega_{im} = \omega_{\text{г}} - \omega_s$, которую

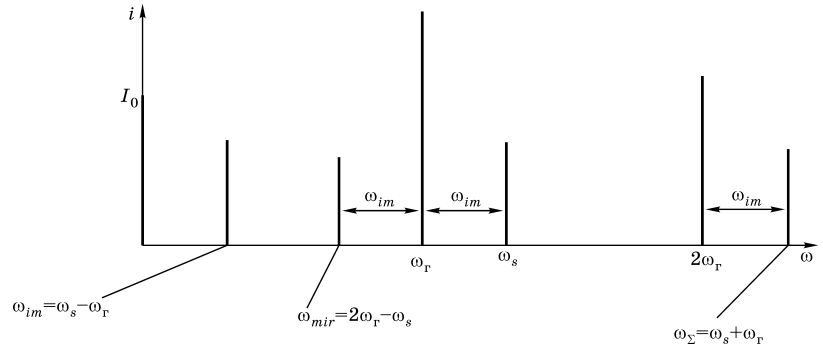


Рис. 12.2.1
Простейший спектр смесителя

называют промежуточной частотой. Поскольку амплитуда сигнала промежуточной частоты прямо пропорциональна амплитуде сигнала гетеродина, для увеличения эффективности преобразования необходимо увеличивать мощность гетеродина.

Анализ выражения (12.2.2) показывает, что комбинационные частоты возникают за счет компоненты, содержащей перемножение сигналов: $2a_2U_sU_г\sin(\omega_st)\times\sin(\omega_гt)$. Этим обстоятельством объясняется использование знака умножения для обозначения смесителей на блок-схемах ⊗.

Важную роль в работе смесителя играет так называемая зеркальная частота $\omega_{mir} = \omega_г - \omega_{im}$ (рис. 12.2.1). Если на входе устройства присутствует сигнал помехи на зеркальной частоте, то его комбинация с сигналом гетеродина также образует сигнал промежуточной частоты. Вторая гармоника гетеродина также может служить источником возникновения зеркальной частоты, так как

$$2\omega_г - \omega_{im} = 2\omega_г - \omega_г + \omega_s = \omega_г + \omega_s = \omega_{mir}.$$

Еще более сложная картина возникает при наличии во входном сигнале некоторой помехи с большой амплитудой. На рисунке 12.2.2 эта помеха представлена дополнительным сигналом $U_n\sin(\omega_nt)$. Ее можно представить как сигнал от дополнительного гетеродина. В этом режиме возникают дополнительные комбинационные частоты, усложняющие спектральный состав. Увеличение мощности сигналов также существенно изменяют спектральный состав на выходе. Это объясняется более быстрым ростом амплитуды членов более высокого порядка, чем квадратичного члена. Появляются интермодуляционные составляющие более высокого порядка, чем второй. Для разряжения спектра используются фильтры и балансные схемы компенсации влияния гармоник гетеродина и его шумов.

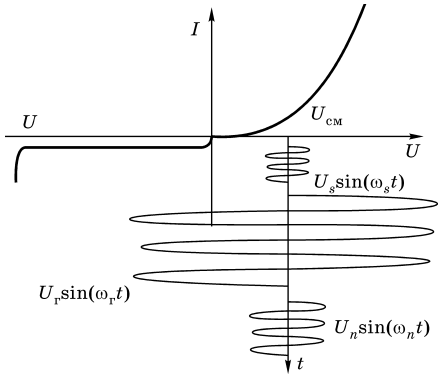


Рис. 12.2.2
К анализу работы смесителя

Основным отличием режима работы смесительного диода от детекторного являются большие прямые и обратные напряжения, обусловленные большой амплитудой сигнала гетеродина. Таким образом, для надежной работы диодов в схемах смесителей необходимо увеличивать пробивное напряжение диода и повысить его устойчивость к нагреву большим током. При этом требования малой инерционности должны быть сохранены. Выполнение этих требований возможно при использовании полупроводниковых структур с меньшим уровнем легирования, чем в ДД. Обычно в качестве материала структуры используют арсенид галлия, который имеет более высокую пробивную прочность (250 кВ/см), чем кремний (100 кВ/см) и более высокую низкополевую подвижность.

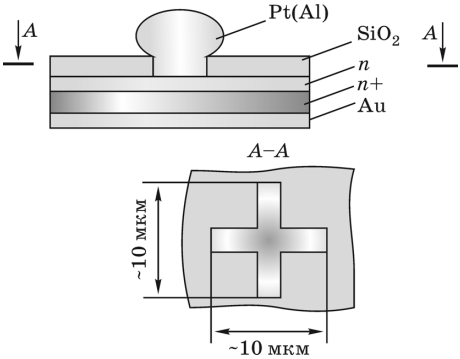


Рис. 12.2.3
Форма смесительного диода

На рисунке 12.2.3 представлена форма смесительного диода. Крестообразная структура металлического электрода, образующего барьер Шоттки, обеспечивает снижение емкости перехода в сравнении с кругом и улучшение механических свойств соединения с полупроводниковой структурой. Концентрация примеси в низколегированной n-области не превышает 10^{17} см$^{-3}$. Концентрация примеси в n^+-области обычно составляет порядка $10^{19}...10^{20}$ см$^{-3}$.

12.2.2. СХЕМОТЕХНИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ СМЕСИТЕЛЬНОГО ДИОДА

На рисунке 12.2.4 изображена схема простейшего преобразователя частоты. В ней на смесительный диод СД подаются сигналы от антенны А и от гетеродина. На диод подается также постоянное смещение от источника U. Полосно-пропускающий фильтр ППФ (преселектор) позволяет настроиться на сигнал с нужной частотой. Сигнал гетеродина поступает на СД через направленный ответвитель НО. Смещение на диод подается через фильтр нижних частот, образованный компонентами $C_ф$, $L_{ф2}$. Сигнал промежуточной частоты поступает на усилитель промежуточной частоты (УПЧ) через индуктивность $L_{ф1}$, препятствующую прохождению на вход усилителя высокочастотных составляющих спектра. Для согласования диода с микроволновым трактом используется плунжер Пл.

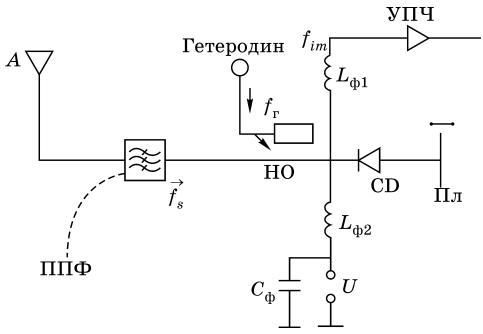


Рис. 12.2.4
Простейшая схема смесителя микроволнового диапазона

Для компенсации амплитудных шумов гетеродина используются различные *балансные схемы*. Широкое

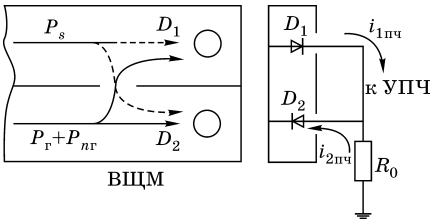


Рис. 12.2.5
Схема балансного смесителя

распространение получила схема двухдиодного балансного смесителя (БС), в котором используется 3 дБ направленный ответвитель. Такие ответвители получили название мосты. На рисунке 12.2.5 показана упрощенная конструкция волноводного балансного смесителя. Она состоит из двух смесительных секций с диодами D_1 и D_2, к которым через волноводный щелевой мост (ВЩМ) подаются: сигнал на частоте ω_s с мощностью P_s и сигнал гетеродина на частоте $\omega_г$ с мощностью $P_г$. Если положить начальные фазы этих колебаний на входе щелевого моста (ЩМ) равными нулю, то благодаря сдвигу фаз сигналов в выходных плечах моста на $\pi/2$ в ответвленном сигнале, получим:

- на диоде D_1 напряжение складывается из компонент

$$u_{1s} = U_s\cos(\omega_s t) \text{ и } u_{1г} = U_г\cos(\omega_г t - \pi/2);$$

- на диоде D_2:

$$u_{2s} = U_s\cos(\omega_s t - \pi/2) \text{ и } u_{2г} = U_г\cos(\omega_г t).$$

Диоды включены встречно-параллельно, поэтому через нагрузку R_0 течет разность токов промежуточной частоты $\omega_{пч} = \omega_s - \omega_г$. При полной симметрии схемы результирующий ток

$$i_{пч} = i_{1пч} - i_{2пч} = I_{пч}[(\cos((\omega_s t - \pi/2) - \omega_г t) - \cos(\omega_s t - (\omega_г t - \pi/2))] = \\ = 2I_{пч}\sin(\omega_s - \omega_г)t,$$

т. е. токи полезных сигналов складываются в нагрузке синфазно. Представим амплитудные шумы гетеродина, действующие в полосе сигнала ω_s и в полосе зеркального канала ω_{mir} как боковые полосы АМ колебаний с несущей $\omega_г$, т. е. $u_{nrs} = U_n\cos((\omega_г + \omega_{im})t - \varphi_n)$, где φ_n — изменение фазы шумового сигнала. Прием шумов гетеродина в полосе сигнала на встречно включенных диодах дает шумовой ток: $i_{ns} = i_{1ns} - i_{2ns}$. Следуя предыдущему анализу, получим взаимную компенсацию шумов гетеродина в нагрузке. Аналогичными выкладками можно показать, что шумы гетеродина также вычитаются в нагрузке.

В реальных БС вследствие неизбежного различия в параметрах диодов шумы гетеродина подавляются на 15…30 дБ. На практике проводят подбор пар диодов для БС.

12.3. *p–i–n*-ДИОДЫ

12.3.1. ОСОБЕННОСТИ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ, СТРУКТУРА И ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА *p–i–n*-ДИОДА

Детекторные и смесительные диоды изменяют свое сопротивление в больших пределах за счет внешнего напряжения. Таким образом, их можно использовать как быстродействующие ключи (переключатели) в микроволновых устройствах. Малые уровни мощности, которые могут коммути-

ровать такие диоды, существенно ограничивают сферу их использования. Для коммутации мощных сигналов разработаны специальные структуры, называемые p–i–n-диодами. Другое их название — *управляющие диоды*.

Из названия следует, что эти диоды представляют собой структуру, которая содержит слой p- и слой n-полупроводника со встроенной между ними нелегированной i-областью. Естественно, инерционность такого прибора резко возрастает из-за влияния множества факторов, в частности времени пролета носителей, диффузионной емкости, времени рекомбинации носителей в i-области. Такой прибор можно использовать как выпрямитель на низких частотах, но нельзя использовать как детектор слабых сигналов микроволнового диапазона. Вольт-амперная характеристика такого диода в сравнении с типичным p–n-диодом или ДБШ имеет положительную ветвь, сдвинутую в сторону более высоких напряжений. Наличие i-области уменьшает напряженность электрического поля в базе и способствует увеличению пробивного напряжения при обратном смещении.

Для эффективной коммутации микроволновых сигналов диод должен иметь минимальное полное сопротивление при положительном управляющем напряжении и максимальное при отрицательном. Второе условие эквивалентно снижению емкости прибора, которое может быть обеспечено не только за счет уменьшения площади электродов (как в ДД и СД), но и за счет увеличения расстояния между ними. Наличие в структуре протяженной (от 10 до 400 мкм) i-области как раз и снижает барьерную емкость прибора.

Рассмотрим типичный p–i–n-диод, структура которого показана на рисунке 12.3.1. Структура представляет собой полупроводник (чаще всего Si), имеющий две сильно легированные области p^+- и n^+-типа (10^{18} см$^{-3}$), между которыми расположена i-область (база). Удельное сопротивление этой области составляет 10^3...10^4 Ом·см. На внешней стороне p^+- и n^+-областей находятся омические контакты. Площадь активной части диода находится в диапазоне 10^{-1}...1 мм^2.

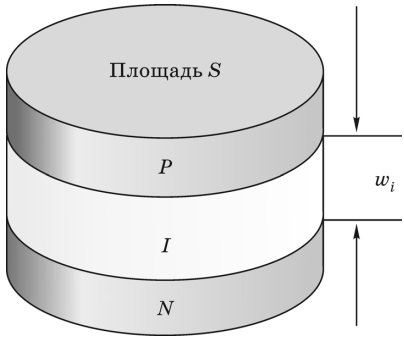


Рис. 12.3.1
Структура p–i–n-диода

Проанализируем работу прибора при воздействии на него малого микроволнового сигнала и прямоугольного импульса управляющего напряжения. Предположим, что диод включен в микроволновую линию передачи параллельно. На рисунке 12.3.2*а* показано изменение управляющего напряжения U, форма тока через диод I и микроволновое напряжение U_{micro} на диоде как функции времени. В начальный момент диод смещен в обратном направлении напряжением $U_{\text{обр}}$, ток через диод мал, он равен току насыщения I_s. Переменное напряжение на диоде U_m определяется уровнем падающей мощности и шунтирующим действием емкости диода. В этом режиме оно максимально, а сопротивление диода велико. При изменении полярности управляющего напряжения в высокоомную i-область инжектируются подвижные носители зарядов из p^+- и n^+-областей, образуя электронно-дырочную плазму. Время

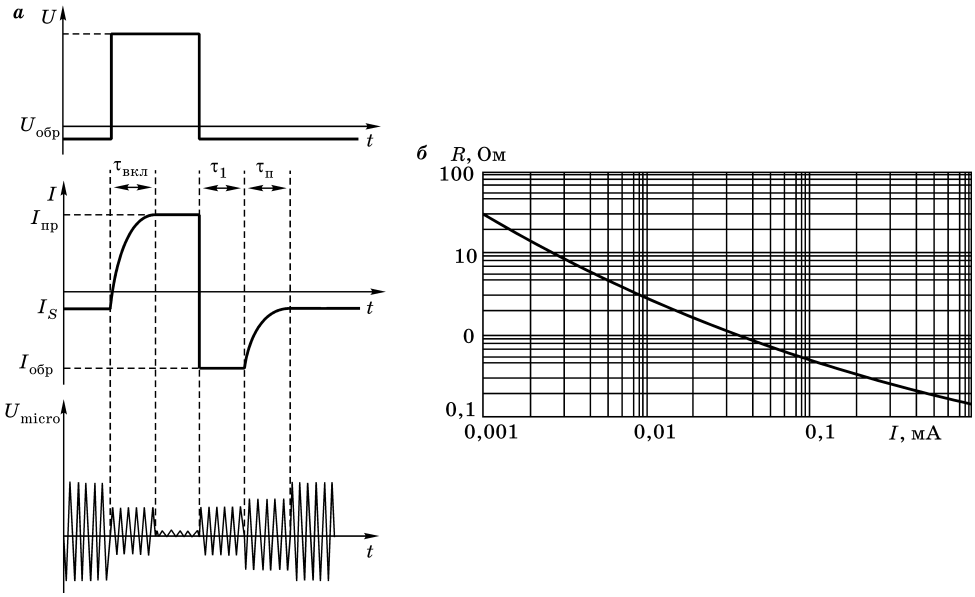


Рис. 12.3.2
Анализ процесса переключения в диоде:
а — переходные процессы в диоде; *б* — типовое изменение сопротивления.

заполнения i-области подвижными носителями $\tau_d \approx w_i/2v_s$. По мере заполнения i-области ток через диод увеличивается, а сопротивление падает. Характерный временной интервал этого процесса определяется величиной τ_d и постоянной заряда шунтирующих емкостей (рис. 12.3.2*а*). Этот интервал времени называют *временем включения* $\tau_{вкл}$. Ток достигает максимального значения $I_{пр}$, а сопротивление становится минимальным. Микроволновое напряжение на диоде U_m падает практически до нуля (электромагнитная волна отражается от диода). При изменении полярности управляющего напряжения, число подвижных носителей заряда мгновенно не меняется. Поэтому в момент переключения полярности обратный ток $I_{обр}$ по амплитуде равен прямому $I_{пр}$. Далее начинается процесс вытягивания носителей заряда из базы (τ_1) и их рекомбинация ($\tau_{n,\,p}$). Ток через диод при этом медленно уменьшается. После того как в базе не останется свободных носителей заряда, сопротивление диода резко возрастет, а ток через него уменьшится до значения $-I_s$. Время $\tau_{вос} \approx \tau_{вкл} + \tau_{n,\,p}$ от момента переключения до момента достижения обратным током установившегося значения I_s называют *временем восстановления*. Микроволновое напряжение U_{micro} при этом вновь достигает максимального значения. Диод перестает шунтировать линию передачи и по ней снова проходит сигнал с минимальным ослаблением. Таким образом, переключение микроволнового сигнала происходит с запаздыванием по отношению к моменту переключения напряжения смещения.

Оценим количественно сопротивление диода при прямом смещении, полагая, что основной вклад обеспечивается сопротивлением i-области. На рисунке 12.3.3 показано распределение концентрации подвижных носителей заряда

при положительной полярности управляющего напряжения при высоком уровне инжекции из p^+- и n^+-областей. Время жизни электронов и дырок полагаем много больше времени пролета i-области. Средняя часть структуры, заполненная электронами и дырками, имеет малое сопротивление, и на ней не возникает большого падения напряжения. Это соответствует условию равенства концентраций инжектированных носителей, т. е. $n_i = p_i$, как это показано на рисунке 12.3.3. Концентрация неосновных зарядов в p^+- и n^+-областях p_n и n_p невелика, ввиду малого времени рекомбинации зарядов в объеме сильно легированных областей. При этих допущениях общий заряд подвижных носителей в i-области равен току, умноженному на время рекомбинации этих носителей τ в этой области, т. е. $Q = I \cdot \tau_{n,p}$. Тогда сопротивление i-области рассчитывается по формуле для сопротивления образца при заданной удельной проводимости $\sigma = 1/q(n_i\mu_n + p_i\mu_p)$, длине базы w_i и его площади S:

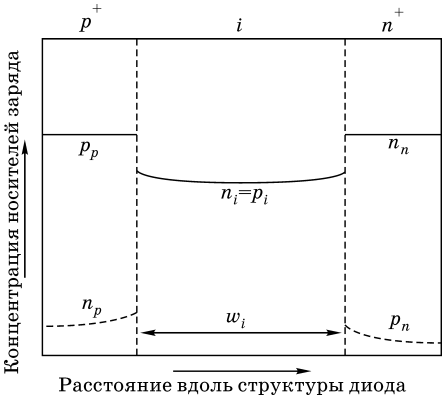


Рис. 12.3.3
Распределение концентрации подвижных носителей при прямом смещении

$$R_{i+} = \frac{w_i}{e(n_i\mu_n + p_i\mu_p)S} \approx \frac{w_i}{(Q/V_i)(\mu_n + \mu_p)S} = \frac{w_i^2}{(\mu_n + \mu_p)Q} = \frac{w_i^2}{(\mu_n + \mu_p)I\tau_{n,p}}, \quad (12.3.1)$$

где V_i — объем i-области; S — площадь контактов; n_i, p_i — концентрация инжектированных электронов и дырок; $\mu_{n,p}$ — их подвижность.

Из (12.3.1) следует, что сопротивление i-области не зависит от площади контакта. На практике рекомбинация на боковой поверхности i-области уменьшает эффективное время жизни носителей $\tau_{n,p}$, усложняя полученную простую зависимость, однако общая тенденция сохраняется. В качестве примера на рисунке 12.3.2*б* показана характерная экспериментальная зависимость сопротивления от протекающего тока для одного из p–i–n-диодов.

Полученная формула не полностью описывает импеданс диода при воздействии микроволнового сигнала. Эквивалентная схема p–i–n-диода включает в себя также барьерную емкость $C_i \approx \varepsilon S/w_i$, паразитное последовательное сопротивление контактов R_s, емкость корпуса C_p, а также индуктивность контактов L_s (рис. 12.3.4), где представлены эквивалентные схемы диода, включенного в прямом и обратном направлении.

Резкое изменение сопротивления в зависимости от управляющего напряжения обусловило применение p–i–n-диодов в схемах переключателей, модуляторов, управляемых аттенюаторов, фазовращателей. В этих схемах используется как последовательное, так и параллельное включение диода в микроволновый тракт. Некоторые схемы включения показаны на рисунке 12.3.5. В этих схемах: C_b — блокировочная емкость, L_1, L_2 — индуктивности, играющие

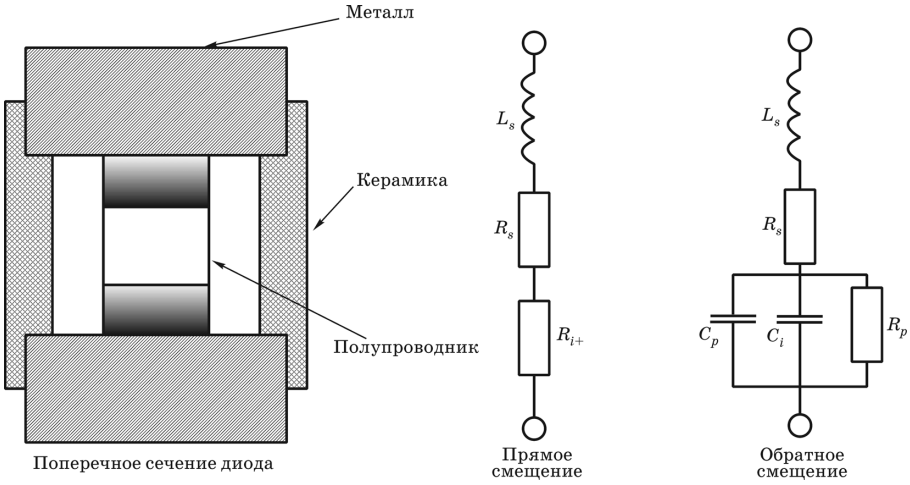


Рис. 12.3.4
Конструкция и эквивалентные схемы p–i–n-диода

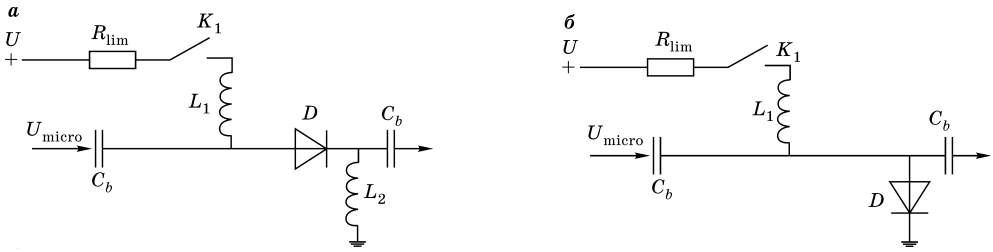


Рис. 12.3.5
Схемы включения диодов в микроволновый тракт

роль фильтра нижних частот, R_{lim} — ограничительное сопротивление, K_1 — ключ в цепи управления. При подаче управляющего напряжения U положительной полярности в схеме последовательного включения, диод D эквивалентен малому сопротивлению (короткое замыкание), соединяющему два конца одного из проводов линии передачи. Это обеспечивает передачу сигнала U_m без значительных потерь на отражение. При обратном смещении диод представляет собой малую емкость C_i, что эквивалентно большому сопротивлению (холостому ходу) и приводит к отражению сигнала от диода.

Для схемы параллельного включения диода картина обратная: при положительном смещении диод закорачивает линию передачи, обусловливая практически полное отражение сигнала. При отрицательном смещении диод эквивалентен большому сопротивлению, которое практически не влияет на распространение сигнала в линии передачи.

Количественная оценка качества коммутации определяется двумя основными параметрами: *потерями пропускания и изоляцией*. Потерями пропускания L называют отношение мощности, прошедшей через переключатель $P_{\text{вых}}$,

к падающей мощности $P_{пад}$, в режиме пропускания, выраженное в децибелах. Таким образом, $L = -10\lg P_{вых}/P_{пад}$.

Изоляция A характеризуется логарифмом отношения мощности, прошедшей через переключатель, к падающей мощности в режиме отражения сигнала, т. е. $A = -10\lg P_{вых}/P_{пад}$. В современных схемах переключателей удается получить потери пропускания менее 0,5 дБ и изоляцию более 30 дБ на частоте 2400 МГц.

С увеличением амплитуды микроволнового сигнала инжекция подвижных носителей в i-область при положительной фазе микроволнового напряжения увеличивается. При отрицательной фазе напряжения заряды полностью не успевают рекомбинировать, они остаются в i-области. При следующих положительных полупериодах микроволнового напряжения количество подвижных носителей в i-области увеличивается, что приведет к ее полному заполнению. Естественно, сопротивление i-области при этом снижается. Чем больше падающая мощность, тем больше микроволновое напряжение на диоде и выше уровень инжекции, а соответственно больше заряд подвижных носителей в i-области, что приводит к уменьшению сопротивления диода.

Это свойство p–i–n-диодов используется при создании ограничителей и управляемых аттенюаторов. На рисунке 12.3.6 показаны схема включения диода в волновод и типовая амплитудная характеристика ограничителя. Важно заметить, что уменьшение мощности сигнала на выходе устройства происходит за счет отражения от диода и только малая часть рассеивается внутри него. Это позволяет коммутировать сигналы с мощностью свыше 1 кВт в непрерывном режиме в дециметровом диапазоне. Однако нелинейность диода приводит к нежелательным интермодуляционным искажениям в коммутируемом сигнале при увеличении его мощности.

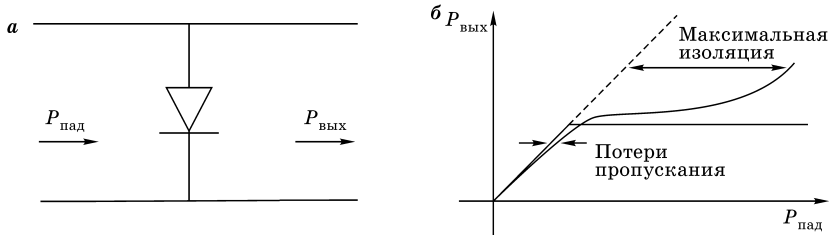


Рис. 12.3.6
Схема работы ограничителя:
а — диод в волноводе; *б* — амплитудная характеристика.

12.3.2. ОСОБЕННОСТИ СХЕМОТЕХНИЧЕСКОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ p–i–n-ДИОДОВ

ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛИ

Рассмотрим простейшие схемы переключателей, фазовращателей и ограничителей. Переключатели — важнейшие элементы приемо-передающих трактов любой радиоэлектронной системы. От них требуются малые потери мощности в режиме пропускания, высокая изоляция при запирающем режиме, низкие нелинейные искажения.

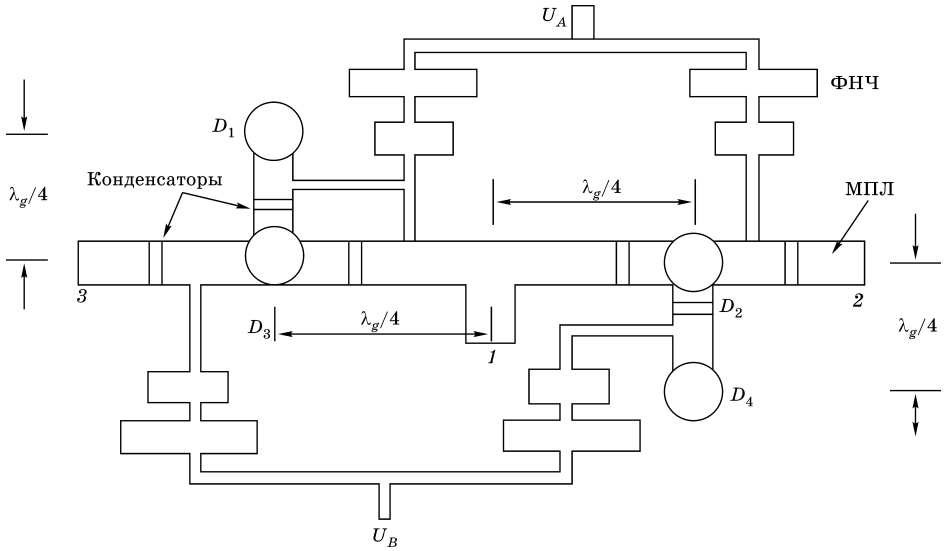


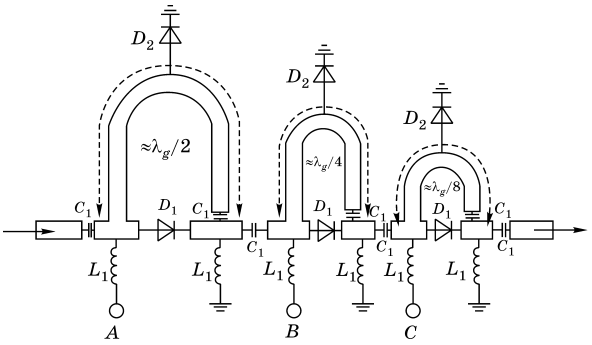
Рис. 12.3.7
Схема переключателя на 2 канала

В качестве примера на рисунке 12.3.7 представлена топология микрополоскового переключателя на два канала (SPDT — Single Pole Double Throw) с использованием четырех диодов D_1–D_4. В этой схеме микроволновый сигнал, идущий из плеча *1*, попадает в плечо *2* или *3*, в зависимости от полярности поданного на диоды управляющего напряжения от источников U_A и U_B. При подаче на D_1 и D_2 положительного напряжения, а на D_3 и D_4 отрицательного, сигнал пойдет в плечо *3*. При обратной полярности в плечо *2*. Длина микрополосковых линий, определяющая место подключения диодов относительно входного Т-разветвления, выбирается из условия одинаковых фаз сигналов, поступающих на диоды, и обеспечения малых потерь. Блокировочные конденсаторы исключают замыкание цепей управления через проводники микрополоскового тракта.

Следует заметить, что в настоящее время с развитием микроэлектромеханики (MEMS — Micro Electro Mechanic Systems) у переключателей на *p*–*i*–*n*-диодах появилась достойная конкуренция в виде MEMS-переключателей. Такие приборы работают как обычные механические ключи в низкочастотном диапазоне. Их параметры в низкочастотной части микроволнового диапазона превосходят параметры *p*–*i*–*n*-диодов, особенно в части динамического диапазона использования, вносимых искажений и потерь.

ФАЗОВРАЩАТЕЛИ

С развитием техники фазированных антенных решеток (ФАР) и совершенствованием измерительной техники возникла необходимость в создании малоинерционных фазовращателей. Для этой цели используются, в частности переключающие диоды, обеспечивающие дискретное изменение фазы проходящего сигнала. Обычно такое изменение достигается за счет изменения пути, проходимого волной.



A	B	C	Δφ
0	0	0	157,5°
0	0	1	135°
0	1	0	112,5°
0	1	1	90°
1	0	0	67,5°
1	0	1	45°
1	1	0	22,5°
1	1	1	0

Рис. 12.3.8
Схема дискретного фазовращателя и таблица управляющих сигналов с результирующим фазовым набегом

Пример фазовращателя на p–i–n-диодах показан на рисунке 12.3.8. Устройство состоит из отрезков линий передачи и шлейфов различной электрической длины. Шесть диодов исполняют роль коммутирующих ключей, определяющих путь, по которому идет волна. Состояние этих ключей определяется управляющими сигналами, подаваемыми от источников A, B, C. Таблица управляющих напряжений, обеспечивающих изменение фазы с определенным шагом («дискретом»), приведена на рисунке 12.3.8. При уровне 1 диод открыт, при уровне 0 — закрыт. Индуктивности L_1 исключают прохождение микроволнового сигнала в управляющую цепь. Блокировочные конденсаторы C_1 обеспечивают развязку между элементами по постоянному току, не внося потерь в передаваемый микроволновый сигнал. Если на всех управляющих входах A, B, C будет единичный уровень, сигнал пойдет по наикратчайшему пути. Возникший фазовый набег волны принимается за нулевой, так как для работы устройства важна разность фаз, а не ее абсолютное значение. В случае нулевого уровня на всех управляющих входах сигнал проходит наибольший путь по всем шлейфам, обеспечивая максимальный набег фазы в сравнении с наименьшим путем. При различных сигналах на диодах разность хода и фазовый набег будут находиться между этими предельными значениями. Количество и размеры дугообразных элементов подбираются так, чтобы обеспечить набег фазы, кратный набегу фаз в меньшем по размерам элементе. Этот набег фазы называется *дискретом*. В данной схеме он составляет 22,5°.

ОГРАНИЧИТЕЛИ И АТТЕНЮАТОРЫ

В работе этих устройств используется нелинейность диода при больших значениях поданной микроволновой мощности. Простейшая схема ограничителя с автосмещением представлена на рисунке 12.3.9. В ней наряду с p–i–n-диодом используется и диод с барьером Шоттки (ДБШ), который, детектируя часть мощности проходящего сигнала, обеспечивает положительное смещение на ограничительный диод. Такая схема включения позволяет уменьшить пороговую мощность срабатывания такого прибора и его инерционность. В ней ДБШ исполняет роль прибора, быстро реагирующего на поданный микроволновый сигнал прибора, обеспечивая положительное смещение на ограничительный диод.

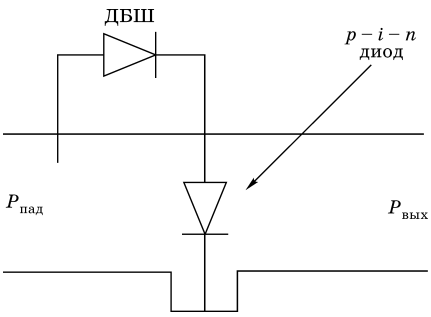


Рис. 12.3.9
Схема ограничителя с автосмещением

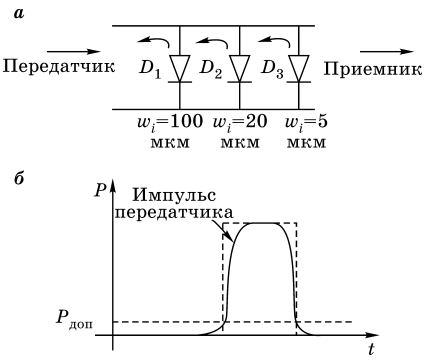


Рис. 12.3.10
Ограничитель для высокого уровня мощности:

а — схема включения; *б* — временная диаграмма.

Для работы на большом уровне мощности применяют диоды с разной шириной *i*-области. Они включены друг за другом, как это показано на рисунке 12.3.10*а*. У такого ограничителя в начальный момент срабатывает диод с малой толщиной *i*-области 5 мкм, имеющий малую инерционность. Далее средний с толщиной 20 мкм и, наконец, на возросшем уровне мощности срабатывает «медленный» мощный диод с толщиной 100 мкм. В целом длительность фронта входного сигнала (рис. 12.3.10*б*) должна быть не меньше, чем время срабатывания самого мощного диода в цепи.

12.4. ВАРАКТОРНЫЙ ДИОД

12.4.1. НАЗНАЧЕНИЕ, КОНСТРУКЦИИ И ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ВАРАКТОРНОГО ДИОДА

Варактором называют диод, специально разработанный для использования зависимости его реактивного сопротивления от приложенного напряжения. В качестве структур, реализующих такую нелинейность, могут использоваться диоды с барьером Шоттки (см. п. 11.3) или *p*–*n*-переходы (см. п. 11.4), в которых емкость зависит от приложенного напряжения. На варакторных диодах создаются устройства электрической перестройки частоты, умножители частоты, параметрические усилители. В приемо-передатчиках эти диоды используются, прежде всего, в перестраиваемых по частоте гетеродинах (*англ.* VCO — Voltage-Controlled Oscillator) и перестраиваемых фильтрах.

12.4.2. ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ И ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ВАРАКТОРНОГО ДИОДА

Одна из распространенных структур варакторного диода показана на рисунке 12.4.1. Это меза-структура (от *англ.* metha — гора с плоской вершиной), состоящая из n^+-подложки *5*, с выращенной на ней эпитаксиальной пленкой *n*-типа *4*. С помощью диффузии в этой пленке образован *p*-слой *2*. Между *n*- и

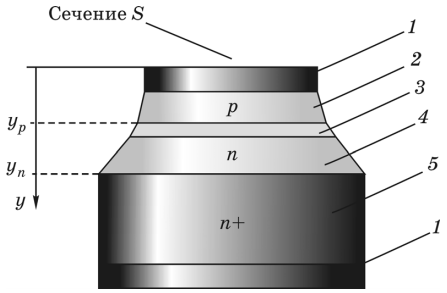


Рис. 12.4.1
Структура варакторного диода

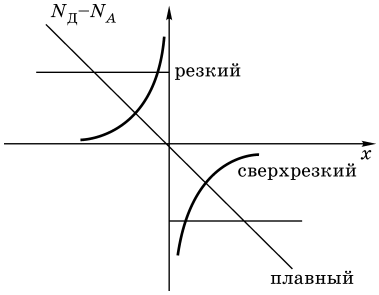


Рис. 12.4.2
Разновидности профилей легирования *p-n*-переходов

p-областями возникает обедненный слой *3*. На *p*-слой и подложку нанесены омические контакты *1*. В варакторах может использоваться также и барьер Шоттки.

Закон изменения емкости этих структур в зависимости от обратного смещения зависит от профиля легирования (см. главу 11). В общем случае распределение легирующих примесей вблизи металлургической границы описывается зависимостью вида $N_D(x) - N_A(x) \sim Bx^m$, где m — коэффициент, определяющий профиль легирования. Координата x направлена из донорной области в акцепторную с началом в месте расположения металлургического перехода.

Для $m = 0$ уровень легирования по разные стороны металлургической границы не зависит от координаты. Такой переход называют резким. При $m \approx 1$ уровень легирования меняется по линейному закону. В этом случае переход называют плавным. При $m < 0$ степень легирования увеличивается при приближении к металлургическому переходу. Такой переход называют сверхрезким. Профили легирования для этих трех случаев показаны на рисунке 12.4.2.

Различие профилей легирования обуславливают различие зависимостей $C = f(U)$. Решая уравнение Пуассона для обедненного слоя в общем случае, можно получить

$$C = C_0 \left(1 - \frac{U_{см}}{\varphi_k}\right)^{-\frac{1}{m+2}}, \qquad (12.4.1)$$

где $C_0 = S\sqrt{\dfrac{e\varepsilon N_A N_D}{2(N_A + N_D)\varphi_k}}$ — емкость при нулевом напряжении смещения. При $m = 0$ формула переходит в ранее полученное выражение для ДБШ.

На рисунке 12.4.3 представлены зависимости емкости от приложенного напряжения для трех рассматриваемых барьеров. Графики приведены к одной и той же емкости C_0. Из графиков следует, что диоды с плавным переходом имеют наиболее слабую зависимость емкости

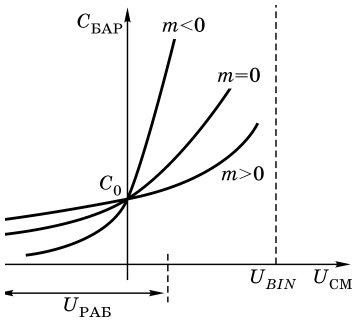


Рис. 12.4.3
Вольт-фарадные характеристики при разном легировании

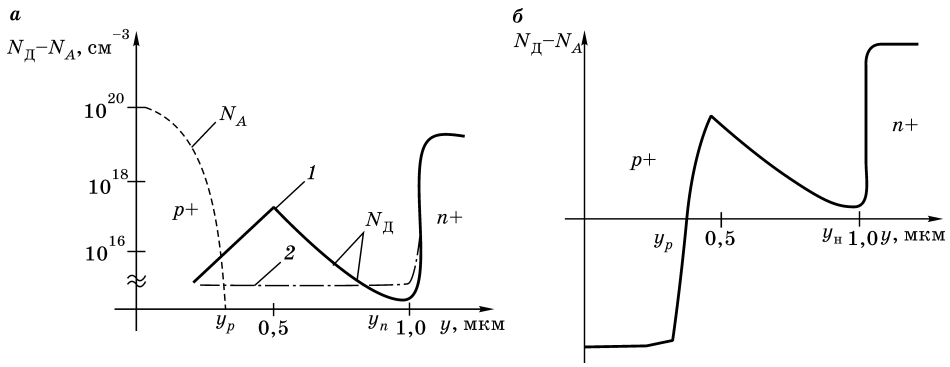


Рис. 12.4.4
Примеры реальных профилей легирования варакторного диода

от напряжения, сверхрезкий переход напротив, обусловливает наибольшее значение производной $\partial C/\partial U$.

Варакторные диоды характеризуются следующими параметрами: C_0 — емкость при нулевом напряжении, $K = C_0/C_{\min}$, где $C_{\min}$ — емкость диода при максимально допустимом обратном напряжении — коэффициент перекрытия, $(\Delta C/C)/(\Delta U/U_{см})$ — чувствительность, $\Delta C/\Delta U$ — крутизна. Уменьшение $C_{\min}$ за счет увеличения (по модулю) напряжения смещения ограничено напряжением лавинного пробоя обедненного слоя. В связи с этим для диодов специфицируется значение допустимого обратного напряжения $U_{\text{обр max}}$. Для разных типов диодов это значение колеблется от 5 до 50 В. Коэффициенты перекрытия изменяются от 3 для резкого перехода до 5 для сверхрезкого.

На рисунке 12.4.4 показаны реальные профили легирования, использование которых наиболее целесообразно. Донорному профилю *2* в принятой терминологии соответствует резкий барьер, а профилю *1* — сверхрезкий барьер. Для лучшего понимания на нижнем рисунке представлена характеристика $N_D(x) - N_A(x)$ для сверхрезкого перехода. Справа от границы перехода ($y \approx$ $\approx 0{,}4$ мкм) концентрация доноров резко уменьшается.

Для описания ВЧ свойств варакторного диода используется эквивалентная схема, подобная схемам для детекторного, смесительного и p–i–n-диодов при обратном напряжении смещения (см., например, рисунок 12.1.4). Такая схема представлена на рисунке 12.4.5. Нелинейные свойства прибора представлены емкостью $C(U)$. Паразитное сопротивление R_s определяет шумы, создаваемые диодом в схемах параметрического усиления. Кроме того, это сопротивление снижает КПД умножителей частоты. Для количественной оценки влияния указанных параметров используются понятия *добротность* Q и *частота отсечки* $f_{\text{гр}}$. Добротность определяется отношением реактивной энергии, запасенной в емкости $C(U)$,

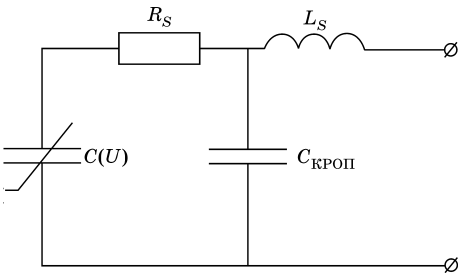


Рис. 12.4.5
Эквивалентная схема варакторного диода

к мощности, рассеиваемой в сопротивлении R_s. Анализ схемы на рисунке 12.4.5 показывает, что расчет добротности может быть сведен к расчету отношения рассматриваемых сопротивлений, т. е.

$$Q = \left| \frac{1}{i\omega C_0 R_s} \right| = \frac{1}{2\pi f R_s C_0} = \frac{f_{гр}}{f}, \qquad (12.4.2)$$

где $f_{гр} = 1/(2\pi R_s C_0)$ — частота отсечки, аналогичная граничной частоте ДД. Согласно выражению (12.4.2), увеличение добротности достигается уменьшением R_s и C. Одним из путей повышения добротности и граничной частоты является использование структур на основе арсенида галлия. У них R_s намного меньше, чем у кремниевых за счет высокой подвижности электронов.

12.4.3. СХЕМЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВАРАКТОРНЫХ ДИОДОВ

Изменение емкости за счет приложенного напряжения смещения используется в устройствах электрической перестройки резонансной частоты резонаторов, а также в специальных переключателях с малыми потерями. На рисунке 12.4.6 представлена эквивалентная схема включения ВД в колебательный контур. Резонансная частота колебательного контура $\omega_0 = 1/\sqrt{L_0 C_0}$ изменяется за счет изменения емкости варактора $C(U_{см})$, которая, в свою очередь, зависит от управляющего напряжения.

Схема генератора с варакторной перестройкой частоты показана на рисунке 12.4.7. В генераторе используются два связанных резонатора, выполненных на отрезках волновода. В один из резонаторов включается генераторный диод, а в другой — варакторный диод. Резонаторы связаны волноводным окном O_1. Частота генерации определяется балансом фаз и амплитуд всего устройства в целом. Поэтому при изменении управляющего напряжения на ВД изменяется частота генерации.

Применение варакторного диода в качестве переключателя основывается на существенном отличии реактивной проводимости диода при отрицательном и небольшом положительном напряжении смещения. Такие переключатели отличаются от переключателей на p–i–n-диодах малыми активными потерями,

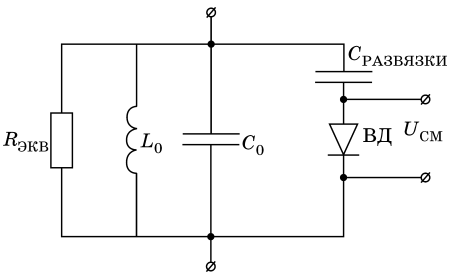


Рис. 12.4.6
Схема включения варакторного диода в колебательный контур

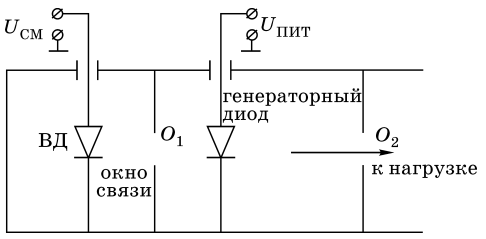


Рис. 12.4.7
Схема генератора с варакторной перестройкой частоты

а значит и малыми вносимыми шумами в коммутируемый сигнал. Кроме того, они обладают высоким быстродействием. К недостаткам этих переключателей относится трудность согласования варактора с линией передачи в широком диапазоне частот и малым значением переключаемой мощности.

УМНОЖИТЕЛИ ЧАСТОТЫ

В отличие от варисторов (ДД, СД), в которых использовалась нелинейность активного сопротивления для преобразования спектра сигнала, в варакторе используется нелинейное реактивное сопротивление. Существенное различие этих нелинейных приборов заключается в уровне диссипации (поглощения) мощности воздействующего сигнала. У варакторов потери мощности существенно меньше, чем у варисторов, так как варакторы работают при обратном напряжении смещения с малыми активными токами.

Рассмотрим простейшую схему умножителя частоты (генератора гармоник) на варакторном диоде. Рассмотрение проведем на примере устройства, обеспечивающего получение третьей гармоники (утроителя частоты). Эквивалентная схема этого устройства показана на рисунке 12.4.8. На ВД через полосно-пропускающий фильтр ППФ1 подается гармонический сигнал $U_{\omega 1} = U_{m1}\sin(\omega_1 t)$. Кроме того, на диод подается напряжение смещения. Параллельно диоду подключен фильтр ППФ3, настроенный на третью гармонику входного сигнала. Это позволяет выделить на нагрузке Z_3 мощность третьей гармоники. Однако функционирование умножителя невозможно без подключения «холостого» контура, настроенного на вторую гармонику (элементы Z_2 и ППФ2). Причина, вызывающая необходимость подключения «холостого» контура, вытекает из закона сохранения энергии. Подробнее это обстоятельство рассмотрено в п. 12.4.4.

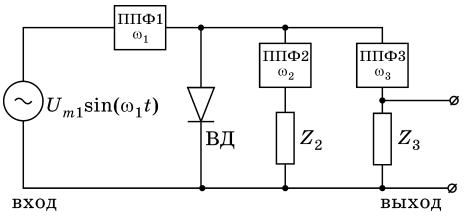


Рис. 12.4.8
Эквивалентная схема умножителя частоты

Проанализируем работу схемы по алгоритму, использованному при изучении свойств варисторов. Разложим вольт-фарадную характеристику в степенной ряд в окрестности постоянного смещения U_0 и найдем отклик диода на воздействие микроволнового сигнала $U_{\omega 1} = U_{m1}\sin(\omega_1 t)$. Ограничимся на первом этапе малосигнальным приближением, т. е. $U_{m1} \ll |U_0|$.

Используя (12.4.1) и разложение в степенной ряд до члена второго порядка, получим

$$C(U) = C(U_0)\left(1 + \alpha_1 U_{\omega 1} + \frac{1}{2}\alpha_2 U_{\omega 1}^2\right),$$

где

$$C(U_0) = C_0\left(1 - \frac{U_0}{\varphi_k}\right)^{-\frac{1}{m+2}},\ \ \alpha_1 = \frac{\frac{1}{m+2}}{\varphi_k - U_0},\ \ \alpha_2 = \frac{\frac{1}{m+2}\left(\frac{1}{m+2}+1\right)}{(\varphi_k - U_0)^2}.$$

Определим спектр тока, протекающего через диод для резкого перехода $m = 0$:

$$i(t) = C(U)dU/dt \approx C(U_0)[-\omega_1 U_{m1}]\begin{bmatrix}(1+1/8\alpha_2 U_{m1}^2)\sin(\omega_1 t)+\\ +\alpha_1/2U_{m1}^2\sin(2\omega_1 t)+\\ +\alpha_2/8U_{m1}^2\sin(3\omega_1 t)\end{bmatrix}. \qquad (12.4.3)$$

Наличие гармоник в спектре тока, согласно (12.4.3), приведет к появлению напряжения на элементах схемы как на второй гармонике, так и на третьей. Причем, наличие ветви, настроенной на вторую гармонику, обеспечивает возникновение соответствующего напряжения на диоде, которое складывается с напряжением первой гармоники и порождает дополнительный сигнал на комбинационной частоте (суммарной, т. е. третьей гармонике). Коэффициент преобразования для такого устройства может быть весьма большим, поскольку вся мощность, подводимая по первой гармонике (в предположении идеальных емкости диода и фильтров, а также отсутствия потерь в дополнительной цепи второй гармоники) преобразуется в мощность высших гармоник, т. е.

$$P_1(\omega) = P_2(2\omega) + P_3(3\omega).$$

Естественно, что в реальной цепи всегда присутствуют потери, которые уменьшают коэффициент преобразования $\eta = P_3(3\omega)/P_1(\omega)$, поэтому даже при оптимально настроенном дополнительном контуре второй гармоники на практике он не превышает 60...80%.

Поскольку значение емкости $C(U_0)$ зависит от напряжения, то и коэффициент преобразования обнаруживает такую зависимость. Это проявляется в зависимости коэффициента преобразования как от напряжения смещения (при постоянной мощности на входе), так и от входной мощности (при постоянном смещении). Обе зависимости имеют максимум. Он наблюдается при равенстве напряжения смещения и амплитуды микроволнового сигнала.

В настоящее время на основе варакторных умножителей получать мощность до 100 мкВт на частоте 1 ТГц.

В настоящее время для построения умножителей в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах используется схема со встречным включением варакторов, которая не требует подачи постоянного смещения. Вольт-фарадная характеристика такого соединения имеет симметричную форму относительно линии нулевого напряжения смещения. В выходном спектре возникают только нечетные гармоники входного сигнала: $3f_c$, $5f_c$, $7f_c$. Эти обстоятельства позволяют исключить холостой контур и цепь смещения, что существенно упрощает конструкцию умножителей. Для этого созданы специальные гетеро-барьерные варакторы HBV (*англ.* Heterostructure Barrier Varactor). Профиль легирования таких приборов представляет собой последовательное соединение высоколегированных (узко-зонных) и низколегированных (широко-зонных) областей (до 10). В умножителях, использующих такие структуры, получают до 50 мВт на 500 ГГц. При этом коэффициент преобразования составляет 30–40% для пятикратного умножения частоты.

Рассмотрим более общий случай, когда на диод подан не один гармонический сигнал, а два. Здесь возникает аналогия с работой смесителя, использующего нелинейность ВАХ. Такое устройство называется *параметрическим усилителем* (ПУ).

Принцип параметрического усиления был открыт Л. И. Мандельштамом и Н. Д. Папалекси. В ПУ усиление сигнала осуществляется за счет энергии внешнего источника (так называемого генератора накачки), периодически изменяющего емкость (или индуктивность) нелинейного реактивного элемента, входящего в его состав. Таким образом, в ПУ в мощность выходного сигнала преобразуется не мощность источника постоянного напряжения, как в обычном усилителе, а мощность высокочастотного генератора накачки.

С 1950-х гг. параметрические усилители, наряду с квантовыми, стали одним из главных компонентов радиотелескопов. Шумовая температура охлаждаемых параметрических усилителей составляет 10…20 К, а коэффициент усиления 10…30 дБ.

12.4.4. СООТНОШЕНИЯ МЭНЛИ — РОУ

Проанализируем работу варакторного диода с общих энергетических позиций. Для этого рассмотрим баланс мощности в цепи с идеальной нелинейной реактивностью при воздействии на нее двух гармонических напряжений с частотами $f_с$ и $f_н$. Кроме того, сконструируем электродинамическую систему так, чтобы она имела активную компоненту сопротивления на некоторой комбинационной частоте $f_к$, например, $f_к = f_с + f_н$. Функциональная схема такого устройства показана на рисунке 12.4.9.

Запишем баланс мощности для такой схемы:

$$P_с + P_н + P_к = 0, \qquad (12.4.4)$$

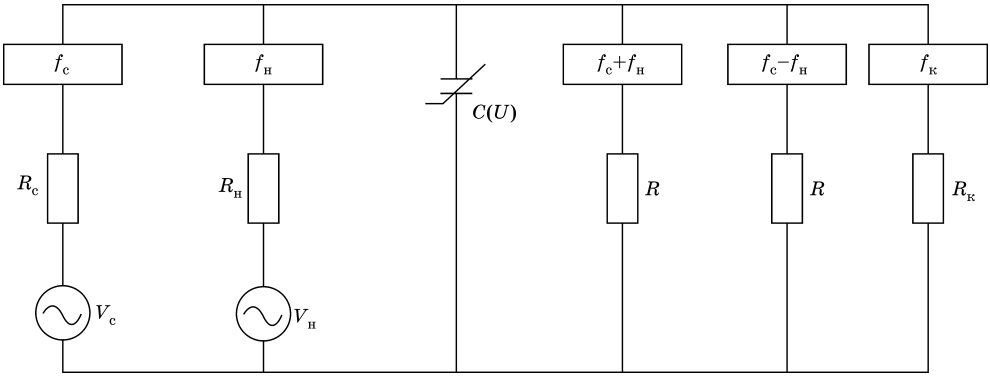


Рис. 12.4.9
К анализу работы нелинейной емкости

где под $P_{(с, н, к)}$ понимается средняя мощность за период:

$$P = \frac{1}{T}\int_0^T u \cdot i dt = f \cdot W,$$

а W — энергия, накопленная за период. Применяя это выражения для (12.4.4), получим

$$f_с W_с + f_н W_н + f_к W_к = 0. \qquad (12.4.5)$$

Перепишем (12.4.5), представляя комбинационную частоту как $f_к = mf_c + nf_н$, где m, n — целые числа:

$$f_с W_с + f_н W_н + (mf_с + nf_н) W_к = 0,$$

или

$$f_с(W_с + mW_к) + f_н(W_н + nW_к) = 0. \qquad (12.4.6)$$

Учитывая произвольность выбора частот в выражении (12.4.6), уравнение выполняется при условии равенства нулю каждого из слагаемых, т. е.

$$\left.\begin{matrix} W_с + mW_к = 0 \\ W_н + nW_н = 0 \end{matrix}\right\}. \qquad (12.4.7)$$

Система (12.4.7) с учетом (12.4.5) перепишется:

$$\begin{aligned} \frac{P_с}{f_с} + \frac{mP_к}{mf_с + nf_н} &= 0; \\ \frac{P_н}{f_н} + \frac{nP_к}{mf_с + nf_н} &= 0. \end{aligned} \qquad (12.4.8)$$

Учитывая произвольность выбора m, n, перепишем (12.4.8) в виде

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^{\infty}\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{mP_{m,n}}{mf_с + nf_н} &= 0; \\ \sum_{m=-\infty}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty} \frac{nP_{m,n}}{mf_с + nf_н} &= 0. \end{aligned} \qquad (12.4.9)$$

Система (12.4.9) называется соотношениями Мэнли — Роу для цепи с нелинейной идеальной реактивностью. Эти соотношения отражают закон сохранения энергии в рассматриваемых цепях.

Применим (12.4.9) для анализа энергетических соотношений в умножителе и параметрическом усилителе. В умножителе имеется один сигнал с частотой $f_с$, а комбинационная частота $f_к = mf_с$. Тогда, положив $n = 0$, получим

$$\frac{P_с}{f_с} + \frac{mP_к}{mf_с} = 0,$$

отсюда $P_к = -P_с$, т. е. КПД преобразования равен 100%.

Для параметрического усилителя

$$\left\{\begin{array}{l}\dfrac{P_{\text{с}}}{f_{\text{с}}}+\dfrac{P_{\text{к}}}{f_{\text{с}}+f_{\text{н}}}=0\\ \dfrac{P_{\text{н}}}{f_{\text{н}}}+\dfrac{P_{\text{к}}}{f_{\text{с}}+f_{\text{н}}}=0\end{array}\right\},$$

откуда $P_{\text{к}}=-P_{\text{с}}-P_{\text{н}}$, при этом коэффициент усиления

$$K_{\text{у}}=\frac{P_{\text{к}}}{(-P_{\text{с}})}=\frac{f_{\text{к}}}{f_{\text{с}}}=\frac{f_{\text{с}}+f_{\text{н}}}{f_{\text{с}}}>1.$$

Как видно из приведенных формул, параметрический усилитель обязательно должен содержать, кроме сигнального контура и контура накачки, еще и так называемый холостой контур, настроенный на частоту $f_{\text{с}}+f_{\text{н}}$.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Перечислите основные типы полупроводниковых приборов с положительным динамическим сопротивлением.
2. Нарисуйте зонную диаграмму барьера Шоттки при разных напряжениях смещения. Какие носители заряда участвуют в токопереносе через барьер?
3. Какие заряды находятся в обедненном слое? Какие компоненты тока проходят через обедненный слой при воздействии на барьер микроволнового напряжения?
4. Нарисуйте ВАХ барьера Шоттки в логарифмическом и линейном масштабе для тока.
5. Какую зависимость отображает вольт-фарадная характеристика? Можно ли по ней судить о профиле легирования? С какой точностью?
6. В чем отличие барьера Шоттки от барьера, образованного контактом полупроводника n- и p-типа?
7. В чем отличие барьерной и диффузионной емкости?
8. Какими параметрами определяется ВАХ детекторного диода? В чем ее отличие от ВАХ идеального барьера Шоттки?
9. Какими динамическими параметрами характеризуется ДД? Что такое граничная частота?
10. Как включается ДД в микроволновую линию передачи? Что такое детекторная секция?
11. В чем отличие смесительного диода и детекторного?
12. За счет чего происходит изменение спектра в смесительном диоде?
13. Что такое гетеродин и зачем он нужен в смесителе?
14. Нарисуйте спектр смесителя при интермодуляции второго порядка. Какие комбинационные частоты могут быть в этом случае?
15. Нарисуйте простейшую схему смесителя.
16. Какова структура p–i–n-диода? Сравните быстродействие ДД и p–i–n-диода.
17. Как влияет время жизни носителей заряда и время пролета i-области на инерционные свойства прибора? Можно ли использовать p–i–n-диод как выпрямитель?
18. Какие параметры используются для описания ВЧ свойств переключателей?
19. Как работает ограничитель и аттенюатор на p–i–n-диоде?
20. Нарисуйте схему фазовращателя с дискретным уровнем изменения фазы 90°.
21. Как влияет профиль легирования на форму ВФХ варакторного диода?
22. Почему варакторные диоды не используются для преобразования частоты сигнала во входных цепях приемников?
23. Объясните особенности работы ВД в схемах перестройки частоты.
24. Проанализируйте с помощью соотношений Мэнли — Роу работу умножителя частоты.
25. Проанализируйте с помощью соотношений Мэнли — Роу работу параметрического усилителя.

13 ГЛАВА ДИОДЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ДИНАМИЧЕСКИМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

13.1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДИОДОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ДИНАМИЧЕСКИМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

Для функционирования радиоэлектронных систем необходимы как приборы, преобразующие спектр и осуществляющие коммутацию микроволновых сигналов (см. главу 12), так и приборы, обеспечивающие усиление и генерацию микроволновых колебаний. В низкочастотной технике преобразование и переключение сигналов обеспечивается диодами, а усиление и генерация — транзисторами. Однако в 1960-е гг. транзисторов, способных работать в микроволновом диапазоне, не было вследствие технологических ограничений. Практика же требовала создания активных приборов, отвечающих требованиям микроминиатюризации, высоких граничных частот, малых напряжений питания и т. п. Наработанный к указанному моменту опыт создания вакуумных приборов с динамическим управлением не мог быть использован, так как в твердом теле невозможно реализовать модуляцию скорости носителей и их группировку. За период микроволновых колебаний носители заряда претерпевают большое количество актов рассеяния T/τ_p, «забывая» о начальном импульсе. В связи с этим усилия исследователей и разработчиков были направлены на поиск новых физических механизмов управления конвекционным током и отбора энергии в микроволновом диапазоне. К таким механизмам следует отнести, прежде всего, туннельный эффект, лавинный пробой и междолинный перенос носителей. Эти физические механизмы легли в основу создания диодных структур, обладающих свойствами усиления и генерации микроволновых колебаний: туннельные диоды (ТД), лавинно-пролетные диоды (ЛПД) и инжекционно-пролетные диоды, диоды Ганна. В большинстве случаев такие приборы имеют положительное дифференциальное сопротивление (за исключением ТД), определяемое по статической ВАХ и отрицательное динамическое сопротивление в полосе частот микроволнового диапазона. Поэтому этот класс приборов

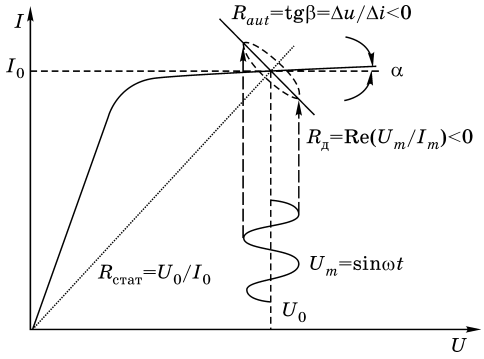


Рис. 13.1.1
Статическая и динамическая характеристики диода

и получил название *приборы с отрицательным динамическим сопротивлением* (ОДС). На рисунке 13.1.1 показана типовая статическая ВАХ диода и графическое определение статического $R_{стат} = U_0/I_0$ и дифференциального сопротивления $R_{диф} = \mathrm{tg}\alpha = \Delta u/\Delta i$ в выбранной рабочей точке. Дифференциальное сопротивление вместе с «холодной» емкостью адекватно описывают поведение прибора в установившемся режиме. При воздействии переменного сигнала $u = U_m \sin\omega t$ необходимо учитывать соотношения периода воздействующего напряжения и временных параметров, характеризующих движение носителей в образце. К ним относятся: время жизни носителей заряда, время пролета носителей через структуру диода, время максвелловской релаксации и др. (см. Приложение П1). Если период воздействующего сигнала сравним с временем дрейфа носителей в приборе, то фаза наведенного тока существенно сдвигается относительно фазы приложенного напряжения (см. п. 4.2). При определенных условиях эта фаза может быть больше $\pi/2$, что равносильно возникновению отрицательной действительной компоненты сопротивления в полном комплексном сопротивлении диода. Эта компонента и называется *отрицательным динамическим сопротивлением*. На рисунке 13.1.1 это отображается отрезком прямой с отрицательным наклоном. Такое линейное представление справедливо только при малосигнальном приближении, т. е. при $U_m \ll U_0$. Если амплитуда переменного напряжения увеличивается, то форма тока существенно усложняется. При этом график зависимости $I = f(U)$ из прямой трансформируется в подобие эллипса с главной осью, наклоненной под углом β. Дальнейшее увеличение амплитуды воздействия усложняет форму кривой $I = f(U)$.

Наличие отрицательного динамического сопротивления позволяет создавать на таких диодах усилители и генераторы. Особенностью рассматриваемых приборов является совмещение *функции управления потоком и функции отбора энергии в одном и том же пространственном промежутке*. Соответственно, в таком приборе невозможно отделить входную и выходную цепь. В результате в микроволновом диапазоне такие приборы могут использоваться как отражательные усилители или генераторы.

Следует отметить, что, несмотря на существенные успехи в улучшении параметров таких диодов, разработка микроволновых транзисторов существенно ограничила области применения диодов с ОДС.

Детальное изложение особенностей работы этих приборов в данной книге основано на анализе общих принципов получения отрицательного сопротивления в полупроводниковых диодных структурах с дальнейшим приложением теоретических результатов к конкретным приборам. Вначале анализируются общие принципы получения отрицательного динамического сопротивле-

ния в *малосигнальном приближении*. Далее, при рассмотрении конкретных приборов, используются изложенные принципы и расчетные формулы. Нелинейный анализ, в качестве примера, рассмотрен только для лавинно-пролетного диода, чаще других применяемого в мощных генераторах.

13.2. АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ОБРАЗЦА

Для анализа энергетических аспектов взаимодействия потока заряженных частиц с полем в полупроводниках воспользуемся результатами одномерного малосигнального анализа волн носителей заряда в этих материалах (см. п. 3.3). Рассмотрим образец (рис. 13.2.1) длиной L, левый край которого назовем катодом, а правый — анодом. Предположим, что для рассматриваемой структуры найдено решение для статических компонент поля E_0, заряда qn_0 и скорости дрейфа v_0. Положим также, что их значения не зависят от координаты. Рассмотрение проведем в приближении отсутствия диффузии. Согласно выкладкам п. 3.3, при $D = 0$ в полупроводнике распространяется одна волна зарядовой неоднородности со скоростью, равной скорости дрейфа v_0. Постоянная затухания этой волны зависит от знака дифференциальной частоты максвелловской релаксации ω_m.

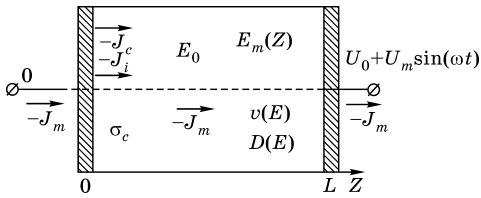


Рис. 13.2.1
Продольное сечение полупроводникового образца

$$\tilde{n} = \dot{n}_m e^{-i\Gamma} = \dot{n}_m(0) e^{\alpha z} e^{-i\beta z}, \qquad (13.2.1)$$

где $\Gamma = \beta - i\alpha = \omega/v_0 - i\omega_m/v_0$; $\alpha = \omega_m/v_0$; $\beta = \omega/v_0$.

Определим для образца эквивалентное сопротивление Z и удельное эквивалентное сопротивление Z_s, связывающее переменную плотность протекающего тока $\dot{J}_m$ и напряжение на образце $\dot{U}_m = \int_0^L \dot{E}_m(z)dz$. Будем использовать индекс s для удельных значений.

$$Z = \dot{U}_m / (\dot{J}_m S) = Z_s / S = R_s / S + i X_s / S, \qquad (13.2.2)$$

где S — площадь образца.

Определим связь плотности полного тока $\dot{J}_m$ с переменным полем в структуре $\dot{E}_m(z)$. Найдем поле, подставив (13.2.1) в правую часть уравнения Пуассона для переменной компоненты заряда:

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} = \frac{q}{\varepsilon} \dot{n}_m e^{-i\Gamma}.$$

На левой границе рассматриваемого образца может существовать переменное электрическое поле $\dot{E}_m(0)$. Тогда

$$\dot{E}_m(z) = -\frac{q\dot{n}_m(0)\upsilon_0}{\varepsilon(\omega_m + i\omega)}(e^{-i\Gamma z} - 1) + \dot{E}_m(0), \qquad (13.2.3)$$

где $\dot{n}_m(0)$ — комплексная амплитуда заряда на катоде.

Запишем выражение для переменной составляющей плотности полного тока, используя (3.3.3):

$$\dot{J}_m = q\dot{n}_m\upsilon_0 + qn_0\mu_d\dot{E}_m(z) + i\omega\varepsilon\dot{E}_m(z), \qquad (13.2.4)$$

где $\mu_d\dot{E}_m(z)$ — переменная компонента скорости заряда.

Преобразуем уравнение (13.2.3), выразив компоненты $\dot{n}_m(0)$ и $\dot{E}_m(0)$ через плотность полного тока, протекающего через образец. Обозначим удельную проводимость катодного контакта σ_c. Плотность тока $\dot{J}_m$ и поле $\dot{E}_m(0)$ на контакте связаны законом Ома, т. е.

$$\dot{J}_m = (\sigma_c + i\omega\varepsilon)\dot{E}_m(0). \qquad (13.2.5)$$

Согласно (13.2.4), плотность тока при $z = 0$ запишется следующим образом:

$$\dot{J}_m = q\dot{n}_m(0)\upsilon_0 + qn_0\mu_d\dot{E}_m(0) + i\omega\varepsilon\dot{E}_m(0). \qquad (13.2.6)$$

Инжектированный из катода ток с плотностью $\dot{J}_i$ определяется через переменную плотностью заряда $\dot{n}_m(0)$ или проводимость контакта σ_c, т. е.

$$\dot{J}_i = q\dot{n}_m(0)\upsilon_0 = \sigma_c\dot{E}_m(0).$$

Используя (13.2.5) и (13.2.6), преобразуем (13.2.3) к виду

$$\dot{E}_m(z) = \frac{J_m\exp(-i\Gamma z)}{\sigma_c + i\omega\varepsilon} + \frac{J_m}{\varepsilon(\omega_m + i\omega)} - \frac{J_m\exp(-i\Gamma z)}{\varepsilon(\omega_m + i\omega)}. \qquad (13.2.7)$$

Используя (13.2.7) и выражение для напряжения $\dot{U}_m = \int_0^L \dot{E}_m(z)dz$, получим

$$Z_s = \frac{(-i\Gamma)^{-1}[1 - \exp(-i\Gamma L)]}{\sigma_c + i\omega\varepsilon} + \frac{L}{\varepsilon(\omega_m + i\omega)} + \frac{(i\Gamma)^{-1}[1 - \exp(-i\Gamma L)]}{\varepsilon(\omega_m + i\omega)}. \qquad (13.2.8)$$

Как видно, сопротивление имеет реактивную и активную компоненты, зависящие от свойств контакта σ_c, свойств объема полупроводника ω_m, а также от длины образца L (угла пролета $\Theta = \omega z/\upsilon_0$).

Прежде чем использовать (13.2.8) для расчета сопротивления реальных полупроводниковых структур, проанализируем энергетический баланс взаимодействия поля и заряженных частиц с использованием полученных соотношений.

Согласно (3.1.7), действительная часть удельной мощности взаимодействия P носителей заряда с переменным во времени полем в общем случае определяется выражением

$$P = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left(\int_0^L \dot{J}_m E_m^* dz\right), \qquad (13.2.9)$$

где P — реальная часть мощности взаимодействия; E_m^* — сопряженная величина комплексной амплитуды переменного электрического поля. Положим фазу тока $\dot{J}_m$ нулевой, т. е. $J_m = \mathrm{Re}(\dot{J}_m)$.

Перепишем (13.2.9) с учетом сделанных допущений:

$$P = \frac{1}{2}J_m \int_0^L \mathrm{Re}(E_m^*(z))dz = \frac{1}{2}J_m \int_0^L \mathrm{Re}(\dot{E}_m(z))dz. \qquad (13.2.10)$$

Формула (13.2.10) показывает, что знак удельной мощности взаимодействия P определяется интегралом от распределения действительной части комплексной амплитуды поля $\dot{E}_m(z)$ вдоль координаты z. Возможные зависимости $\mathrm{Re}E_m$ от угла пролета, полученные с использованием (13.2.3), показаны на рисунке 13.2.2. С физической точки зрения изменение знака $\mathrm{Re}(\dot{E}_m(z))$ отражает тот факт, что заряды, перемещаясь по образцу, попадают то в ускоряющую, то в замедляющую фазу поля. Фазы ускорения и замедления чередуются с периодом $T = 2\pi/\omega$. За это время заряды проходят расстояние $l = v_0 T$. Начальный сдвиг фаз между плотностью тока и полем определяется граничным условием на левом краю образца. Интеграл $\int_0^L \mathrm{Re}(\dot{E}_m(z))dz$ пропорционален площади, ограниченной осью абсцисс и кривой $\mathrm{Re}(\dot{E}_m(z))$. Область над осью абсцисс характеризует положительную мощность взаимодействия, когда энергия от поля передается электрону, а площадь под осью соответствует торможению носителя заряда, т. е. передаче кинетической энергии заряда переменному полю. На рисунке 13.2.2 показаны четыре распределения $\mathrm{Re}(\dot{E}_m(z))$ для различной дифференциальной частоты максвелловской релаксации и различных граничных условий на катоде. Кривая *1* соответствует $\omega_m = 0$, когда зарядовая неоднородность постоянна, поле $\dot{E}_m(0) = 0$. Зависимость *2* — $\omega_m > 0$, зарядовая неоднородность уменьшается, $\dot{E}_m(0) = 0$. Распределение *3* — $\omega_m < 0$, зарядовая неоднородность возрастает, $\dot{E}_m(0) = 0$. Для варианта *4* — $\omega_m = 0$, зарядовая неоднородность остается постоянной, $\mathrm{Re}(\dot{E}_m(0)) \neq 0$. Кривые *1*, *2* и *3* соответствуют катодному контакту с бесконечной проводимостью $\sigma_c \to \infty$, следуя выражению (13.2.5). Такой контакт называется омическим. В области виртуального катода вакуумных приборов выполняется такое же условие: $E_m(0) = 0$. Зависимость *4* на рисунке 13.2.2 соответствует наличию переменного поля на катоде $\mathrm{Re}(\dot{E}_m(0)) \neq 0$. Такой контакт принято называть не омическим, или барьерным.

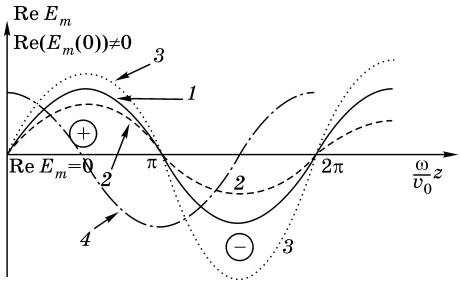


Рис. 13.2.2
Распределение реальной составляющей электрического поля E от угла пролета для разных величин:
1 — $\omega_m = 0$; *2* — $\omega_m > 0$; *3* — $\omega_m < 0$;
4 — $\mathrm{Re}(\dot{E}_m(0)) \neq 0$, $\omega_m = 0$.

Качественный анализ процессов взаимодействия поля и зарядов в полупроводниках позволяет сделать ряд важных выводов:

- для образцов с омическим катодным контактом $E_m(0) = 0$ и положительной или равной нулю величиной $\omega_m \geq 0$ получить отрицательную мощность взаимодействия при любом угле пролета не представляется возможным;
- для образцов с омическим катодным контактом $E_m(0) = 0$ и отрицательной частотой релаксации $\omega_m < 0$ возможно получение мощности $P < 0$ с максимумом (по модулю) при угле пролета $\Theta = \omega L/v_0 = 2\pi$ или кратного этой величине;
- для образцов с не омическим (барьерным) катодным контактом $\mathrm{Re}(\dot{E}_m(0)) \neq 0$ и равной нулю величиной дифференциальной частоты релаксации $\omega_m = 0$ возможно получение $P < 0$. Оптимум наблюдается на углах пролета $\Theta = 2\pi - \Theta_i$. Величина Θ_i определяет сдвиг фазы между током и полем на катоде.

Анализ (13.2.8) позволяет сделать некоторые общие выводы о возможных путях получения отрицательного динамического сопротивления. Первое слагаемое в формуле (13.2.8) характеризует влияние условий на катодном контакте $\sigma_c + i\omega\varepsilon$ в совокупности с влиянием угла пролета и свойств полупроводника, представленных сомножителем $(1 - \exp(-i\Gamma L))$. При омическом контакте это слагаемое равно нулю. Второе слагаемое отображает влияние свойств объема полупроводника: длины L, диэлектрической постоянной ε и дифференциальной частоты максвелловской релаксации ω_m. Третье слагаемое отображает влияние угла пролета и свойств объема полупроводника: ε, ω_m. В частности, при $(\sigma_c + i\omega\varepsilon) = \varepsilon(\omega_m + i\omega)$, т. е. в случае согласования (равенства) проводимостей контакта и удельной проводимости образца

$$R_s = \mathrm{Re}\left(\frac{L}{\varepsilon(\omega_m + i\omega)}\right) = \frac{L}{\varepsilon(\omega_m^2 + \omega^2)}\omega_m. \qquad (13.2.11)$$

Формула (13.2.11) справедлива для некоторой области L, выделенной в бесконечном образце. В нем естественным образом выполняется условие $(\sigma_c + i\omega\varepsilon) = \varepsilon(\omega_m + i\omega)$. Такой идеализированный образец при $\omega_m < 0$ обеспечивает $R < 0$ при любом угле пролета, т. е. на любой частоте и при любой длине образца L.

Если проводимость бесконечна: $\sigma_c \to \infty$ (омический контакт), значение R_s выражается формулой

$$R_s = \mathrm{Re}\left(\frac{L}{\varepsilon(\omega_m + i\omega)} + \frac{(-i\Gamma)^{-1}[1 - \exp(-i\Gamma L)]}{\varepsilon(\omega_m + i\omega)}\right). \qquad (13.2.12)$$

При $\omega_m = 0$

$$R_s = \frac{L}{2\varepsilon v_0}\frac{\sin^2(\Theta/2)}{(\Theta/2)^2}, \qquad (13.2.13)$$

где $\Theta = \omega L/v_0$ — угол пролета.

Формула (13.2.13) показывает, что при омическом катодном контакте в образце с $\omega_m = 0$ динамическое сопротивление для любых углов пролета поло-

жительно — $R_s \geq 0$. Сформулируем это положение иначе: усиление или генерация микроволновых колебаний в образце с омическим контактом и $\omega_m = 0$ невозможны.

Если $\omega_m < 0$, то для расчета активной части сопротивления необходимо использовать формулу (13.2.12). Анализ данной формулы показывает, что для некоторых углов пролета возможно получение отрицательного сопротивления.

Если контакт не омический ($\mathrm{Re}(\dot{E}_m(0)) \neq 0$), то возможности получения отрицательного сопротивления расширяются. Перепишем (13.2.8), сгруппировав первое и третье слагаемые. При $\omega_m = 0$ получим

$$Z = \left(\frac{L}{i\omega\varepsilon} + \frac{J_i}{J_m} (\omega C)^{-1} \frac{1 - \exp(-i\Theta)}{\Theta} \right) S^{-1},$$

где $C = \varepsilon / L$ — емкость образца на единицу площади поперечного сечения.

Обозначим

$$\frac{J_i}{J_m} = M_i \exp(-i\Theta_i), \tag{13.2.14}$$

где Θ_i — сдвиг фаз инжектированного $J_i S$ и полного $J_m S$; M_i — отношение их амплитуд (*коэффициент инжекции*). Параметр Θ_i получил название *угол запаздывания инжекции*. Выразим отношение этих токов через соответствующие проводимости:

$$\frac{J_i}{J_m} = \frac{\sigma_c}{\sigma_c + i\omega\varepsilon}. \tag{13.2.15}$$

Из (13.2.15) следует, что для омического контакта с $\sigma_c \to \infty$ коэффициент инжекции $M_i = 1$, а угол запаздывания инжекции $\Theta_i = 0$. Для барьерного контакта значения M_i и Θ_i рассчитываются согласно (13.2.15). С учетом (13.2.14) выражение для Z_s принимает вид

$$Z_s = \frac{1}{i\omega C} + M_i (\omega C)^{-1} \exp(-i\Theta_i) \frac{1 - \exp(-i\Theta)}{\Theta}. \tag{13.2.16}$$

Откуда

$$R_s = \frac{L^2}{2\varepsilon v_0} M_i \frac{\sin(\Theta_i + \Theta/2)\sin(\Theta/2)}{(\Theta/2)^2}. \tag{13.2.17}$$

Анализируя (13.2.17), отметим, что при отсутствии запаздывания инжекции ($\Theta_i = 0$), активное сопротивление *всегда* больше или равно нулю для структур с $\omega_m = 0$. Для угла запаздывания $\Theta_i \neq 0$ отрицательное сопротивление $R_s < 0$ наблюдается в некотором диапазоне углов пролета. На рисунке 13.2.3 представлены зависимости $\mathrm{Re}(Z/R_{\text{норм}})$ от угла пролета при четырех значениях угла запаздывания инжекции: $\Theta_i = 0$, $\Theta_i = \pi/2$, $\Theta_i = \pi/4$, $\Theta_i = \pi$. В качестве

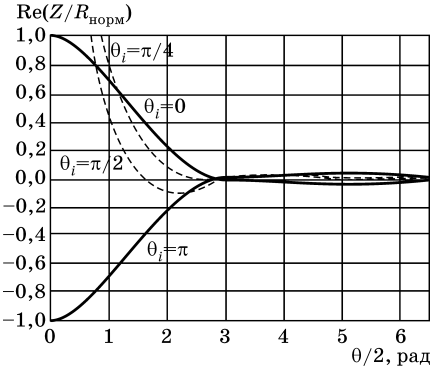


Рис. 13.2.3
Зависимость активного сопротивления образца от угла пролета для разных углов запаздывания инжекции

нормирующего сопротивления выбрана величина $R_{норм} = L^2/2\varepsilon v_0 S$. Запаздывание инжекции может быть получено за счет различных физических эффектов. Наиболее известные из них: эффект лавинного умножения, инжекция носителей заряда через барьер Шоттки.

Учитывая важность рассматриваемых вопросов для понимания физических явлений в полупроводниковых структурах, их отличие и общее в сравнении с процессами в вакуумных приборах, проанализируем возможность получения отрицательного сопротивления, построив диаграмму токов и напряжения для полупроводникового образца. Подобная диаграмма для триода представлена в п. 5.2.

Запишем основные соотношения, связывающие токи и напряжение на образце, затем построим диаграмму. Полный ток $\dot{I}_m$ имеет две компоненты: наведенный ток $\dot{I}_н$ и емкостной ток $\dot{I}_с$, т. е.

$$\dot{I}_m = \dot{I}_н + \dot{I}_с. \qquad (13.2.18)$$

Напряжение на образце $\dot{U}_m$ связано с емкостным током $\dot{I}_с$ следующим соотношением:

$$\dot{I}_с = C\frac{d\dot{U}_m}{dt} = i\omega C\dot{U}_m, \qquad (13.2.19)$$

где C — «холодная» емкость образца, определяемая по формуле емкости плоского конденсатора $C = \varepsilon S/L$.

Полный ток в любом сечении образца $\dot{I}_m$ постоянен и складывается из конвекционного тока $\dot{I}_k(z)$ и тока смещения $\dot{I}_{cq}(z)$, связанного с движением зарядов, т. е.

$$\dot{I}_m = \dot{I}_k(z) + \dot{I}_{cq}(z) = \dot{I}_i + \dot{I}_{cq}(0), \qquad (13.2.20)$$

где $\dot{I}_i$ — ток инжекции; $\dot{I}_{cq}(0) = i\omega\varepsilon\dot{E}_m(0)S$ — емкостной ток на катоде. Наведенный ток, согласно теореме Шокли — Рамо, есть усредненный по промежутку конвекционный ток $\dot{I}_k(z)$:

$$\dot{I}_н = L^{-1}\int_0^L \dot{I}_k(z)dz. \qquad (13.2.21)$$

Если скорость носителей в промежутке не меняется, то в любом сечении z ток $\dot{I}_k(z)$ отстает от инжектированного тока $\dot{I}_i$ на угол $\omega z/v_0$, т. е. $\dot{I}_k = \dot{I}_i \exp(-i\omega z/v_0)$. Тогда

$$\dot{I}_н = L^{-1}\int_0^L \dot{I}_i \exp(-i\omega z/v_0)dz = \dot{I}_i \frac{\sin(\Theta/2)}{\Theta/2}\exp(-i\Theta/2), \qquad (13.2.22)$$

т. е. наведенный ток отстает от инжектируемого на угол $\Theta/2$ и меньше его в $\sin(\Theta/2)/(\Theta/2)$ раз. Это выражение соответствуют выражению для коэффициента взаимодействия M, полученного для движения носителей в вакуумном зазоре.

Используем приведенные выражения для построения диаграммы токов и напряжения на образце. Вначале рассмотрим образец с нулевой частотой максвелловской релаксации $\omega_m = 0$ и омическим катодным контактом, когда $\dot{E}_m(0) = 0$, а $\dot{I}_i = \dot{I}_m$, согласно (13.2.20). Это соответствует отсутствию запаздывания инжекции на катоде, т. е. $\Theta_i = 0$. Для определенности зададим углом пролета $\Theta = 3\pi/2$.

Построение диаграммы (рис. 13.2.4*а*) начинаем с вектора полного тока $\dot{I}_m$. Предположим, что I_m имеет нулевую начальную фазу. Тогда он представляется радиус-вектором, выходящим из начала координат по действительной оси. Далее, согласно (13.2.20) и условию отсутствия запаздывания инжекции, рисуем вектор $\dot{I}_i$ параллельно $\dot{I}_m$ (пунктирная линия). Конвекционный ток $\dot{I}_k(z)$ в разных сечениях z отображается радиус-вектором равным $|\dot{I}_i|e^{-i\Theta_z}$ в пределах угла пролета Θ_z от 0 и до $\Theta = 3\pi/2$. Тогда наведенный ток $\dot{I}_\text{н}$, согласно (13.2.22), отображается радиус-вектором, имеющим фазу $\Theta_\text{н} = -3\pi/4$. Соединяя концы векторов $\dot{I}_\text{н}$ и $\dot{I}_m$, согласно уравнению (13.2.18), получаем ток $\dot{I}_\text{с}$. Напряжение $\dot{U}_m$ по выражению (13.2.19) отстает от тока $\dot{I}_\text{с}$ на $\pi/2$. В результате видим, что сдвиг между напряжением $\dot{U}_m$ и током $\dot{I}_m$ меньше $\pi/2$, что свидетельствует о положительной действительной составляющей сопротивления $\mathrm{Re}(Z) > 0$ и отрицательной реактивности. Для углов $\Theta > 2\pi$ построение повторяется, но с меньшим по модулю значением наведенного тока, согласно (13.2.22).

Анализ рисунка 13.2.4*а* показывает, что если обеспечить запаздывание инжекции, то усреднение конвекционного тока дает наведенный ток во втором квадранте, что приведет к сдвигу фазы между током $\dot{I}_m$ и напряжением $\dot{U}_m$ бóльшим, чем $\pi/2$. Тогда действительная часть сопротивления образца меньше нуля, т. е. образец можно использовать для усиления или генерирации колебаний. На рисунке 13.2.4*б* представлено построение для образца с неомическим контактом $\Theta = 7\pi/4$ и углом пролета $\Theta_i = 3\pi/4$. Из рисунка видно, что напряжение $\dot{U}_m$ сдвинуто относительно тока $\dot{I}_m$ на угол бóльший $> \pi/2$.

Этот графический метод анализа легко распространить и на структуры с отрицательной частотой максвелловской релаксации $\omega_m < 0$. Рост конвекционного тока $\dot{I}_k(z)$ дает бóльший вклад в результирующий наведенный ток от областей, расположенных ближе к аноду. Это приводит к смещению наведенного тока во второй квадрант и, соответственно, к сдвигу между током $\dot{I}_m$ и напряжением $\dot{U}_m$ на угол бóльший $\pi/2$, даже при омическом катодном контакте.

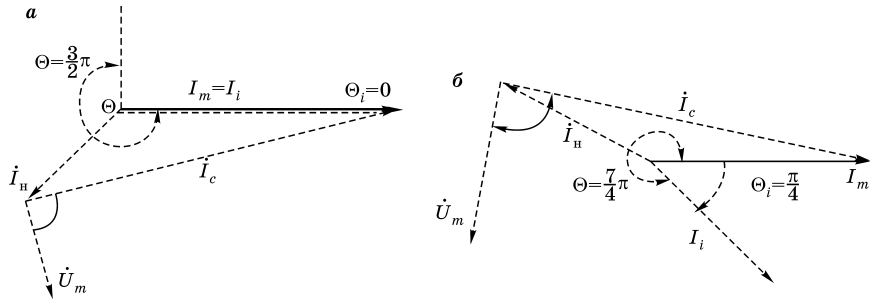


Рис. 13.2.4
Диаграмма токов и напряжения для образца с постоянной дрейфовой скоростью ($\omega_m = 0$):
а — $\Theta_i = 0$, $\Theta = 3\pi/2$; *б* — $\Theta_i = \pi/4$, $\Theta = 7\pi/4$.

13.3. СПОСОБЫ ПОЛУЧЕНИЯ ПЕРЕМЕННОГО КОНВЕКЦИОННОГО ТОКА В ДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ

В предыдущем параграфе показана важная роль запаздывания инжекции носителей, пролетных эффектов и свойств полупроводника для получения отрицательного сопротивления. В данном параграфе проведем анализ полупроводниковых структур, в которых можно реализовать эти механизмы. Рассмотрим, прежде всего, структуры, в которых зарядовые неоднородности не нарастают при дрейфе, т. е. $\omega_m = 0$. Такой режим работы реализуется при напряженностях статического поля больших критической, т. е. $E_0 > E_s$.

Одним из способов получения запаздывания инжекции является использование барьерного контакта, для которого $E_m(0) \neq 0$. Таким свойством обладает барьер металл — полупроводник (барьер Шоттки), смещенный в обратном направлении. Его эквивалентная схема представляет собой параллельное соединение проводимости G_j и емкости C_j (рис. 13.1.3). Проводимость G_j определяет уровень инжекции носителей заряда в объем полупроводника. На рисунке 13.3.1 представлена эквивалентная схема соединения такого барьера с полупроводниковым объемом. Соотношение между плотностью инжектированного и полного токов запишется следующим образом:

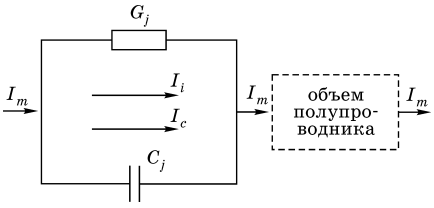


Рис. 13.3.1
Эквивалентная схема соединения барьерного контакта и полупроводника

$$\frac{J_i}{J_m} = \frac{G_j}{G_j + i\omega C_j} = \frac{G_j}{\sqrt{G_j^2 + \omega^2 C_j^2}} \exp\left(-i\,\mathrm{arctg}\,\frac{\omega C_j}{G_j}\right), \qquad (13.3.1)$$

где $G_i = \sigma_c$, $C_j = \varepsilon/L$ — удельные параметры барьера (для $S = 1$).

Сравнивая (13.3.1) и (13.2.14), запишем выражения для коэффициента инжекции M_i и фазы запаздывания инжекции Θ_i:

$$M_i = G_j \Big/ \sqrt{G_j^2 + \omega^2 C_j^2}\,; \qquad (13.3.2)$$

$$\Theta_i = \mathrm{arctg}(\omega C_j / G_j). \qquad (13.3.3)$$

Из (13.3.3) видно, что обратно смещенный барьер Шоттки обеспечивает максимальный угол запаздывания инжекции $\Theta_i = \pi/2$ при условии $\omega C_j \gg G_j$, но при этом $M_i \to 0$, т. е. амплитуда инжектированного тока мала. Увеличение коэффициента инжекции до максимального достигается при условии $G_j \gg \omega C_j$, тогда $M_i \to 1$ и $\Theta_i = 0$, что соответствует омическому контакту. Для получения барьерного контакта с существенным уровнем инжекции выберем компромиссный вариант: $\omega C_j = G_j$. Тогда $\Theta_i = \pi/4$, а $M_i = 0{,}707$.

Запаздывание инжекции можно осуществить и при омическом контакте. Для этого полупроводниковый образец выполняется из двух разнородных частей *1* и *2*, как это показано на рисунке 13.3.2. Первая область на своей правой границе обеспечивает необходимое запаздывание инжекции для области *2*.

Определение параметров этих областей, обеспечивающих запаздывание инжекции, а в конечном счете отрицательную реальную часть сопротивления, осуществим, используя выражение (13.2.16).

Для первой области с омическим контактом выражение примет вид

$$\mathrm{Re}\,Z_1 = \frac{M_1}{\omega C_1}\frac{\sin^2(\Theta/2)}{(\Theta/2)^2}, \qquad (13.3.4)$$

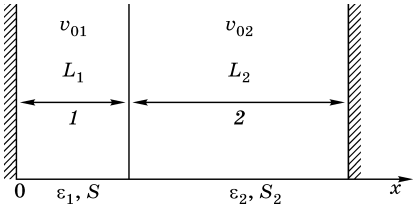


Рис. 13.3.2
Схема обеспечения запаздывания инжекции при контакте двух разнородных образцов

где $\Theta_1 = \omega L_1/v_{01}$ — угол пролета носителей в первой области; M_1 — коэффициент инжекции; $C_1 = \varepsilon_1 S_1/L_1$ — емкость первой области.

Для второй области

$$\mathrm{Re}\,Z_2 = \frac{M_2}{\omega C_2}\frac{\sin(\omega L_1/v_{01} + \Theta_2/2)\sin(\Theta_2/2)}{(\Theta_2/2)^2}, \qquad (13.3.5)$$

где $\Theta_2 = \omega L_2/v_{02}$ — угол пролета носителей во второй области; $C_2 = \varepsilon_2 S_2/L_2$ — емкость второй области.

Для рассматриваемой структуры на левой границе области *1* с омическим контактом $M_1 = 1$ и для области *2*, при условии $\omega_2 = 0$, коэффициент инжекции такой же, т. е. $M_2 = 1$. При угле пролета первой области $\Theta_1 = \pi/2$ суммарное сопротивление образца запишется в виде

$$R_e Z = R_e(Z_1 + Z_2) = \frac{2}{\pi\omega C_1}\left(1 + \frac{\pi}{2}\frac{C_1}{C_2}\frac{\sin\Theta_2}{\Theta_2}\right). \qquad (13.3.6)$$

При угле пролета второй области $\pi < \Theta_2 < 2\pi$ и $C_1 \gg C_2$ реальная часть сопротивления принимает отрицательные значения, т. е. структура, представленная на рисунке 13.3.2, обладает усилительными свойствами. Обеспечить условие $C_1 \gg C_2$ можно путем подбора материалов для первой и второй областей. В частности, если диэлектрическая проницаемость материала первой области ε_1 будет значительно больше диэлектрической постоянной материала второй области $\varepsilon_1 \gg \varepsilon_2$, то требуемое условие будет выполнено. Другой, более гипотетический путь — выбрать материалы с различной скоростью дрейфа: $v_{01} \ll v_{02}$. На практике обеспечить такое условие затруднительно, так как скорости насыщения материалов отличаются не более чем в 2,5 раза. Третий вариант, наиболее просто реализуемый, выполнить области разного поперечного сечения, причем $S_1 \gg S_2$. Усилительные свойства подобных гетероструктур проявляются при определенном выборе толщины материалов и рабочей частоты. Такого рода структуры получили название слоистых структур.

На рисунке 13.3.3 представлены возможные варианты структур, обеспечивающих отрицательное динамическое сопротивление. Структура, показанная на рисунке 13.3.3*а*, состоит из слоев с различным значением ε. На краях структуры омические контакты. Угол пролета в каждой области π радиан. Ниже показано распределение реальной компоненты поля $\mathrm{Re}\,\dot{E}_m(z)$. Структуры, пред-

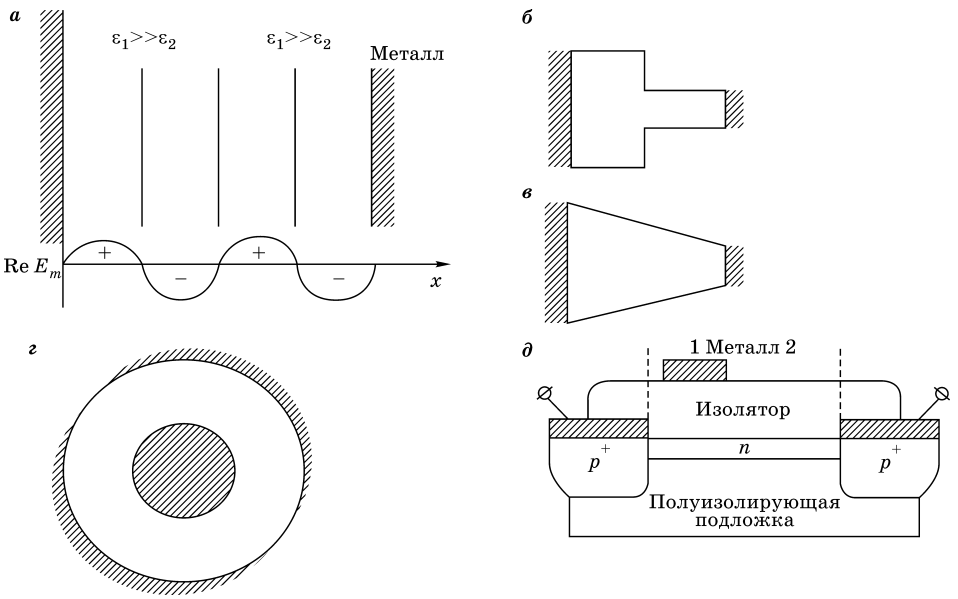


Рис. 13.3.3
Структуры, реализующие отрицательное динамическое сопротивление

ставленные на рисунке 13.3.3*б* и *в*, имеют изменяющееся по длине поперечное сечение S. Это изменение может быть скачкообразным (рис. 13.3.3*б*) или плавным (рис. 13.3.3*в*). Соединяя структуры рисунка 13.3.3*в* их боковыми поверхностями в пределе, получим цилиндрическую конструкцию (рис. 13.3.3*г*). Инжектирующей поверхностью (катодом) в этой конструкции выступает внешний цилиндр. На рисунке 13.3.3*д* представлена полупроводниковая структура планарного типа, где увеличение емкости в инжектирующей области прибора C_1 достигается введением дополнительного металлического электрода. На этот электрод не подается электрический потенциал, т. е. она является диодом. Если же на дополнительный электрод подать управляющий сигнал, то структура превращается в полевой транзистор.

Структура, изображенная на рисунке 13.3.3*а*, также относится к слоистой. На практике изготовить такую структуру практически невозможно. Найти материалы, согласованные по постоянной кристаллической решетки, но с разными значениями ε и v_0, практически невозможно. Однако слоистые структуры можно реализовать в *однородном* полупроводнике, но с *неоднородным* распределением статического поля E_0. При этом возникают области (слои) с разной величиной дифференциальной подвижности μ_d. Полученные ранее формулы для расчета динамического сопротивления пригодны и в этом случае. Такой подход практикуется при определении малосигнальных эквивалентных параметров полупроводниковых диодов. На рисунке 13.3.4 в качестве примера представлено распределение поля E_0 в некотором приборе. Для выделения слоев с разным значением μ_d в правой части рисунка представлена идеализированная поле-скоростная характеристика используемого материала. Проводя

линии постоянной напряженности поля E_{th} и E_s легко выделить слои *1*, *2* и *3*, для которых дифференциальная подвижность будет различаться: $\mu_{1d} > 0$, $\mu_{2d} < 0$ и $\mu_{3d} = 0$.

Для расчета эквивалентного сопротивления подобных структур, можно использовать выражение (13.2.8) для отдельных слоев, «сшивая» слои по коэффициенту M_i и углу запаздывания инжекции Θ_i, как это было сделано для структуры из двух слоев (см. формулу (13.3.6)). Другой пример использования такого подхода при расчете эквивалентного сопротивления реального прибора представлен в следующем параграфе.

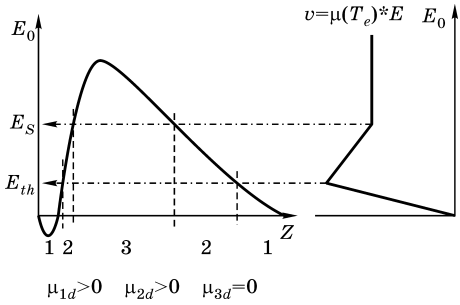


Рис. 13.3.4
Получение слоистой структуры из однородного материала с меняющейся напряженностью поля

13.4. ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫЕ ДИОДЫ

13.4.1. СТРУКТУРА И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ЛАВИННО-ПРОЛЕТНОГО ДИОДА

Рассмотрим принцип действия ЛПД на структуре, предложенной У. Ридом (рис. 13.4.1*а*). Она содержит p^+–n-переход, область собственной проводимости (i-область) и контактные высоколегированные области. Распределение статического поля в такой структуре при положительном потенциале U_0 на области n^+ показано на рисунке 13.4.1*б*. Характерной чертой этого распределения является локализация высокой напряженности поля в узкой области обратно смещенного p^+–n-перехода. На рисунке 13.4.1*б* показан вариант, когда внешнее напряжение обеспечивает полное обеднение n-области, а в i-области поле больше, чем поле насыщения E_s. При увеличении напряжения U_0 напряженность электрического поля в некоторой области l_a достигает критического (пробивного) значения $E_{\text{пр}}$, достаточного для возникновения лавинного пробоя. Эта область называется *зоной лавинного умножения*. Электроны, вышедшие из зоны лавинного умножения, дрейфуют под действием электрического поля в n- и i-областях, пока не достигнут анода. Длина области, где происходит дрейф с постоянной скоростью, называется *пространством дрейфа* и на рисунке 13.4.1*б* обозначена как l_d.

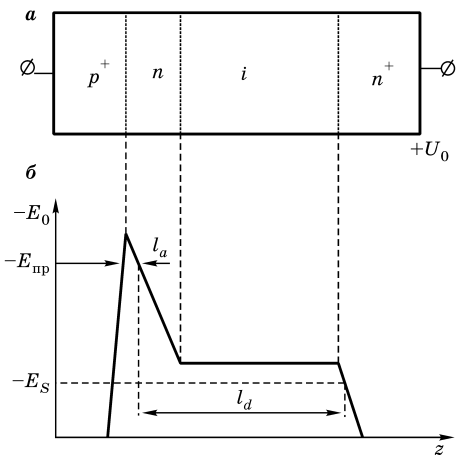


Рис. 13.4.1
Диод Рида:
а — структура прибора; *б* — распределение напряженности электрического поля.

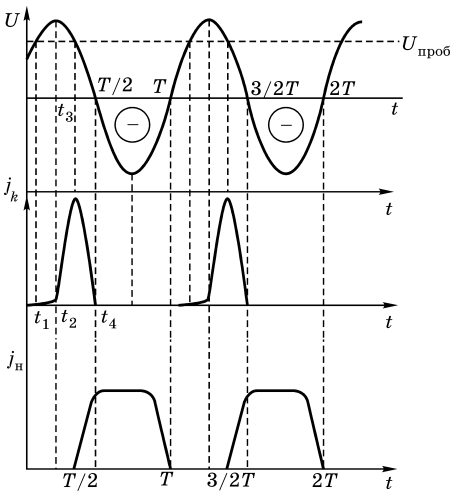


Рис. 13.4.2
Временные зависимости напряжения и токов в ЛПД

Рассмотрим явления в зоне лавинного умножения. Предположим, что на диод наряду с напряжением смещения U_0, действует гармоническое переменное напряжение, т. е. $u = U_0 + u_m \sin\omega t$, причем $u_m \ll U_0$. Предположим также, что постоянное смещение создает электрическое поле в зоне лавинного умножения, близкое к пробивному: $E_0 \approx E_{\text{пр}}$. Зависимость напряжения от времени изображена на рисунке 13.4.2. Начиная с момента времени $t = t_1$ напряженность поля в зоне лавинного умножения становится больше пробивной и ток через переход начинает расти. Скорость роста тока определяется разностью $E - E_{\text{пр}}$ и максимальна в момент времени $t \approx t_2$. Затем скорость роста тока уменьшается и становится равной нулю в момент времени $t \approx t_3$ (рис. 13.4.2). После этого суммарная напряженность поля становится меньше пробивной и конвекционный ток в зоне лавинного умножения начинает уменьшаться. В момент времени $t = t_4$ ток становится равным нулю. Таким образом, максимум конвекционного тока ансамбля электронов, выходящего из зоны лавинного умножения, отстает от максимума напряжения на угол порядка $\sim \pi/2$, т. е. зона лавинного умножения ведет себя как индуктивность. Другими словами, зона лавинного умножения обеспечивает запаздывание инжекции носителей заряда, необходимое для получения отрицательного динамического сопротивления. Этому факту соответствует и форма наведенного тока $j_{\text{н}}$ (рис. 13.4.2).

В зоне лавинного умножения генерируются как электроны, так и дырки. Дырки, двигаясь влево, рекомбинируют на катодном контакте и практически не наводят ток во внешней цепи. Электроны, двигаясь вправо, проходят через пространство дрейфа, взаимодействуя с переменным полем в этой области. Статическое поле в этой области больше E_s — поля насыщения, что соответствует нулевой максвелловской частоте релаксации. Ввиду того, что максимумы тока и напряженности поля в зоне лавинного умножения сдвинуты на угол $\sim \pi/2$ (рис. 13.4.2), центр сгустка электронов входит в пространство дрейфа в момент времени, когда высокочастотное поле меняется с ускоряющего на тормозящее. Если длину пространства дрейфа выбрать так, чтобы угол пролета электронов был равен π, сгусток в течение времени $t \approx T/2$ движется в тормозящей фазе переменного поля, передавая ему часть своей кинетической энергии. Поскольку в ускоряющий полупериод количество электронов, движущихся в пространстве дрейфа, меньше, чем в тормозящий, баланс энергии оказывается в пользу переменного электромагнитного поля, а значит, структура обладает отрицательным динамическим сопротивлением.

13.4.2. АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ В ЗОНЕ ЛАВИННОГО УМНОЖЕНИЯ. ЭКВИВАЛЕНТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

Общий подход к процессам токопереноса в ЛПД с использованием уравнений сохранения (см. п. 2.3) и уравнения Пуассона, слишком сложен для получения решения в общем виде. Введем ряд упрощающих предположений, которые дадут возможность получить аналитическое решение для зоны лавинного умножения. Рассмотрим зону лавинного умножения длиной l_a (рис. 13.4.3). Предположим, что $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$ (одномерная модель); диффузия и тепловая генерация-рекомбинация отсутствуют; $D_n = D_0 = 0$; $g_{\text{тепл}} = 0$ (это предположение оправданно ввиду наличия сильного электрического поля в зоне и большой скорости ударной ионизации); коэффициенты ударной ионизации для электронов и дырок равны: $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$; скорости электронов и дырок равны скорости насыщения, которые, в свою очередь, равны между собой; $v_n = v_{ns}$, $v_p = v_{ps}$ и $v_{ns} = v_{ps} = v_0$.

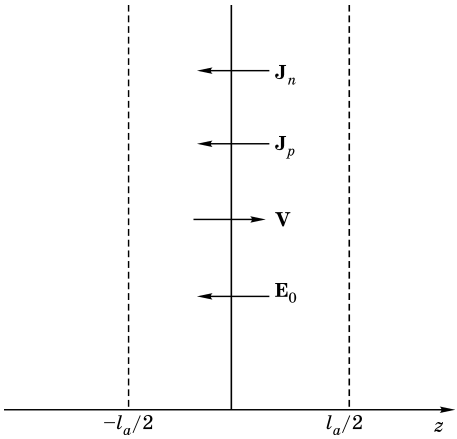


Рис. 13.4.3
Положительные направления токов, скорости и напряженности поля в зоне лавинного умножения

Выберем положительные направления плотностей токов, напряженности поля и скорости таким образом, чтобы $\mathbf{J}_n = -J_n\mathbf{e}_z$, $\mathbf{J}_p = -J_p\mathbf{e}_z$; $\mathbf{v} = v_0\mathbf{e}_z$; $\mathbf{E} = -E\mathbf{e}_z$, где $\mathbf{e}_z$ — орт оси z (рис. 13.4.3).

При этих предположениях уравнение непрерывности (2.2.6) и уравнение Пуассона (2.2.4) приводятся к следующему виду:

$$\frac{1}{v_0}\frac{\partial J_n}{\partial t} + \frac{\partial J_n}{\partial z} = \alpha(J_n + J_p); \tag{13.4.1}$$

$$\frac{1}{v_0}\frac{\partial J_p}{\partial t} + \frac{\partial J_p}{\partial z} = \alpha(J_n + J_p); \tag{13.4.2}$$

$$\varepsilon v_0 \frac{\partial E}{\partial z} = J_n - J_p. \tag{13.4.3}$$

Обозначим

$$J_n + J_p = J; \quad J_n - J_p = K. \tag{13.4.4}$$

Складывая и вычитая уравнения (13.4.1) и (13.4.2), получим:

$$1/v_0 \frac{\partial J}{\partial t} + \frac{\partial K}{\partial z} = 2\alpha J; \tag{13.4.5}$$

$$1/v_0 \frac{\partial K}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial z} = 0; \tag{13.4.6}$$

$$\varepsilon v_0 \frac{\partial E}{\partial z} = K. \tag{13.4.7}$$

Ток, выходящий из левой границы зоны лавинного умножения, является чисто дырочным, а выходящий из правой границы — чисто электронным, поэтому граничные условия для полученной системы уравнений имеют вид

$$J = J_p;\ \ K = -J;\ \ x = -l_a/2;\ \ J = J_n;\ \ K = J;\ \ x = -l_a/2. \qquad (13.4.8)$$

Введем приближение малого сигнала, т. е. предположим, что все искомые величины можно представить в виде суммы постоянной и переменной составляющих:

$$J = J_0 + \tilde{J};\ \ K = K_0 + \tilde{K};\ \ E = E_0 + \tilde{E}, \qquad (13.4.9)$$

причем переменные составляющие по величине много меньше постоянных:

$$\tilde{J} \ll J_0;\ \ \tilde{K} \ll K_0;\ \ \tilde{E} \ll E_0.$$

Такое приближение дает возможность представить коэффициент ионизации $\alpha(E)$ в виде разложения в ряд Тейлора в окрестности E_0, ограничившись двумя первыми членами разложения:

$$\alpha(E) = \alpha(E_0) + (\partial\alpha/\partial E)\tilde{E} + 0{,}5(\partial^2\alpha/\partial E^2)\tilde{E}^2 + \ldots \approx \alpha_0 + \alpha_0'\tilde{E}, \qquad (13.4.10)$$

где $\alpha_0 = \alpha(E_0)$; $\alpha_0' = (\partial\alpha/\partial E)_{E_0}$.

Уравнения (13.4.5)–(13.4.7) должны, очевидно, выполняться раздельно для постоянных и переменных составляющих. Подставив (13.4.10) в (13.4.5), получим две системы уравнений: для постоянных составляющих:

$$\partial K_0/\partial z = 2\alpha_0 J_0; \qquad (13.4.11)$$

$$\partial J_0/\partial z = 0; \qquad (13.4.12)$$

$$\varepsilon v_0 \frac{\partial E_0}{\partial z} = K_0,$$

и для переменных составляющих:

$$1/v_0 \frac{\partial \tilde{J}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{K}}{\partial z} = 2\alpha_0\tilde{J} + 2\alpha_0'\tilde{E}J_0; \qquad (13.4.13)$$

$$1/v_0 \frac{\partial \tilde{K}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{J}}{\partial z} = 0; \qquad (13.4.14)$$

$$\varepsilon v_0 \frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} = \tilde{K}. \qquad (13.4.15)$$

Проинтегрировав уравнение (13.4.11) в пределах от $-l_a/2$ до $l_a/2$ с учетом (13.4.12), получим

$$2J_0 = 2J_0 \int_{-l_a/2}^{l_a/2} \alpha_0 dz$$

или

$$\int_{-l_a/2}^{l_a/2} \alpha_0 dz = 1. \qquad (13.4.16)$$

Таким образом, установившийся режим возможен только в том случае, когда точно выполняется условие лавинного пробоя:

$$\int_{-l_a/2}^{l_a/2} \alpha_0 dz = 1.$$

Плотность полного тока складывается из плотности конвекционного тока J и плотности тока смещения $J_c = -\varepsilon \partial \tilde{E}/\partial t$. По закону полного тока

$$\frac{\partial \tilde{J}_m}{\partial z} = \frac{\partial \tilde{J}}{\partial z} - \varepsilon \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial z \partial t} = \frac{\partial \tilde{J}}{\partial z} - \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = 0.$$

Если пространственный заряд $\tilde{\rho}$ не учитывать, легко получить $\partial \tilde{J}/\partial z$. Такое приближение позволяет проинтегрировать по координате уравнение (13.4.13):

$$\frac{l_a}{v_0}\frac{\partial \tilde{J}}{\partial t} + 2\tilde{J} = 2\tilde{J}\int_{-l_a/2}^{l_a/2} \alpha_0 dz + 2J_0 \int_{-l_a/2}^{l_a/2} \alpha'_{0e}\tilde{E} dz. \qquad (13.4.17)$$

Обозначим

$$\int_{-l_a/2}^{l_a/2} \alpha'_0 \tilde{E} dz = \alpha'_{0e}\int_{-l_a/2}^{l_a/2} \tilde{E} dz = \alpha'_{0e}\tilde{u}_a, \qquad (13.4.18)$$

где α'_{0e} — аффективная величина производной коэффициента ионизации, полученная усреднением по зоне лавинного умножения; $\tilde{u}_a$ — переменное напряжение на зоне лавинного умножения. Подставив (13.4.16) и (13.4.18) в (13.4.17) и умножив обе части этого уравнения на площадь поперечного сечения зоны лавинного умножения, получим

$$\frac{\partial \tilde{I}}{\partial t} = \frac{2I_0 \alpha'_{0e}}{\tau_a}\tilde{u}_a, \qquad (13.4.19)$$

где $\tau_a = l_a/v_0$ — время пролета носителей через зону лавинного умножения.

Как известно, связь между током и напряжением на индуктивности L определяется выражением $u = L(\partial I/\partial t)$. Сравнивая это выражение с (13.4.19), видим, что зоне лавинного умножения можно приписать эквивалентную индуктивность:

$$L_a = \frac{\tau_a}{2I_0 \alpha'_{0e}}. \qquad (13.4.20)$$

Рассмотрим качественно влияние пространственного заряда на процессы в зоне лавинного умножения. Предположим, что в начальный момент времени распределение поля и концентраций носителей в зоне равномерно. Пусть далее в некоторый момент времени электрическое поле в тонком слое внутри зоны увеличилось (например, за счет флуктуаций). Увеличение поля вызовет увеличение скорости генерации, что создаст избыточную концентрацию дырок и электронов в слое (рис. 13.4.4*а*). Под действием электрического поля дырки двигаются влево, а электроны вправо, и распределение концентраций носителей приобретет вид, показанный на рисунке 13.4.4*б*. Между избыточными зарядами

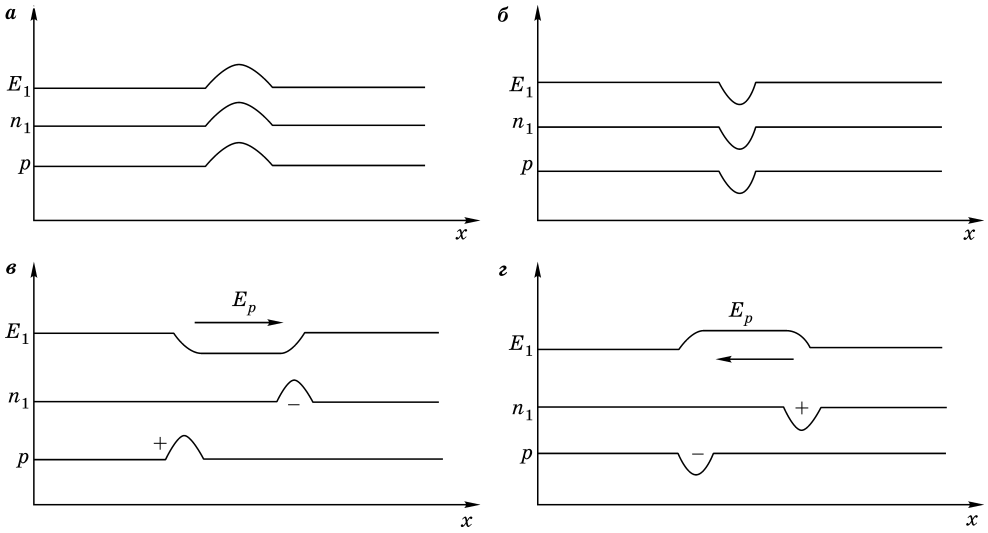


Рис. 13.4.4
Колебания концентрации носителей заряда и напряженности поля в зоне лавинного умножения

возникает электрическое поле, направленное навстречу внешнему полю, что приводит к ослаблению электрического поля и уменьшению скорости генерации (рис. 13.4.4*в*). За счет дрейфа носителей области с недостаточной концентрацией дырок и электронов перемещаются в зоне лавинного умножения (рис. 13.4.4*г*). Между ними возникает электрическое поле, направленное в ту же сторону, как и внешнее поле, что приводит к увеличению поля и скорости генерации и т. д. В зоне лавинного умножения, таким образом, возникают автоколебания.

Количественный анализ, основанный на отказе от предположения о независимости конвекционного тока от координаты, приводит к следующему выражению для полной проводимости зоны лавинного умножения:

$$Y_a = i\omega C_a + (i\omega L_a - R_a)^{-1}, \qquad (13.4.21)$$

где $C_a = \varepsilon S / l_a$ — емкость зоны лавинного умножения с площадью поперечного сечения s; $L_a = \tau_a (3 I_0 \alpha'_{0e})^{-1}$ — индуктивность зоны лавинного умножения; $R_a = 5 (I_0 \alpha'_{0e})^{-1}$ — активное сопротивление зоны.

Таким образом, зону лавинного умножения можно представить в виде колебательного контура, индуктивность которого в полтора раза меньше вычисленной по формуле (13.4.20), полученной по приближенной теории. При некоторых соотношениях величин знак активной составляющей проводимости может быть отрицателен. Таким образом, зона лавинного умножения может служить источником микроволновой энергии. Это возможно на частотах, близких к лавинной частоте $\omega_a = (L_a C_a)^{-1/2} = (3 J_0 U_0 \alpha'_{0e} / \varepsilon)^{1/2}$. Эта частота не зависит от ширины зоны лавинного умножения. Она увеличивается при увеличении плотности тока в образце J_0 и α'_{0e}. Обе эти величины, в свою очередь, зависят от напряжения смещения, что позволяет осуществлять электрическую

перестройку лавинной частоты в широких пределах. Однако для получения частоты ω_a, лежащей в микроволновом диапазоне, требуются очень большие значения плотности тока в диоде (порядка 10^3 А/см^2). Такие условия можно создать, например, в p–i–n-диоде при достаточно больших обратных напряжениях. В узкой зоне лавинного умножения, как, например, в диодах Рида, колебательные свойства лавины практически не проявляются. Диоды, в которых используются колебания в зоне лавинного умножения для генерации или усиления микроволновых колебаний, называются диодами Мисавы, по имени японского ученого, впервые предсказавшего существование таких колебаний и обнаружившего их экспериментально.

13.4.3. МАЛОСИГНАЛЬНЫЙ ИМПЕДАНС ЛПД

Полное сопротивление диода складывается из трех компонент: сопротивления зоны лавинного умножения Z_a, сопротивления пространства дрейфа Z_d, а также паразитного сопротивления контактов R_s, т. е.

$$Z = Z_a + Z_d + R_s. \tag{13.4.22}$$

Сопротивление Z_a в линейном приближении обусловлено индуктивностью лавины L_a, а также емкостью зоны лавинного умножения C_a. Согласно (13.4.21), при $R_a = 0$

$$Z_a = \frac{1}{i\omega C_a + (i\omega L_a)^{-1}} = \frac{i\omega L_a}{1-(\omega/\omega_a)^2}.$$

Представление зоны лавинного умножения в виде параллельного соединения емкости C_a и индуктивности L_a позволяет также рассчитать соотношение между инжектированным током I_i (ток через L_a) и полным током I_m (ток через L_a и C_a):

$$\frac{I_i}{I_m} = \frac{(i\omega L_a)^{-1}}{[i\omega C_a + (i\omega L_a)^{-1}]} = \frac{1}{1-(\omega/\omega_a)^2}.$$

Подставляя это выражение в (13.2.16) и используя (13.4.22), получим

$$Z = R_s + \frac{l_d^2}{v_0 \varepsilon S\left(1-\omega^2/\omega_a^2\right)} \frac{1-\cos\Theta}{\Theta^2} + \frac{1}{i\omega C_d}\left[1 - \frac{\sin\Theta}{\Theta} + \frac{(\sin\Theta)/\Theta + l_a/l_d}{1-\omega^2/\omega_a^2}\right],$$

где Θ — угол пролета в пространстве дрейфа; $C_d = \varepsilon S/l_d$ — его емкость. Из полученного выражения видно, что активное сопротивление диода может быть отрицательным при $\omega_a > \omega$ и правильном выборе угла пролета Θ. На рисунке 13.4.5 представлена зависимость активной и реактивной компонент сопротивления диода, нормализованных

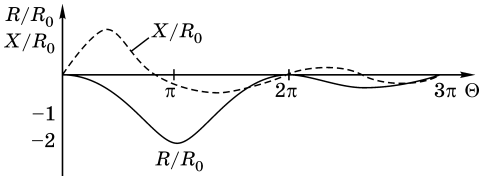


Рис. 13.4.5
Зависимости полного сопротивления диода Рида от угла пролета в пространстве дрейфа

к величине сопротивления R_0: $R_0 = \frac{l_a}{l_d}(I_0\alpha'_{0e})^{-1}$. Максимальное по модулю отрицательное сопротивление наблюдается при $\Theta = \pi$. Оно пропорционально постоянной составляющей тока диода I_0 и производной коэффициента ионизации по напряженности электрического поля α'_{0e}.

13.4.4. НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ ЛАВИННО-ПРОЛЕТНОГО ДИОДА

Анализ, сделанный ранее в п. 13.4.2, не учитывал влияния объемного заряда сгустков, выходящих из зоны лавинного умножения. Это влияние, между тем, существенно при больших амплитудах напряжения и тока в диоде. Рассмотрим изменения электрического поля за счет сгустка электронов ρ, выходящего из зоны лавинного умножения (рис. 13.4.6). Поле сгустка суммируется с внешним полем справа от него и вычитается слева от сгустка, в результате напряженность поля в зоне лавинного умножения $|\mathbf{E}_{лев}|$ уменьшается, что приводит к преждевременному прекращению роста тока (рис. 13.4.6). Сдвиг по фазе между током инжекции и полным током на входе в пространство дрейфа становится меньше π на некоторый угол φ, что приводит к уменьшению отрицательной проводимости диода. Справа от сгустка поле объемного заряда $|\mathbf{E}_{пр}|$ растет по мере приближения сгустка к аноду. При больших амплитудах тока, в момент подхода сгустка к аноду, поле вблизи него может стать больше пробивного и произойдет ударная ионизация. Возникшие дырки двигаются к катоду в ускоряющем ВЧ поле, забирая от него энергию, что приводит к уменьшению отрицательной проводимости диода. Этот нежелательный эффект заставляет снижать амплитуду напряжения и тока на диоде, т. е. его выходную мощность и КПД. Основную трудность при анализе работы ЛПД в режиме большого сигнала представляет решение нелинейных уравнений (13.4.5)–(13.4.7), описывающих процессы в зоне лавинного умножения. Строгое решение этих уравнений возможно только численными методами. Результатом решения становятся зависимость форма конвекционного тока на выходе из зоны лавинного умножения от параметров зоны и амплитуды напряжения на ней.

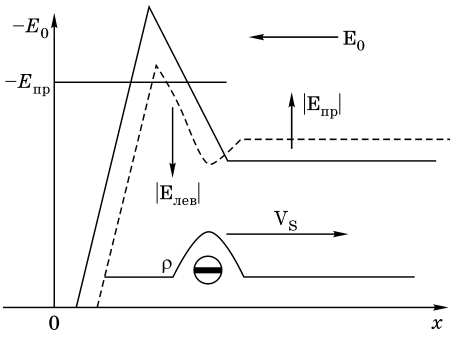


Рис. 13.4.6
Влияние пространственного заряда на форму поля в зоне лавинного умножения:
——— — без учета объемного заряда;
- - - - - — с учетом объемного заряда.

Рассмотрим ряд аппроксимаций, которые позволят получить аналитическое решение, качественно согласующееся с результатами более точных расчетов. Проинтегрировав уравнение (13.4.5) в предположении о независимости плотности тока J от координаты, с учетом граничных условий (13.4.8) получим

$$\frac{\tau_a}{2}\frac{d}{dt}(\ln J) = \int_{-a/2}^{a/2} \alpha dz - 1. \qquad (13.4.23)$$

Зависимость коэффициента ионизации от напряженности электрического поля выражается формулой

$$\alpha = A\exp[-(b/E_{\text{пр}})]^m,$$

где A, b, m — параметры, определяемые материалом полупроводника и типом носителей. Аппроксимируем эту зависимость α от E вблизи точки $\alpha_0 = \alpha(E_0)$, используя степенную функцию

$$\alpha = \alpha_0(E/E_0)^n.$$

Значение показателя степени n для кремния равно шести.

В резком p^+–n-переходе поле линейно меняется от максимального значения E_a при $z = -l_a/2$ до минимального E_d при $z = l_a/2$ (объемный заряд не учитывается). Очевидно,

$$\partial E/\partial z = -(E_a - E_d)/l_a.$$

Используя это выражение, найдем выражение для интеграла $\int_{-l_a/2}^{l_a/2} \alpha dz$ с учетом условия $E_d \ll E_a$:

$$\int_{-l_a/2}^{l_a/2} \alpha dz = \int_{E_a}^{E_d} \alpha \frac{dz}{dE} dE = \frac{\alpha_0 l_a}{E_a - E_d}\left[\left(\frac{E_a}{E_0}\right)^{n+1} - \left(\frac{E_d}{E_0}\right)^{n+1}\right] \approx \left(\frac{E_a}{E_{a0}}\right)^{n+1}. \qquad (13.4.24)$$

Значение E_{a0} связано с величиной E_0, которая заранее не известна. Учитывая, однако, условия пробоя (13.4.16), можно заметить, что E_{a0} есть максимальное поле в зоне лавинного умножения в условиях стационарного пробоя. Используя (13.4.24), перепишем уравнение (13.4.23):

$$d(\ln J)/dt = 2[(E_a/E_{a0})^{n+1} - 1]/\tau_a, \qquad (13.4.25)$$

где $\tau_a = l_a/v_0$ — время пролета в зоне лавинного умножения. Напряженность поля в зоне лавинного умножения можно представить в виде суммы трех составляющих:

$$E_a = E_{a0} - E_c + E_m \sin\omega t. \qquad (13.4.26)$$

Первая составляющая есть поле, возникающее под действием постоянного напряжения, приложенного к диоду. Третья составляющая — поле, возникающее под действием переменного напряжения на диоде. Поле E_c обусловлено напряжением, возникающим за счет протекания выпрямленного тока через диод.

Подставив (13.4.26) в (13.4.25), разложив получившиеся выражения по формуле бинома Ньютона и отбросив члены третьего и более высоких порядков малости, получим

$$\frac{\partial}{\partial t}(\ln J) = \frac{2(n+1)}{\tau_a}\left[-\frac{E_c}{E_{a0}} + \frac{E_m}{E_{a0}}\sin\omega t + \frac{\pi}{2}\left(\frac{E_m}{E_{a0}}\right)^2 \sin^2\omega t\right].$$

Здесь дополнительно использовано предположение $E_c \ll E_a$. Для того чтобы логарифм тока не нарастал во времени линейно, первый член и постоянная составляющая третьего члена в правой части равенства должны взаимно уничтожаться, т. е.

$$\frac{E_c}{E_{a0}} = \frac{\pi}{4}\left(\frac{E_m}{E_{a0}}\right)^2.$$

Учитывая это равенство и пренебрегая членами, содержащими вторую и высшие гармоники напряжения, получим

$$\frac{\partial}{\partial t}(\ln J) = \frac{2(n+1)}{\tau_a}\frac{E_m}{E_{a0}}\sin\omega t,$$

откуда

$$J(t) = J_m \exp(-X\cos\omega t), \qquad (13.4.27)$$

где $X = \dfrac{2(n+1)}{\Theta_a} E_m / E_{a0}$ — безразмерная амплитуда напряженности поля в зоне лавинного умножения; J_m — постоянная интегрирования, определяемая ниже. Воспользовавшись известным соотношением для модифицированных функций Бесселя, перепишем выражение (13.4.27) в виде

$$J(t) = J_m\left[I_0(X) + 2\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k I_k(X)\cos(k\omega t)\right].$$

Из этого выражения следует, что постоянная составляющая плотности тока $J_0 = J_m I_0(X)$. Таким образом,

$$J(t) = J_0\left[1 + \frac{2}{I_0(X)}\sum_{K=1}^{\infty}(-1)^K I_K(X)\cos(k\omega t)\right]. \qquad (13.4.28)$$

Формулы (13.4.27) и (13.4.28) определяют форму и спектральный состав сгустка, выходящего из зоны лавинного умножения. Форма сгустка для разных значений X показана на рисунке 13.4.7.

Видно, что по мере увеличения амплитуды напряженности электрического поля сгусток сжимается и его форма в пределе стремится к δ-функции. В соответствии с (13.4.27) первую гармонику плотности конвекционного тока, входящего в пространство дрейфа, можно записать в виде

$$J_1 = 2J_0\frac{I_1(X)}{I_0(X)}\cos\omega t.$$

На самом деле максимальное значение тока достигается не в момент времени $\omega t = \pi$, как следует из написанного выражения, а в более ранний момент времени. Действительно, из уравнения (13.4.25) следует, что максимум тока достигается при $E_a = E_{a0}$, т. е. в момент времени, когда $E_m \sin\omega t_1 = E_c$. Таким

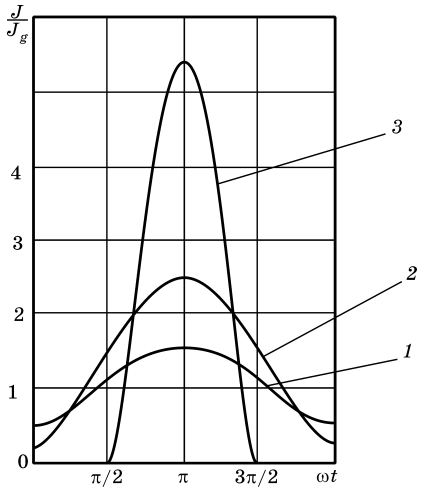


Рис. 13.4.7
Форма сгустка электронов, выходящих из зоны лавинного умножения:
$1 - X = 0{,}5$; $2 - X = 1{,}5$; $1 - X = 5$.

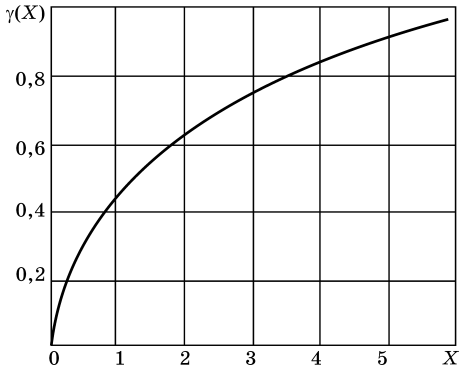


Рис. 13.4.8
График зависимости $\gamma(X)$

образом, $\omega t_1 = \pi - \delta$, где $\delta = \arcsin\left(\dfrac{\pi}{4}\dfrac{E_m}{E_{a0}}\right)$. Следовательно, выражение для амплитуды первой гармоники плотности лавинного тока необходимо записать в виде

$$J_1 = -2J_0\gamma(X)\exp(i\delta),$$

где $\gamma(X) = I_1(X)/I_0(X)$ — отношение модифицированных функций Бесселя первого рода первого и нулевого порядков (рис. 13.4.8). Помножив J_1 на площадь диода и подставив результат в выражение (13.2.22), получим амплитуду первой гармоники наведенного тока:

$$I_{н1} = -2I_0M_d\gamma(X)\exp(i\delta)\exp(-i\Theta/2),$$

где $M_d = \sin(\Theta/2)/(\Theta/2)$ — коэффициент взаимодействия в пространстве дрейфа; I_0 — постоянная составляющая тока черев диод. Для определения отдаваемой диодом мощности $P = 1/2\,\mathrm{Re}\left(U_m \overset{*}{I}_m\right)$ необходимо учесть, что поскольку при выводе уравнения (13.4.21) напряженность поля (а следовательно, и напряжение) полагалась синусоидальной функцией времени, в то время как гармоники тока имеют косинусоидальную зависимость от времени, в выражение для тока необходимо ввести дополнительный фазовый сдвиг на угол $\pi/2$. Таким образом,

$$P = -U_mI_0M\gamma(X)\cos(-\delta + \Theta/2 - \pi/2).$$

Из полученного выражения видно, что оптимальный угол пролета в пространстве дрейфа $\Theta_{opt} = \pi + 2\delta$ зависит от амплитуды напряжения на диоде. При увеличении амплитуды оптимальный угол пролета растет, что приводит к умень-

шению коэффициента взаимодействия. Считая угол пролета в пространстве дрейфа равным π, что является оптимальным для малых амплитуд напряжения на диоде, получим

$$P = -0{,}64 U_m I_0 \gamma(X)\cos\delta.$$

Отрицательный знак мощности свидетельствует о том, что диод отдает высокочастотную электромагнитную энергию в нагрузку. Коэффициент полезного действия прибора:

$$\eta = \frac{|P|}{U_0 I_0} = 0{,}64 \frac{U_m}{U_0}\gamma(X)\cos\delta. \qquad (13.4.29)$$

Так как отношение $E_m/E_{a0} = U_m/U_0$, КПД прибора определяется, очевидно, отношением амплитуды напряжения на диоде к постоянному напряжению смещения. КПД увеличивается также при уменьшении угла пролета в зоне лавинного умножения. Зависимость КПД, рассчитанного по формуле (13.4.29), от отношения U_m/U_0 при разных углах пролета Θ_a показана на рисунке 13.4.9. Видно, что чем меньше Θ_a, тем больше максимальный КПД прибора и тем меньше отношение U_m/U_0, при котором он достигается. Максимальный КПД диода можно оценить, предположив, что в этом случае $X \gg 1$ и форма сгустка конвекционного тока близка к δ-функции. Такие сгустки прохода в пространстве дрейфа создают наведенный ток в форме меандра с равной длительностью импульса и паузы (при угле пролета $\Theta = \pi$). Для такой формы тока отношение амплитуды первой гармоники к постоянной составляющей $I_{m1}/I_0 = 4/\pi$. Если положить $\delta = 0$, сдвиг наведенного тока относительно напряжения составит 180°. Тогда

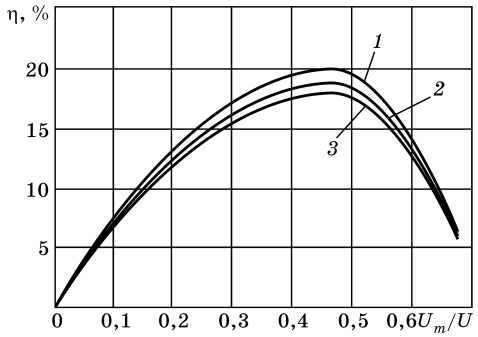


Рис. 13.4.9
Зависимость КПД лавинно-пролетного диода от амплитуды напряжения:
1 — $\Theta_a = 0{,}1$; *2* — $\Theta_a = 0{,}5$; *3* — $\Theta_a = 0{,}9$.

$$P = \frac{1}{2} U_m \overset{*}{I}_m = -\frac{2}{\pi} U_m I_0,$$

откуда

$$\eta = \frac{2}{\pi}\frac{U_m}{U_0}.$$

Максимальное значение отношения U_m/U_0 ограничено с одной стороны возможностью ударной ионизации в пространстве дрейфа, а с другой, снижением поля, обусловливающим уменьшение скорости дрейфа носителей ниже скорости насыщения. Таким образом, имеем два условия:

$$E_0 + E_{dm} \le E_{\text{пр}}; \quad E_0 - E_{dm} \ge E_s.$$

Для кремниевого диода $E_{\text{пр}} \approx 200$ кВ/см, $E_s \approx 10$ кВ/см, максимальное отношение E_{dm}/E_0 может быть близко к единице и тогда $\eta_{\max} \approx 2/\pi = 0{,}64$, что значи-

тельно превышает результаты, полученные с помощью формулы (13.4.29), так как в этом случае не учитывается возникающий при больших значениях U_m/U_0 сдвиг по фазе между током и напряжением. Кроме того, вследствие влияния пространственного заряда отношение U_m/U_0 обычно не превосходит 0,5...0,7, что дает значения $\eta_{max} \approx 30–35\%$. На практике максимальный КПД генераторов и усилителей на ЛПД не превышает 15–20%.

13.4.5. РЕЖИМ РАБОТЫ ЛЦД С ЗАХВАТОМ ПЛАЗМЫ (TRAPATT)

Выше рассматривался режим работы ЛПД, в котором отсутствует ударная ионизация в пространстве дрейфа. Такой режим получил название *пролетного*, или *IMPATT-режима* (по первым буквам английских слов IMPact Avalanche Transit Time). В 1964 г. открыт другой режим работы ЛПД, характеризующийся существенно более высоким КПД, который получил название *режим с захватом плазмы*, или TRAPATT (TRApped Plasma Avalanche Transit Time). Для этого режима работы характерна несинусоидальная форма напряжения на диоде в виде последовательности коротких импульсов, как это показано на рисунке 13.4.10. Под действием этих импульсов из зоны лавинного умножения выходят плотные сгустки электронов. Поле уменьшается между сгустком и катодом и увеличивается в области между сгустком и андом до значений, бóльших пробивного. Возникает ударная ионизация в области максимального поля вблизи сгустка, что ведет к дальнейшему увеличению поля справа от этой области и т. д. Это приводит к возникновению волны ударной ионизации, которая с большой скоростью пробегает пространство дрейфа, оставляя позади себя электронно-дырочную плазму высокой концентрации. Такая плазма обладает очень высокой проводимостью, что обусловливает резкое снижение напряжения на диоде после пробега волны. Напряжение остается низким, а ток большим в течение всего времени рассасывания плазмы, которое определяется в основном внешней цепью. После рассасывания плазмы ток резко уменьшается, сопротивление диода восстанавливается, а напряжение на нем резко возрастает, приводя к пробегу новой волны ударной ионизации. Идеализированные формы напряжения и тока через диод показаны на рисунке 13.4.10.

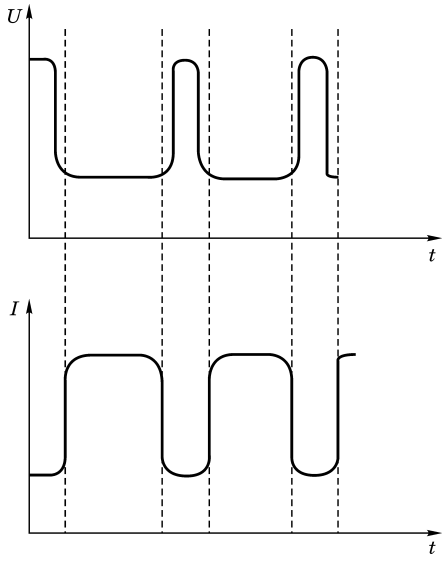


Рис. 13.4.10
Идеализированные формы напряжения на ЛПД и тока через него в режиме TRAPATT

Поскольку при большом напряжении через диод течет очень слабый ток, а при малом напряжении — большой, КПД прибора может быть очень велик. Такой режим называется TRAPATT, или *ключевым режимом*.

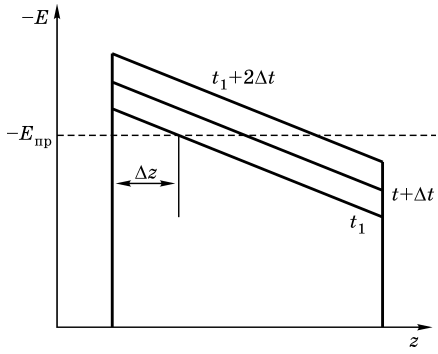


Рис. 13.4.11
К расчету плотности тока в ЛПД в режиме TRAPATT

Процесс распространения волны ударной ионизации можно качественно проанализировать на следующем примере. Рассмотрим структуру $p^+–p^–n–n^+$, находящуюся под обратным напряжением. Если n-область полностью обеднена электронами, то в структуре наблюдается близкое к треугольному распределение электрического поля (рис. 13.4.11).

Воздействуем на структуру скачком тока I_0 ($I = 0$, $t < 0$; $I = I_0$, $t \geq 0$). Поскольку в $p^–$-области нет носителей тока, там протекает ток смещения $I_c = \varepsilon S \partial E/\partial t$, т. е. напряженность поля со временем увеличивается. Если в момент времени $t = 0$ зависимость поля описывалась выражением $E(z, 0) = E_m - qN_d z/\varepsilon$, то в произвольный момент времени t эта зависимость примет вид

$$E(z, t) = E_m - qN_d z/\varepsilon + I_c t/(\varepsilon S).$$

Из этого выражения следует, что точка, в которой $E = E_m = E_{\text{пр}}$, перемещается вдоль оси z со скоростью $v_a = \partial z/\partial t = I_c N_d/(qS)$. При большой плотности тока, v_a оказывается значительно (в 10 раз и более) больше скорости насыщения v_s. Для того чтобы после прохождения волны ударной ионизации поле в диоде упало от значения, превышающего пробивную напряженность $E_{\text{пр}}$, до очень малого значения, по-видимому требуется, чтобы созданный заряд $Q = \varepsilon E_{\text{пр}} S$ рассасывался в течение примерно половины периода колебаний T, создавая ток I_0, во внешней цепи. Таким образом, $I_0 T/2 = Q$, что определяет необходимую плотность тока через диод: $J_0 \geq 2\varepsilon E_{\text{пр}} f$, где f — частота генерации. Подставив в это выражение значения ε и $E_{\text{пр}}$ для кремния ($\varepsilon = 11{,}7\varepsilon_0$, $E_{\text{пр}} \approx 2 \cdot 10^5$ В/см), получим $J_0 \geq \geq 10^{-6} f$, что для частоты 1 ГГц дает максимальную плотность тока 1000 А/см^2. Быстрый рост плотности тока через диод с увеличением частоты ограничивает использование режима TRAPATT на частотах больше 10…20 ГГц.

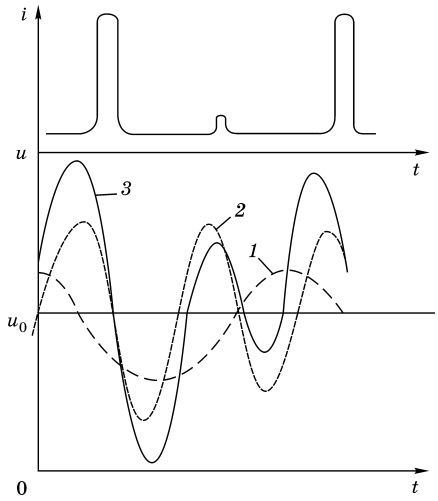


Рис. 13.4.12
Формы напряжения и тока ЛПД в режиме TRAPATT:

1 — первая гармоника напряжения; *2* — вторая гармоника; *3* — результирующее напряжение.

Показанная на рисунке 13.4.10 форма напряжения на диоде является идеализированной. В действительности несинусоидальную форму напряжения получают, создавая нагрузку для диода на нескольких гармониках пролетной частоты. Так, если взять первую и вторую гармоники,

а также постоянное смещение, можно получить форму напряжения, показанную на рисунке 13.4.12. Отметим, что амплитуда второй гармоники в данном случае превышает амплитуду первой, для чего необходимо соответствующим образом конструировать колебательную систему.

В момент прохождения большого пика напряжения через образец проходит волна ударной ионизации, вызывающая импульс тока, длительность которого может быть существенно больше времени пролета. В момент прохождения малого импульса напряжения, если его амплитуда достаточно велика, возможно (хотя и не обязательно) прохождение импульса тока за счет работы диода в обычном пролетном режиме. Длительность тока, наведенного этим импульсом, определяется временем пролета. Обычно частоту второй гармоники выбирают равной пролетной частоте. Тогда диод вначале начинает работать в пролетном режиме на удвоенной частоте, но после того как амплитуда второй гармоники достигает определенной величины, переходит в режим с захватом плазмы. Количественный анализ режима TRAPATT, ввиду его существенной нелинейности, возможен только с помощью компьютеров.

13.4.6. СТРУКТУРЫ И КОНСТРУКЦИИ ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДОВ

Структура ЛПД, предложенная Ридом, которая, в основном, рассматривалась в предыдущих параграфах, не является единственно возможной. Преимуществом ее является узкая зона лавинного умножения, что повышает эффективность прибора. В то же время отрицательное сопротивление у этой структуры наблюдается только в узкой области вблизи пролетной частоты $f_{\text{пр}} = v_0/t$. Поэтому наряду со структурой Рида широко применяются и структуры типа $p^-–n–n^+$, распределение поля в которых показано на рисунке 13.4.11. Зона лавинного умножения в такой структуре (при работе в режиме TRAPATT) шире, чем у структуры Рида, что приводит к разбросу времени выхода электронов из зоны лавинного умножения.

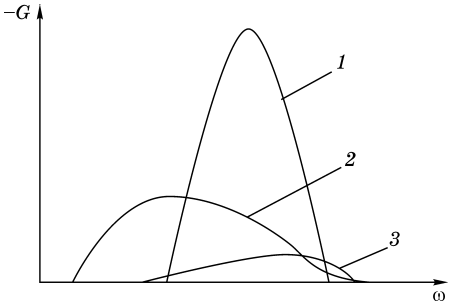


Рис. 13.4.13
Зависимость проводимости от частоты для разных структур:
1 — $p^-–p–i–n^+$; *2* — $p^-–n–n^+$; *3* — $p^-–i–n^+$.

Соответственно максимум на кривой зависимости отрицательного сопротивления от угла пролета размывается, и диод становится способным работать в широком диапазоне частот, хотя и с меньшей эффективностью. Зависимость активной проводимости ЛПД с различными структурами от частоты показана на рисунке 13.4.13.

Время пролета и ток для этих структур одинаковы. В последнее время получили распространение двухпролетные структуры типа $p^-–p–n–n^+$ (рис. 13.4.14*а*), в которых используются как электроны, так и дырки. Такую структуру можно представить как последовательное соединение двух диодов с общей зоной лавинного умножения, что позволяет в два раза увеличить отдаваемую мощность

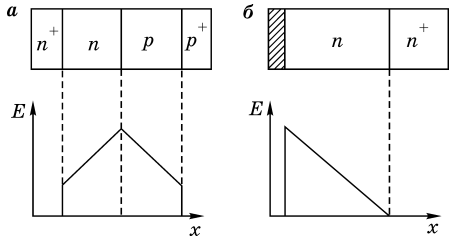


Рис. 13.4.14
Структуры ЛПД:
а — двухпролетного; *б* — с барьером Шоттки.

за счет увеличения напряжения на диоде. Кроме того, возрастает и КПД, так как одна зона лавинного умножения приходится на два дрейфовых пространства. Такие диоды особенно целесообразно применять в миллиметровом диапазоне, где длина пространства дрейфа, а следовательно, и напряжение на диоде очень малы.

При конструировании мощных приборов особенно важной становится проблема теплоотвода. Наибольшее тепловыделение в ЛПД происходит в зоне лавинного умножения, где напряженность электрического поля максимальна. Поэтому важно сократить путь тепла от этой зоны до теплоотводящего элемента. С этой точки зрения перспективными становятся диоды с барьером Шоттки, у которых при обратном монтаже зона умножения непосредственно контактирует с теплоотводом (рис. 13.4.14*б*). Именно с помощью таких диодов получены максимальные мощности в непрерывном режиме работы. Заметим в заключение, что все приведенные выше структуры допускают обращение, т. е. замену *p*-областей *n*-областями и наоборот.

Конструктивно ЛПД выполняются, как правило, в виде меза-структуры. Необходимый профиль легирования создается методами эпитаксиального выращивания, диффузии или ионной имплантации. Материалом мощных ЛПД сантиметрового диапазона служит кремний. Арсенид галлия применяется в приборах миллиметрового диапазона. На самых высоких частотах используются однодрейфовые кремниевые ЛПД, так как кремний позволяет получить наиболее узкие области дрейфа. Для защиты от внешней среды полупроводниковый кристалл заключается в стандартизированный корпус. Используются также и бескорпусные диоды. Конфигурация активной области типового ЛПД показана на рисунке 13.4.15*а*. На подложке *2* выращен эпитаксиальный *n*-слой *3*. Затем диффузией с поверхности образуется p^+-слой *4*. После нанесения

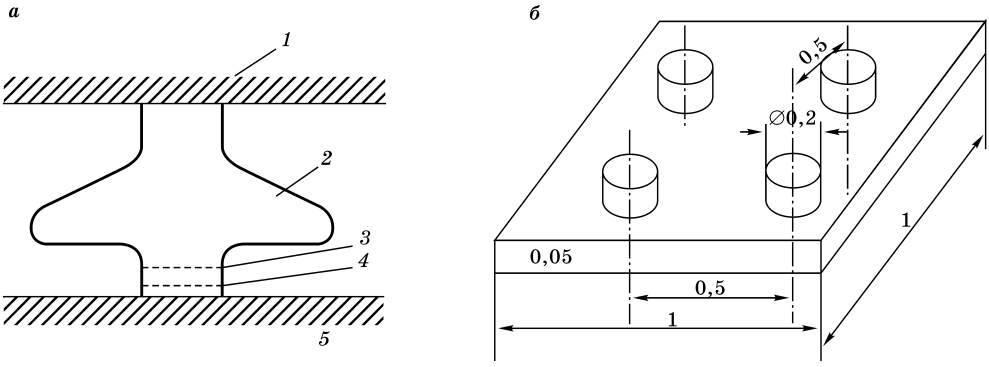


Рис. 13.4.15
Конфигурация активной области ЛПД:
а — меза-структура; *б* — расположение меза-структур на теплоотводе.

термическим испарением контакта *1* пленка протравливается для получения меза-структуры и припаивается к контакту *5*.

На рисунке 13.4.15*б* показана конструкция мощного GaAs-ЛПД с барьером Шоттки. Диод содержит 4 меза-структуры, смонтированные на общем медном позолоченном теплоотводе. Основой для изготовления диода служит пленка с профилем легирования, показанным на рисунке 13.4.16*а*. На поверхность пленки вакуумным испарением наносятся последовательно слои Pt, Ti, Au, образующие барьер Шоттки. К слою золота этого перехода методом термокомпрессии приваривается позолоченный теплоотвод. На другую сторону пленки методом фотолитографии наносятся металлический анодный контакт, а оставшаяся часть пленки стравливается, оставляя только меза-структуры.

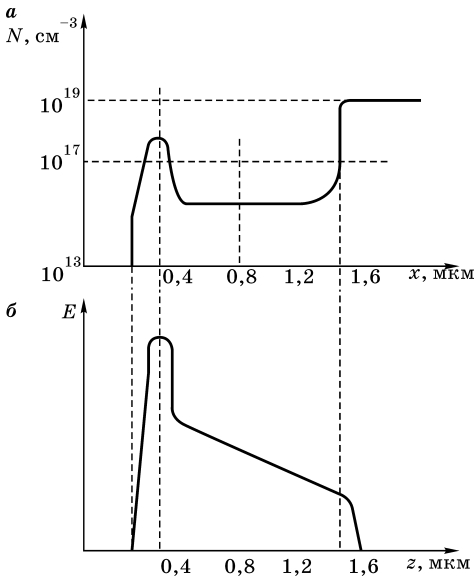


Рис. 13.4.16
Распределение концентрации примесей (*а*) и напряженности поля (*б*) в эпитаксиальном слое диода с барьером Шоттки

Выбранный профиль легирования обеспечивает быстрое убывание поля в обедненном слое барьера Шоттки, что уменьшает длину зоны лавинного умножения и падение напряжения на ней. Распределение электрического поля в диоде показано на рисунке 13.4.16*б*.

Такая конструкция и профиль легирования существенно лучше рассеивают тепло, чем одна меза-структура равной площади. Диоды этой конструкции обеспечивают выходную мощность более 10 Вт в непрерывном режиме при КПД 22% на частоте 5 ГГц. Последнее время в мощных ЛПД используются алмазные теплоотводы.

В настоящее время генераторы на лавинно-пролетные диоды являются наиболее мощными и высокочастотными твердотельными генераторами, работающими в непрерывном режиме. Максимальная частота генерации у промышленно выпускаемых ЛЦД составляет 300 ГГц при выходной мощности 10 мВт.

13.4.7. КОНСТРУКЦИЯ И ПАРАМЕТРЫ ГЕНЕРАТОРОВ НА ЛПД

Используя ЛПД как двухполюсник с отрицательным сопротивлением, можно построить различные микроволновые устройства: генераторы, усилители, преобразователи и т. д. Наибольшее распространение в настоящее время получили генераторы на ЛПД.

Усилители на ЛПД применяются значительно реже вследствие сравнительно больших собственных шумов, вызванных стохастической природой процесса лавинообразования.

Конструкция типичного генератора на ЛПД трехсантиметрового диапазона, работающего в пролетном режиме с электрической перестройкой частоты, показана на рисунке 13.4.17. Цилиндрическая полость *1* вместе с корпусом ЛПД *2* образует тороидальный резонатор, в зазоре которого находится корпус полупроводникового диода. Резонатор диода связан щелями с выходным волноводом *3* и резонатором *4*, в котором установлен варакторный диод *5* для перестройки частоты. Степень связи резонатора ЛПД с варактором и нагрузкой регулируется с помощью винтов *6*. Цепи питания диодов по постоянному току выполнены на коаксиальных линиях передачи *7* с низким волновым сопротивлением. Такая конструкция ограничивает просачивание микроволновой мощности через выводы. Диод в генераторе работает в непрерывном режиме, отдавая мощность порядка 10 мВт при КПД 5–10%.

На рисунке 13.4.18 показана микрополосковая конструкция генератора на ЛПД, работающего в режиме TRAPATT. Кремниевый бескорпусный диод *1* диаметром 120 мкм со структурой $p^+–n–n^+$, укреплен на медном позолоченном основании *2*, к которому прикреплена подложка микросхемы *3*, выполненная из высокоглиноземистой керамики толщиной 0,5 мм. Верхний вывод диода с помощью золотой проволоки диаметром 25 мкм подсоединен к отрезку полосковой линии *4* с волновым сопротивлением 30 Ом и длиной примерно $\lambda/2$, где λ — длина волны генерируемых колебаний. Таким образом, отрезок представляет собой резонатор, настроенный на первую, вторую и более высокие гармоники рабочей частоты. Фильтр нижних частот *5*, частота отсечки которого лежит между частотами первой и второй гармоник, связывает резонатор *4* с выводом генератора *6*. Таким образом, фильтр пропускает на выход только колебания основной частоты, обеспечивая высокую добротность резонатора на гармониках и соответственно увеличение амплитуды гармоник. Входное сопротивление

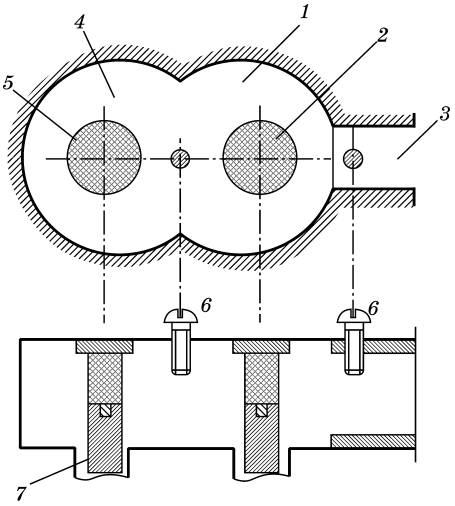


Рис. 13.4.17
Волноводная конструкция генератора на ЛПД, работающего в пролетном режиме

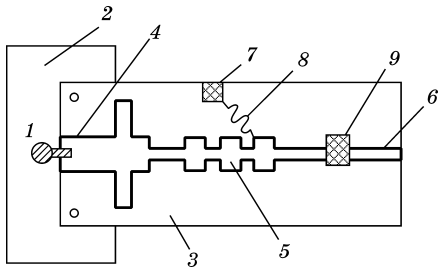


Рис. 13.4.18
Микрополосковая конструкция генератора на ЛПД, работающего в режиме с захватом плазмы

фильтра при настройке выбирается таким образом, чтобы обеспечить фазовые соотношения между амплитудами напряжения гармоник, необходимые для формирования импульса напряжения на диоде. Емкость *7*, индуктивность *8* и навесной разделительный конденсатор *9* служат для подачи питающего напряжения на диод. При питании импульсами длительностью 0,5 мкс со скважностью 1000 такой генератор отдает мощность 40 Вт с коэффициентом полезного действия более 30% на частоте 2...3 ГГц. Плотность тока через диод при этом составляет 8000 А/см^2.

Вместо фильтра нижних частот в генераторе можно использовать полосно-пропускающий фильтр, настроенный на вторую гармонику. В этом случае частота генерации будет в 2 раза больше (4...6 ГГц), так как фильтр выделяет вторую гармонику основной частоты, однако мощность и КПД генератора снижаются.

13.5. ИНЖЕКЦИОННО-ПРОЛЕТНЫЙ ДИОД

Рассмотрим полупроводниковую n^+–p–n^+-структуру, показанную на рисунке 13.5.1. При указанной полярности напряжения, левый (эмиттерный) переход смещен в прямом направлении, а правый (коллекторный) — в обратном. При малых напряжениях U в структуре будут два обедненных слоя: у левого электрода за счет контактной разности потенциалов φ_k, а у правого — за счет φ_k и U. Увеличение напряжения U на коллекторе приводит к расширению обедненной области в p-слое у правого электрода. При напряжении U_1 ширина обедненного слоя равна w_1, а при $U_2 > U_1$ ширина слоя увеличится, т. е. $w_2 > w_1$. Такое изменение ширины обедненного слоя показано на рисунке 13.5.1. При некотором напряжении $U_{\text{пр}}$ произойдет полное обеднение p-слоя, и обедненные области левого и правого электродов сомкнутся. Такая ситуация получила название *прокол p-слоя*. Дальнейшее увеличение напряжения приведет к уменьшению барьера для зарядов у левого электрода и к инжекции носителей из эмиттера. Если на фоне напряжения смещения $U_{\text{пр}}$ приложить небольшое переменное напряжение, то возникнет переменный эмиттируемый ток, который будет отставать по фазе от напряжения, как это было показано в п. 13.3. В отличие от ЛПД, угол запаздывания инжекции будет меньше, однако согласно выражению (13.2.17) при некоторых углах пролета отрицательное динами-

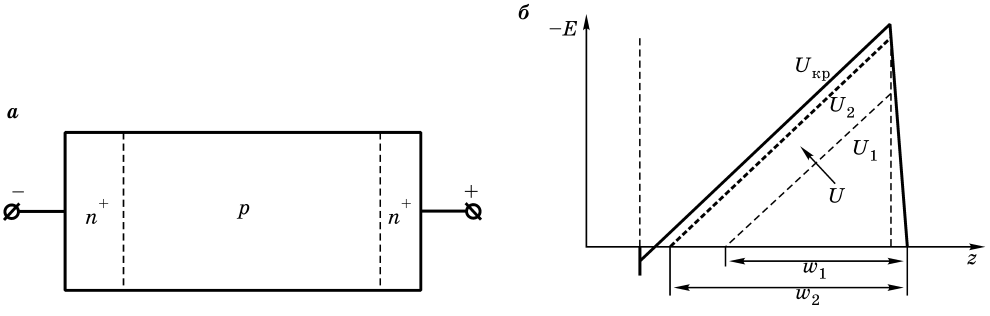


Рис. 13.5.1
Структура ИПД (*а*) и распределение напряженности электрического поля (*б*) в ней

ческое сопротивление получить можно. Такие диоды имеют малую выходную мощность, так как работают при малых амплитудах переменного напряжения. С другой стороны, отсутствие стохастических процессов лавинного умножения обусловливает более низкие шумы в сравнении с ЛПД. За рубежом такие приборы получили название BARITT-диоды (по первым буквам английских слов BARrier Injection Transit Time). Максимум отрицательной проводимости у этих диодов наблюдается при углах пролета Θ, близких к $3\pi/2$.

13.6. ПРИБОРЫ С МЕЖДОЛИННЫМ ПЕРЕНОСОМ ЭЛЕКТРОНОВ

13.6.1. ЭФФЕКТ ГАННА. БЕГУЩИЙ ДОМЕН СИЛЬНОГО ПОЛЯ

Рассмотренные в п. 13.2 общие принципы усиления и генерации колебаний в полупроводниковых структурах указывают на возможность получения отрицательного динамического сопротивления в полупроводниках, имеющих на поле-скоростной характеристике область с отрицательной дифференциальной подвижностью $\mu_d < 0$. Таким свойством обладают полупроводники *A*IIIBV, такие как GaAs, InP, GaN и др. Зона проводимости этих материалов состоит из нескольких долин, электроны в которых имеют разную эффективную массу (и, соответственно, различную подвижность). Эта ситуация схематически представлена на рисунке 13.6.1. На нем показана зависимость энергии W от волнового числа k вдоль кристаллографической оси [111] для GaAs. Ее можно рассматривать как дисперсионную характеристику волны де Бройля электрона при ее прохождении через кристаллическую решетку. Кривизна уровня пропорциональна групповой скорости волны, т. е. скорости электрона. Энергетический зазор Δ между долинами составляет 0,36 эВ. Различие в заселенности долин n_2/n_1 определяется энергией электронов kT_e и этим зазором:

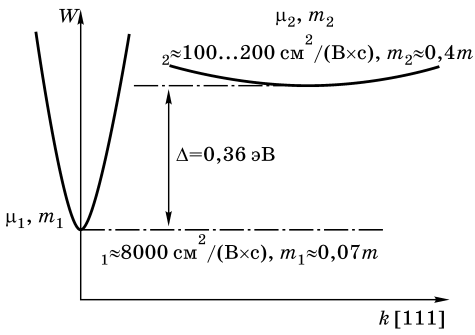


Рис. 13.6.1
Энергетическая диаграмма зоны проводимости для GaAs

$$n_2/n_1 = R\exp(-\Delta/kT_e), \qquad (13.6.1)$$

где R — отношение плотности состояний в рассматриваемых долинах (для GaAs оно равно 50). Если к образцу приложено внешнее «греющее» поле E_0, то электронная температура повышается, согласно уравнению сохранения потока энергии (2.4.8), которое в простейшем случае принимает вид

$$qvE \approx \frac{3}{2}\frac{k(T_e - T_0)}{\tau_\varepsilon(T_e)}. \qquad (13.6.2)$$

В выражении (13.6.2) скорость υ соответствует средней скорости носителей, находящихся в двух долинах, т. е.

$$\upsilon = \frac{n_1\mu_1 + n_2\mu_2}{n_1 + n_2} E. \qquad (13.6.3)$$

Используя выражения (13.6.1)–(13.6.3), можно проанализировать и рассчитать поле-скоростную характеристику, задавшись значением времени релаксации энергии $\tau_\varepsilon(T_e)$. Увеличение напряженности поля, обусловливающее рост электронной температуры T_e, приводит к увеличению доли электронов, переходящих в верхнюю долину. Это обусловливает уменьшение средней скорости носителей. Особенно резко это снижение будет наблюдаться при полях выше некоторого критического E_{th}. Из расчетов следует, что критическое (пороговое) поле для GaAs составляет $E_{th} = 3{,}4$ кВ/см. При дальнейшем увеличении поля скорость будет стремиться к величине $\mu_2 E$, так как в верхней долине электронов будет значительно больше, чем в нижней. На рисунке 13.6.2 представлены графики расчетов для двух вариантов: без учета зависимости подвижности от электронной температуры $\mu_2(T_e)$ (пунктирная линия) и с ее учетом (сплошная линия). В сильных полях теория предсказывает рост скорости (пунктирная кривая), однако в действительности наблюдается ее насыщение (сплошная кривая). Для постоянной величины μ_2 теория предсказывает рост скорости, показанный пунктирной линией на рисунке 13.6.2. Отрицательная дифференциальная подвижность наблюдается в диапазоне напряженностей 4...10 кВ/см. Отношение максимальной скорости $\upsilon_{\max}$ к скорости насыщения υ_s составляет 1,5...2. Процессы междолинного переноса носителей заряда существенно влияют не только на вид поле-скоростной характеристики, но и на зависимость от поля другого кинетического коэффициента — коэффициента диффузии D_e. Вблизи критического поля эта зависимость имеет ярко выраженный максимум, как это показано на экспериментальной зависимости на рисунке 13.6.3. Знание $D_e(T_e)$ очень важно для определения статического распределения поля и режима работы прибора.

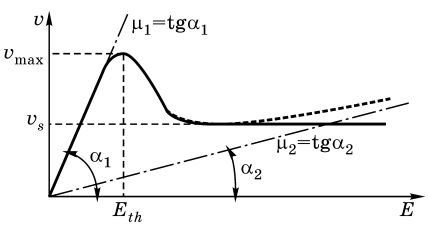


Рис. 13.6.2
Поле-скоростная характеристика

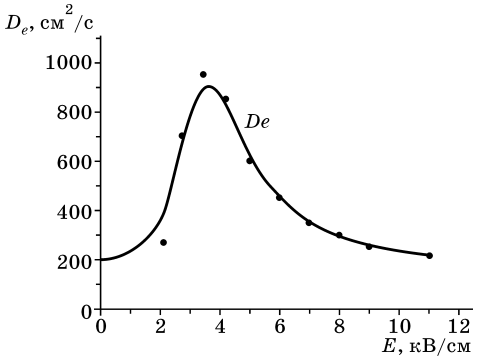


Рис. 13.6.3
Экспериментальная зависимость коэффициента диффузии от поля для GaAs

Рассмотренный механизм междолинного перехода носителей заряда позволяет объяснить так называемый эффект Ганна. Этот эффект заключается в возникновении периодических импульсов тока в полупроводниковой структуре импульсов с отрицательной дифференциальной подвижностью. Условия возникновения импульсов:

- приложенное напряжение должно превышать критическую величину $U_{кр} \approx \approx E_{th}L$;
- уровень легирования N_d и длина активной части прибора L должны превышать некоторую критическую величину $N_dL > (N_dL)_{кр} = 2{\cdot}10^{11}$ см$^{-3}$.

Структура диода показана на рисунке 13.6.4, а форма возникающих пульсаций показана на рисунке 13.6.5. Период следования импульсов хорошо аппроксимируется выражением: $T_и \approx L/v_s$. Таким образом, изменяя длину прибора L, легко получить желаемую частоту генерации. К примеру, частота 10 ГГц генерируется при длине активной области прибора 10 мкм. Проанализируем качественно особенности описанного процесса, используя поле-скоростную характеристику (рис. 13.6.2). Предположим, что уровень легирования однороден по длине образца. Это необходимо для получения однородного по координате z статического электрического поля в диапазоне приложенных напряжений от 0 до $U_{кр}$. При этих значениях напряжения ток пропорционален напряжению согласно выражению

$$I = qN_dv(E)S_д = qN_dv(U_0/L)S_д. \qquad (13.6.4)$$

Очевидно, что форма начального участка ВАХ повторяет форму соответствующего участка ПСХ. Максимальное значение тока в этом режиме будет равно $I_{max} = qN_dv_{max}S_д$ (рис. 13.6.5).

Повышение напряжения выше $U_{кр}$ приведет к увеличению напряженности поля $E > E_{th}$. Можно предположить, что поле примет максимальное значение в узкой области, содержащей малую неоднородность легирования. Такое предположение основывается на том, что в катодной области расположен омический контакт Ме – n^+ к области n. В его окрестности уровень легирования сильно изменяется. Для определенности предположим, что эта неоднородность

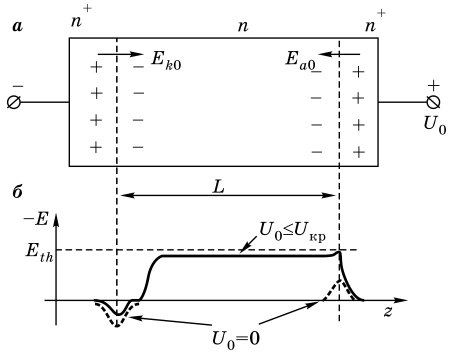


Рис. 13.6.4
Структура диода Ганна (*а*)
и распределение поля (*б*)
при напряжении меньшем критического

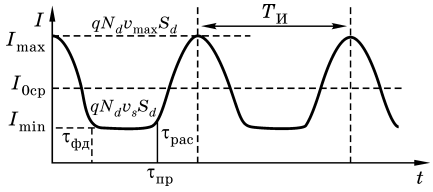


Рис. 13.6.5
Форма тока в диоде Ганна
при доменном режиме работы

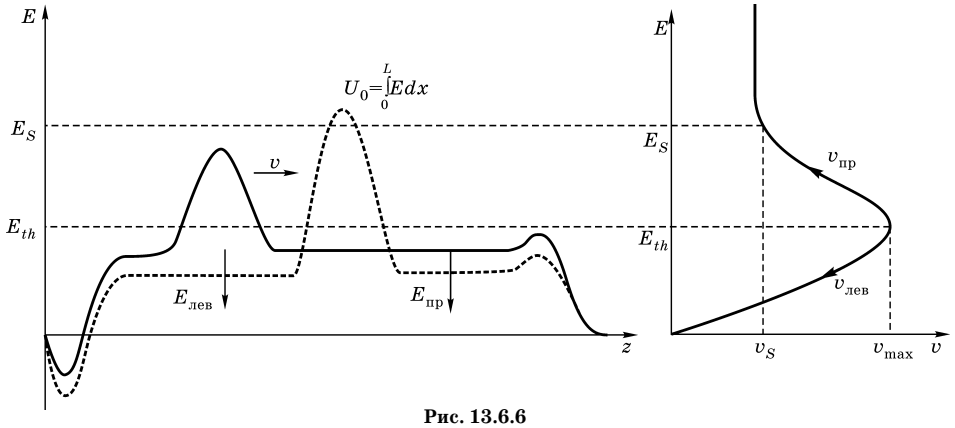


Рис. 13.6.6
Процесс образования бегущего домена

(«затравка») находится в катодной части структуры. Совместим на одном графике ПСХ и распределения поля по координате (рис. 13.6.6). Это позволит определить границы изменения физических величин. Как только поле в некоторой области превысило критическое значение, скорость носителей в этой области становится меньше, чем скорость носителей справа и слева от нее. Это приведет к увеличению концентрации электронов слева и уходу электронов справа относительно координаты максимального поля. В результате в области неоднородности возникает двойной зарядовый слой, называемый *доменом сильного поля* (рис. 13.6.7). В центре этого домена возрастает напряженность электрического поля. Отметим важное обстоятельство: уход электронов из фронта домена нарушает условие квазиэлектронейтральности: положительный заряд доноров не компенсируется отрицательным зарядом электронов. При этом плотность положительного заряда во фронте домена составит qN_d. Увеличение поля в области домена приводит к дальнейшему падению скорости электронов в центральной области домена, а значит, к увеличению накопления зарядов слева и уходу электронов слева. В результате поле домена возрастает. Поле вне домена упадет, так как общий интеграл от поля по координате остается постоянным и равным приложенному напряжению U_0. Это приведет к уменьшению скорости электронов справа и слева от домена, а соответственно к уменьшению тока через диод. Рост домена происходит до тех пор, пока скорости электронов во всех частях домена не сравняются. Далее форма домена не меня-

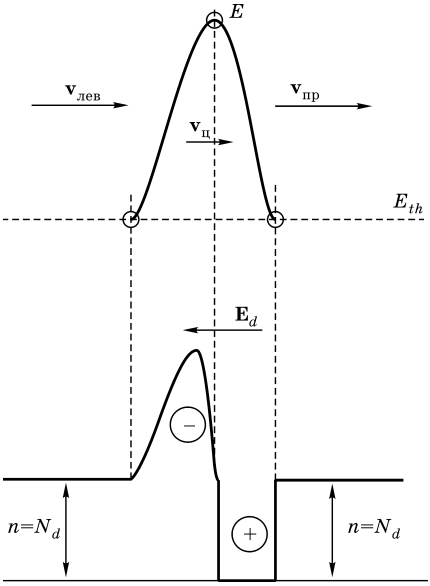


Рис. 13.6.7
Распределение поля, скорости и заряда в области домена

ется. Дойдя до анода, домен исчезает, поле в образце возрастает и весь процесс и картина повторяется, что обусловливает периодические колебания тока на временной диаграмме (рис. 13.6.5). Следует заметить, что диффузия существенно влияет на процесс входа зарядов в анод. Значительные градиенты в распределении зарядов в домене увеличивают роль диффузионных потоков, которые при определенных параметрах диодной структуры N_d, L приводят к возникновению динамического равновесия, когда рост домена прекращается и он «прилипает» к аноду. Периодических пульсаций тока в этом случае не наблюдается. Такой режим получил название режим с анодным статическим доменом.

13.6.2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ДИОДЕ ГАННА

Для строгого рассмотрения описанных процессов необходимо решать систему уравнений сохранения числа частиц, потока импульса и энергии, задаваясь значениями постоянных времени релаксации импульса и энергии, совместно с уравнением Пуассона (см. главу 2). Проанализируем общие результаты такого моделирования, проводимого с учетом нелинейных зависимостей подвижности $\mu(E)$ и коэффициента диффузии $D(E)$ от поля. В первую очередь отметим, что совместное решение уравнения Пуассона и уравнения для плотности тока дает три типовых решения для распределения поля в структуре. Два из них устойчивые, а третье неустойчивое. Статическое распределение с максимумом поля у анода (анодный статический домен), у катода (катодный статический домен) и отсутствие стационарного распределения — бегущий домен. Эти распределения представлены на рисунке 13.6.8. Конкретный вид распределения поля зависит от граничных условий на катоде и аноде, длины образца, профиля легирования и приложенного напряжения. Следует также учитывать и изменения температуры образца за счет протекания через него тока. Упомянутые параметры влияют не только на процесс возникновения домена, но и на внешние характеристики, в частности на ВАХ диода.

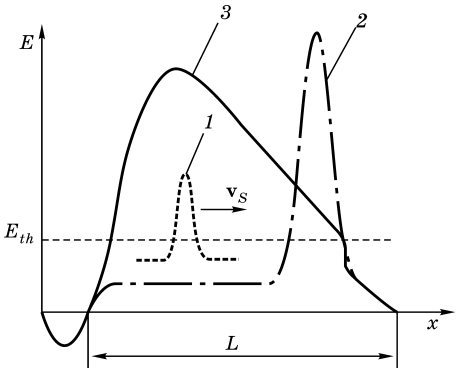


Рис. 13.6.8
Распределение поля при режиме бегущего домена (*1*), анодного статического домена (*2*) и катодного статического (*3*)

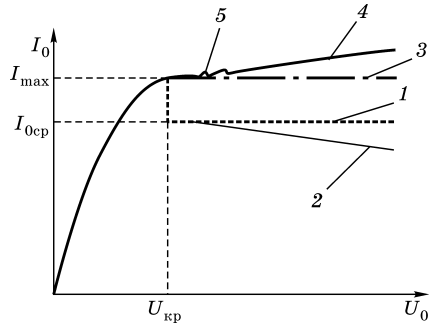


Рис. 13.6.9
ВАХ диода Ганна в разных режимах:
1 — с бегущим доменом; *2* — с учетом разогрева структуры; *3*, *4* — статический домен в импульсном режиме; *5* — область неустойчивости.

На рисунке 13.6.9 показаны возможные статические вольт-амперные характеристики диода Ганна, работающего в разных режимах. Разница зависимостей *3* и *4* определяется характером распределения статического поля в приборе: *3* соответствует анодному статическому домену, а *4* — катодному статическому домену. Режим возникновения бегущего домена (или доменов) наиболее вероятен вблизи порогового напряжения. Это проявляется в стохастических колебаниях тока. На графике этот режим отмечен цифрой *5*. Начальный участок всех характеристик одинаков и его вид определяется начальной ветвью ПСХ, как это следует из выражения (13.6.4). Режим *1* с бегущим доменом проявляется в характерном скачке тока при напряжении больше критического $U \geq U_{кр}$. Образование домена ведет к уменьшению поля вне домена, а значит, к падению тока. При дальнейшем увеличении напряжения ток остается постоянным, так как поле вне домена остается на уровне поля насыщения E_s (рис. 13.6.6). Такая картина наблюдается при импульсном режиме работы, когда нагревом диода можно пренебречь. При непрерывном режиме разогрев структуры приводит к уменьшению тока за счет уменьшения скорости насыщения v_s. Это приводит к падающему участку на ВАХ (линия *2*). Однако этот участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением не может использоваться в микроволновом диапазоне, так как обусловлен медленными процессами разогрева структуры.

В начале развития теории и практики приборов с междолинным переносом основное внимание было уделено доменному режиму. Однако получение стабильных режимов работы таких приборов вызывало большие технологические трудности. В частности, выявилась высокая чувствительность процессов к параметрам «затравки» и ее локализации в катодной области. Кроме того, на скорость роста домена существенно влияет сопротивление внешней цепи, которое ограничивает ток. Эти обстоятельства существенно усложняли применение доменного режима. В результате в микроволновых генераторах и усилителях стали применять структуры с устойчивым статическим распределением поля, т. е. с катодным и анодным статическими доменами. На переменном сигнале такие структуры проявляют отрицательное динамическое сопротивление в некотором диапазоне частот. Для расчета эквивалентного сопротивления диода в зависимости от свойств материала и параметров режима используются общие выражения, полученные в п. 13.2. В частности, используется выражение (13.2.8). Диод в этом расчете представляется как слоистая структура, аналогичная показанной на рисунке 13.3.4.

Диоды Ганна, наряду с ЛПД, применяются как усилители и генераторы. Важной отличительной особенностью диодов Ганна в сравнении с ЛПД является малый уровень фазовых шумов. Это обусловлено тем, что технологически диод выполнен из однородного материала. Его принцип действия основан на процессах, происходящих в объеме, а не на поверхности или какой-либо границе. Нет стохастических процессов образования лавины, нет дробового шума, поскольку нет барьеров и т. п. В целом это приводит к малому уровню НЧ-шумов ($1/f$). Использование таких приборов в схемах генераторов обеспечивает низкие частотные шумы. Однако уровень выходной мощности у генераторов на диодах Ганна на порядок ниже, чем у ЛПД. Современный уровень конструирования позволяет получить на частоте 100 ГГц выходную мощность порядка 1 мВт.

Существенное увеличение мощности (на порядок) и повышение рабочей частоты достигается при использовании в качестве материала нитрида галлия.

В настоящее время областями преимущественного применения ДГ являются гетеродины и маломощные перестраиваемые генераторы.

13.7. ТУННЕЛЬНЫЙ ДИОД

13.7.1. СТРУКТУРА, ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ, ВАХ. ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

Исторически первым полупроводниковым прибором с отрицательным динамическим сопротивлением является туннельный диод (ТД). В 1958 г. японский исследователь Л. Есаки обнаружил на статической вольтамперной характеристике германиевого диода область, в которой ток уменьшается при увеличении приложенного напряжения. За разработку теории данного явления и его экспериментальное обнаружение Есаки был удостоен Нобелевской премии по физике в 1973 г.

На рисунке 13.7.1 показана характерная зависимость тока I от напряжения U, полученная для диодной структуры p^{++}–n^{++} с уровнем легирования донорной и акцепторной областей 10^{19}...10^{20} см$^{-3}$. Такая аномалия ВАХ объясняется квантовым туннелированием электронов сквозь узкий потенциальный барьер. При упомянутых уровнях легирования толщина обедненного слоя (см. формулу (11.3.3)) составляет 10...50 нм. При таких расстояниях возрастает вероятность туннелирования через барьер. На рисунке 13.7.2 показана зонная диаграмма рассматриваемого контакта p^{++}–n^{++}. Пунктиром показан уровень Ферми F. Обычно уровень вырождения («глубина» уровня Ферми в соответствующей зоне) qU_n и qU_p составляет единицы kT. Зонная диаграмма (рис. 13.7.2) соответствует нулевому напряжению на структуре и отсутствию в диоде тока. При увеличении прямого смещения на p^{++}-области происходит смещение уровней, при котором электроны из зоны проводимости n-полупроводника оказываются на одном энергетическом уровне с незаполненными состояниями в p-полупроводнике. При этом возникает туннельный ток, увеличивающийся по

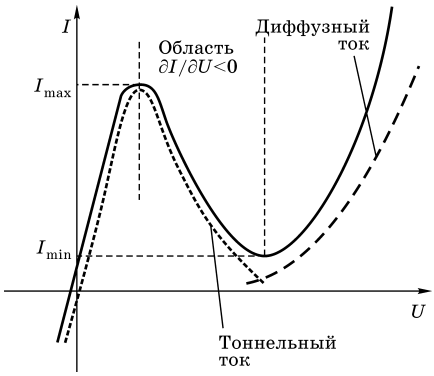


Рис. 13.7.1
Вольт-амперная характеристика туннельного диода

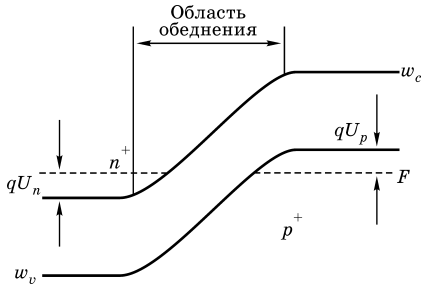


Рис. 13.7.2
Зонная структура туннельного диода

мере увеличения области перекрытия уровней. Зависимость этого тока от напряжения отображена на рисунке 13.7.1 мелким пунктиром. Ток достигает максимальной величины $I_{\max}$ при совмещении дна зоны проводимости полупроводника n-типа и уровня Ферми полупроводника p-типа. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к уменьшению перекрытия зон и уменьшению тока до величины $I_{\min}$. В этой области и наблюдается отрицательное дифференциальное сопротивление. Если напряжение увеличить дальше, то через структуру пойдет «обычный» диффузионный надбарьерный ток, отмеченный на ВАХ крупным пунктиром. Эти две тенденции в изменении тока определяют результирующую ВАХ, показанную на рисунке 13.7.1 сплошной линией. При снижении уровня легирования «горб» при прямом смещении становится незаметным, а возрастание тока при обратном напряжении сохраняется. Прибор с такой характеристикой называется *обращенным туннельным диодом*. Он не имеет области ОДС. Его используют в детекторных и смесительных устройствах.

Вид вольт-амперной характеристики не изменится и на высоких частотах, так как процесс туннелирования происходит очень быстро за время $\sim 10^{-13}$ с. Такое быстродействие позволяет реализовать устройства в микроволновом диапазоне, включая терагерцовую область частот. Наличие у диодов области с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС) позволяет использовать их для создания генераторов и отражательных усилителей.

В отсутствии реальной конкуренции в 1960-е гг. со стороны других приборов, ТД был основным активным компонентом при конструировании микроминиатюрных приемных блоков микроволновых радиоэлектронных систем. Оптимизм разработчиков в применении ТД был связан не только с простотой конструкции прибора, но и с отлаженностью технологии изготовления, обеспечивающей высокую надежность прибора и низкую стоимость. Однако трудности согласования диода с трактом, малый уровень выходной мощности и конкуренция со стороны ЛПД, диодов Ганна, а впоследствии и транзисторов, ограничили область применения ТД. В настоящее время такие диоды используются при создании маломощных генераторов в терагерцовой области частот.

13.7.2. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА. ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ

Анализ высокочастотных характеристик ТД удобно провести, используя его эквивалентную схему. Она подобна схеме детекторного диода (рис. 12.1.4) и представлена на рисунке 13.7.3. Постоянное напряжение смещения обеспечивает режим с ОДС: $R = (\partial I/\partial U)^{-1} < 0$. Собственно структура представлена параллельным соединением отрицательного сопротивления R_- и емкости барьера C_j. Паразитные параметры структуры представлены последовательным сопротивлением контактов R_s и индуктивности L_s. Быстродействие прибора определяется

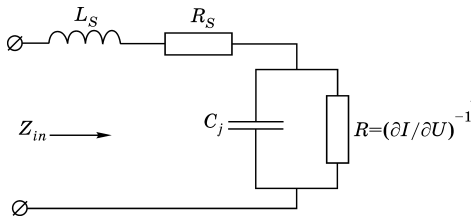


Рис. 13.7.3
Эквивалентная схема ТД

скоростью туннелирования носителей через барьер, процессами заряда (разряда) реактивных элементов C_j, L_s. Для реальных структур на основе GaAs максимальная частота генерации в таких приборах достигает 200…300 ГГц.

Проанализируем особенности работы ТД в микроволновых системах, используя ВАХ и эквивалентную схему. Основным параметром диода выступают отношение I_{max}/I_{min} и диапазон напряжений, в котором наблюдается ОДС. В существующих диодах отношение токов может составлять 3…4, а диапазон напряжений с ОДС 0,2…0,3 В. Величина I_{max} влияет на скорость заряда емкости C_j и на мощность насыщения. В реальных структурах удается получить плотность тока 10^4 А/см^2, что в обеспечивает ~ 30 мкВт мощности насыщения в диапазоне сантиметровых волн. Малая мощность насыщения и узкий диапазон входных напряжений диктуют малый динамический диапазон усилителей, построенных на ТД.

В качестве примера на рисунке 13.7.4 представлена схема отражательного усилителя на ТД сантиметрового диапазона. В схеме циркулятор Ц используется для развязки входа и выхода усилителя. Согласующий трансформатор СЦ обеспечивает условия резонанса на рабочей частоте и позволяет менять амплитуду ВЧ напряжения на туннельном диоде. Цепь смещения с системой фильтров на основе сосредоточенных (L_{1f}, L_{2f}, C_{2f}, R_1, R_2) и распределенных элементов ($\lambda_0/8$ и $\lambda_0/4$) обеспечивает необходимое постоянное напряжение и ограничение потерь ВЧ сигнала.

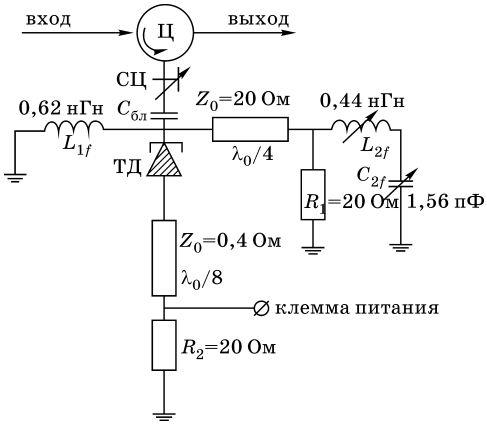


Рис. 13.7.4
Схема отражательного усилителя на ТД

Несмотря на то что разработчики полупроводниковых приборов уделяли ТД достаточно много внимания, они не нашли должного признания. Теоретически они обещали стать усилителями с низким уровнем шумов, простыми и дешевыми генераторами. Однако из-за низкой мощности насыщения оптимистическим прогнозам не суждено было реализоваться. В ряде применений можно смириться с этим недостатком, однако во всех возможных областях применений у ТД оказалось много конкурентов, таких как параметрические усилители и умножители на варакторных диодах, транзисторные усилители и генераторы.

Областью, где к ТД остается практический интерес, является создание маломощных генераторов терагерцового диапазона.

13.7.3. РЕЗОНАНСНЫЙ ТУННЕЛЬНЫЙ ДИОД (РТД)

С развитием технологии молекулярно-пучковой эпитаксии удалось изготавливать наноразмерные гетероструктуры с регулируемой толщиной и высотой энергетических барьеров. Если изготовить гетероструктуру, имеющую два тонких 2…10 нм барьера, разделенных узкой областью шириной 5…10 нм, то в ней при определенных напряжениях смещения наблюдается ОДС, как в тун-

нельном диоде. Упомянутая полупроводниковая структура получила название — *резонансный туннельный диод* (RTD — Resonance Tunnel Diode).

Рассмотрим механизм образования ОДС в такой структуре. На рисунке 13.7.5 схематически показан профиль дна зоны проводимости структуры, в которой реализованы два барьера, разделенных между собой областью длиной L. Туннелирование электронов в такой структуре можно рассматривать как прохождение волновой функции Ψ электрона через резонирующий элемент в виде двух барьеров. В образовавшейся квантовой «яме» разрешенные энергетические состояния электронов соответствуют резонансу волновой функции, т. е.

$$2L = (n - \varphi_b/2\pi)\lambda, \qquad (13.7.1)$$

где n — целое число, 1, 2, 3...; L — длина «резонансной» области между барьерами; φ_b — эффективная фаза отражения волновой функции от барьера; λ — длина волны, волновой функции электрона. Туннелирование электронов сквозь такую структуру вероятно, если их энергия вне барьеров соответствует энергии разрешенных уровней между барьерами.

У такой структуры вольт-амперная характеристика имеет падающую ветвь тока, подобно ВАХ туннельного диода. Это явление легко объяснить, используя схематическое представление разных режимов смещения на диоде и соответствующих сдвигов зоны проводимости, как это представлено на рисунке 13.7.6. При нулевом смещении на диоде $U_{см} = 0$ ток отсутствует, что соответствует начальной точке ВАХ. При увеличении смещения энергия электронов увеличивается, но она недостаточна для преодоления барьера, однако частично соответствует разрешенным уровням в потенциальной яме. При совпадении этих уровней $U_{см} = U_{I_{max}}$ через структуру идет туннельный ток I_{max}. Дальнейшее увеличение смещения до точки $U_{см} = U_{I_{min}}$ приводит к падению туннельного тока до уровня I_{min} за счет «рассогласования» энергии электронов и разрешенных уровней в «яме». В идеальном случае ток должен упасть до нуля. Однако наличие надбарьерной компоненты тока и неидеальность структуры, приводят к конечным значениям I_{min}. Увеличение напряжения смещения выше точки $U_{см} = U_{I_{min}}$ приводит к возрастанию роли надбарьерной эмиссии и ток возрастает с ростом напряжения.

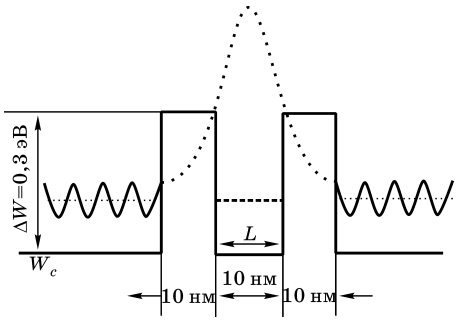


Рис. 13.7.5
Двойной барьер и квантовая яма резонансного туннельного диода

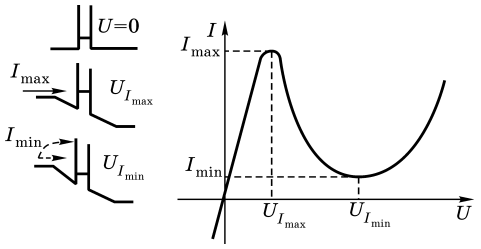


Рис. 13.7.6
Получение ОДС в структуре с двумя барьерами

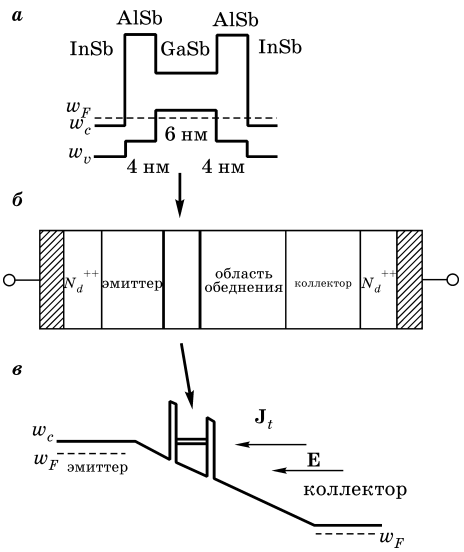


Рис. 13.7.7
Энергетическая диаграмма (*а*), структура диода (*б*), схема работы (*в*)

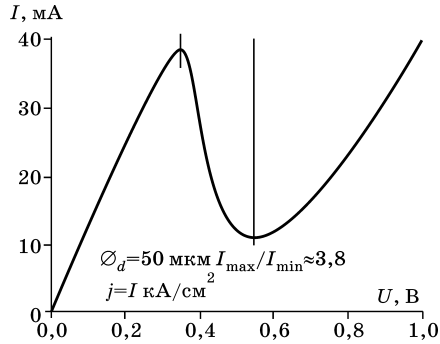


Рис. 13.7.8
Реальная вольт-амперная характеристика резонансного туннельного диода

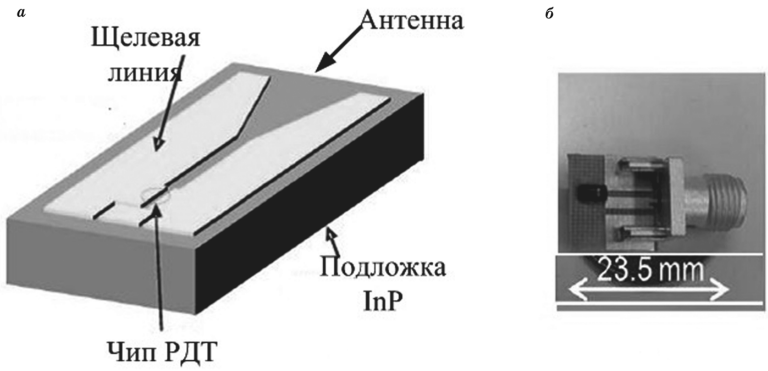


Рис. 13.7.9
Структура легирования резонансного туннельного диода (*а*), схема генератора на щелевой линии (*б*), конструкция генератора (*в*)

Важное преимущество такой структуры перед обычным туннельным диодом состоит в возможности целенаправленного изменения параметров структуры для получения требуемых свойств диода. В частности, изменением высоты барьеров и толщины квантовой «ямы» удается увеличивать соотношение I_{max}/I_{min} и уменьшить сопротивление.

В качестве примера на рисунке 13.7.7*а* представлен энергетический профиль гетероструктуры с ОДС. В ней контактные области выполнены на арсениде индия, а внутренние области на антимониде галлия и алюминия. Подобные

структуры изготавливаются также и на основе твердых растворов AlGaAs. Выполнив в такой структуре омические контакты, получим резонансный туннельный диод, представленный на рисунке 13.7.7*б*. Следует отметить, что левая (эмиттерная) часть имеет существенно более высокий уровень легирования, чем правая — коллекторная. На рисунке 13.7.7*в* показано изменение энергетического уровня дна зоны проводимости в режиме получения ОДС.

Экспериментальная статическая ВАХ такой структуры с диаметром активной области 50 мкм и плотностью тока 10^3 А/см^2 представлена на рисунке 13.7.8. Достигнутое соотношение максимального тока к минимальному составляет 3,8, а область существования ОДС находится в диапазоне напряжений смещения 0,35...0,55 В. Такой диод позволяет получить мощность 20 мкВт на частоте 443 ГГц. Конструкция микроволнового генератора с выходной мощностью 10 мкВт на частоте 1,3 ТГц представлена на рисунке 13.7.9. Здесь же представлена схема генератора (*а*) и механическая конструкция (*б*).

Основным преимуществом таких устройств является их простота изготовления и низкая стоимость создаваемых на их основе радиоэлектронных систем, в частности, высокоскоростных беспроводных сетей общего пользования.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие приборы относятся к классу приборов с отрицательным динамическим сопротивлением? В чем разница между дифференциальным и динамическим сопротивлениями?
2. Проанализируйте способы получения отрицательного динамического сопротивления для структур с разной величиной дифференциальной максвелловской частотой релаксации, при разных углах пролета и разных граничных условиях.
3. Каким образом носители заряда передают энергию микроволновому полю, если их скорость дрейфа постоянна?
4. Нарисуйте конструктивные варианты получения отрицательного динамического сопротивления в полупроводниковых структурах.
5. Каким образом в структуре ЛПД обеспечивается локализация зоны лавинного умножения?
6. Можно ли в ЛПД «заставить» работать не только электроны, но и дырки?
7. Как рассчитать малосигнальное сопротивление ЛПД?
8. Как влияет пространственный заряд сгустка на распределение статического поля в нелинейном режиме работы?
9. Что такое TRAPATT режим в ЛПД? Какие требования предъявляются к нагрузке?
10. В чем отличие в структуре, принципе действия и параметров ЛПД от ИПД?
11. Приведите пример построения перестраиваемого генератора на ЛПД.
12. В чем заключается эффект Ганна?
13. Какие режимы распределения поля существуют в диодах Ганна? Опишите режим с бегущим доменом.
14. Нарисуйте и объясните статическую ВАХ диода Ганна.
15. Как рассчитать малосигнальный импеданс диода Ганна?
16. Нарисуйте схему усилителя на ДГ.
17. В чем различие в структуре и принципе действия обычного и резонансного ТД?
18. Есть ли разница между дифференциальным и динамическим сопротивлением у ТД?
19. Чем ограничен частотный диапазон работы РТД?
20. Сравните предельные параметры приборов с отрицательным динамическим сопротивлением по параметрам частота — мощность.

14 МИКРОВОЛНОВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

ГЛАВА

14.1. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

14.1.1. СТРУКТУРА ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С УПРАВЛЯЮЩИМ БАРЬЕРОМ ШОТТКИ

Полевой транзистор с барьером Шоттки (ПТШ или ПТБШ) является уникальным прибором, идея создания которого была высказана в 1920 г., т. е. много раньше, чем биполярного, а впервые он был изготовлен много позже биполярного. Технология того времени не позволяла создать контакт с малой плотностью поверхностных состояний. Эти состояния экранировали проникновение поля в токовый канал от затвора, сильно уменьшая управляемость транзистора. Первый полевой транзистор появился только в 1953 г. В качестве основного материала использовался GaAs. Благодаря высокой низкополевой подвижности носителей этого материала удалось получить малые паразитные сопротивления. Сокращение длины затвора существенно уменьшило время дрейфа в приборе. Это привело к значительному увеличению быстродействия в сравнении кремневыми биполярными приборами на Si.

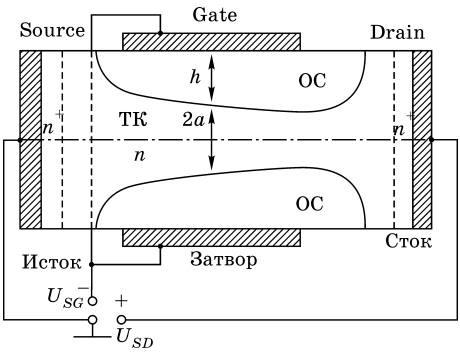


Рис. 14.1.1
Симметричная конструкция ПТШ

ПТШ можно сравнить с обычным вакуумным триодом, но реализованным в полупроводниковой среде. Катодом в таком приборе является *исток* (*source*), сеткой — *затвор* (*gate*), анодом — *сток* (*drain*). На рисунке 14.1.1 показан продольный разрез симметричного полевого транзистора, реализованного на *n*-типе полупроводника.

Сравнивая действие сетки в триоде и затвора в полевом транзисторе, следует заметить, что движение под затвором занимает значительную часть от общего времени движения носителей в

активной области транзистора. В вакуумном триоде время пролета сеточной области пренебрежимо мало по сравнению с временем пролета катод — сетка и сетка — анод. Но в настоящее время уже создаются полупроводниковые приборы с длиной затвора < 0,1 мкм, и транспорт носителей в них становится практически баллистическим (безстолкновительным), что подчеркивает общность физической картины явлений в ПТШ и триоде, а не просто их аналогию.

С другой стороны, ПТШ можно сравнить с резистором, чье сопротивление управляется электрическим полем, вектор которого нормален к направлению протекания тока. Для транзисторов с длиной затвора более 0,5...1 мкм такая аналогия ближе по сути, чем сравнение с вакуумным триодом.

Заметная протяженность затвора приводит к экранированию истока от потенциала стока, что обусловливает существенные отличия процессов в сравнении с вакуумным триодом. Рассмотрим на простейшем примере симметричного ПТШ на рисунке 14.1.1 эти отличия. Сделаем некоторые важные замечания по конструкции прибора и особенностям токопереноса:

- исток и сток имеют омические контакты, с точки зрения получения потока электронов они неразличимы, т. е. в такой конструкции, в отличие от триода, при изменении полярности приложенных напряжений на противоположную, прибор будет сохранять свойства, присущие ПТШ;
- на границе металл — полупроводник образуется обедненный слой (ОС). Ширина этого слоя h определяется разностью потенциалов между токовым каналом (ТК) и затвором, согласно выражению (11.3.2). Протекание тока вызывает изменение потенциала по длине канала, что приводит к изменению ширины области обеднения.

Транзистор, показанный на рисунке 14.1.1, не применяется ввиду технологических трудностей его изготовления и встраивания в корпус. На рисунке 14.1.2 показана конструкция планарного ПТШ, широко применяемого на практике. В нем введены два дополнительных слоя: полуизолирующая подложка и буферный слой. В подложке ток практически не протекает из-за ее высокого сопротивления. Она ограничивает токовый канал снизу. Высота токового канала обозначается буквой A. Для исключения миграции атомов примеси из подложки в токовый канал в структуру вводят тонкий буферный слой низколегированного GaAs. Характерные уровни легирования и размеры показаны на рисунке. На рисунке 14.1.3*а* показана топология транзистора, а на рисунке 14.1.3*б* — фотография мощного транзистора, который состоит из нескольких маломощных транзисторов, соединенных параллельно. Сверху фотографии видны 4 контактных площадки стока. Широкие (белые) площадки внизу — контакты истока, а малые эллипсообразные — контакты затвора. По периферии фото показаны размеры в мкм. Ширина затвора обозначена буквой Z. Следует обратить внимание, что даже при соединении большого числа транзисторов (рис. 14.1.3*б*), суммарная ширина затворов составляет всего лишь 1,13 мм. Контактные площадки такого прибора соединяются тонкими золочеными проводниками с внешними контактами специального корпуса. Он позволяет легко включать транзистор в микрополосковую линию. Такая конструкция увеличивает паразитные реактивные параметры прибора в целом и сужает его частотный диапазон работы. Для удобства использования на практике

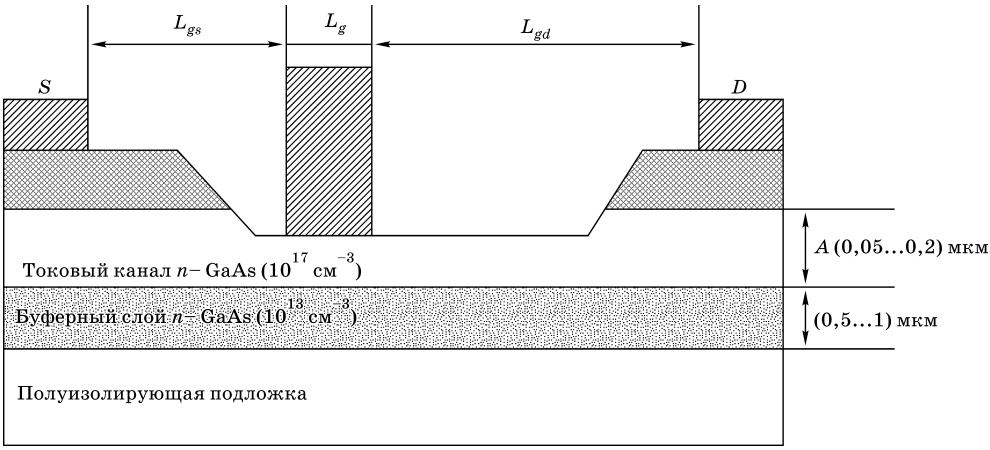


Рис. 14.1.2
Сечение типового микроволнового транзистора

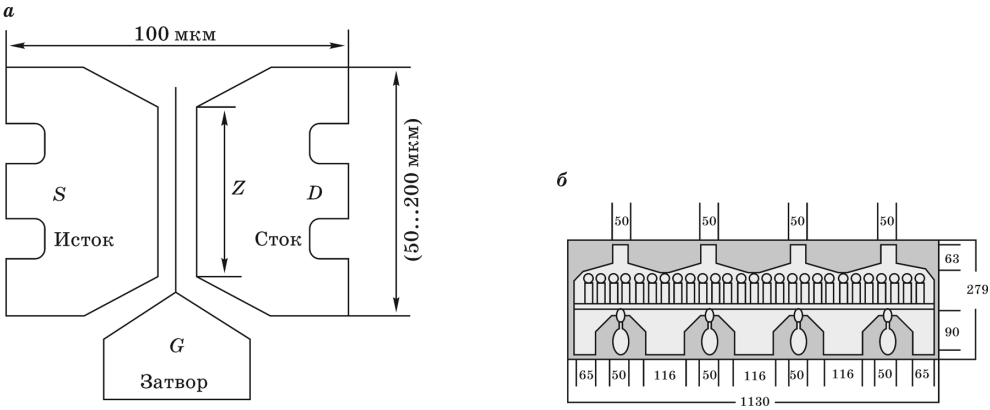


Рис. 14.1.3
Топология ПТШ:
а — маломощный транзистор; *б* — мощный транзистор.



Рис. 14.1.4
Корпуса транзисторов сантиметрового диапазона:
цена деления приложенных линеек 1 мм (производитель «Мицубиси»).

применяют ограниченный набор конструкций подобных корпусов, показанных на рисунке 14.1.4 с масштабной миллиметровой линейкой в углу снимка.

В микроволновых интегральных схемах проблема включения транзистора в схему упрощается, паразитные параметры соединений уменьшаются. Это расширяет частотный диапазона работы схем.

14.1.2. СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С УПРАВЛЯЮЩИМ БАРЬЕРОМ ШОТТКИ

Зависимость тока стока I_d от напряжения исток — затвор U_{gs} при напряжении на стоке U_{ds}, т. е $I_d = f(U_{gs})$, называется входной характеристикой. Зависимость тока стока I_d от напряжения сток — исток U_{ds} при напряжении на затворе U_g, т. е. $I_d = f(U_{ds})$, называется выходной характеристикой. При построении этих зависимостей используем сходство этого прибора с резистором, сопротивление (поперечное сечение) которого изменяется с помощью электрического поля, поданного на внешний электрод — затвор. Для расчета зависимостей воспользуемся формулой (11.3.2) для расчета толщины слоя обеднения барьера Шоттки h:

$$h(x) = \sqrt{\frac{2\varepsilon\Delta U}{qN_d}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon(U_{ch}(x) + \varphi_k - U_g)}{qN_d}}, \qquad (14.1.1)$$

где $U_{ch}(x)$ — потенциал в точке x токового канала; φ_k — контактная разность потенциалов. В формуле (14.1.1) отсутствует член, связанный с тепловым размытием канала. Это означает, что процесс разогрева носителей за счет поля в этом рассмотрении опускается. В таком приближении граница между обедненным слоем и токовым каналом будет резкая.

Разность потенциалов $\Delta U = U_{ch}(x) + \varphi_k - U_g$, обеспечивающая условие полного перекрытия канала толщиной A, называется *полным напряжением перекрытия* U_p. Из (14.1.1) при $h(x) = A$ следует

$$U_p = \frac{1}{2\varepsilon} qN_d A^2. \qquad (14.1.2)$$

При перекрытии канала ток равен нулю, значит $U_{ch}(x) = 0$. Тогда напряжение на затворе, при котором будет перекрыт канал, определится из выражения

$$U_{gp} = -U_p + \varphi_k, \qquad (14.1.3)$$

где U_{gp} — внешнее напряжение перекрытия на затворе.

Следует заметить, что при малой толщине канала A напряжение U_p, рассчитанное по формуле (14.1.2), может быть меньше φ_k. Тогда внешнее напряжение перекрытия $U_{gp} \geq 0$. Такой режим используется при работе полевых транзисторов в схемах цифровой электроники.

Распределение потенциала в канале $U_{ch}(x)$ зависит от протекающего тока I_d, поэтому в выражении (14.1.1) это напряжение следует заменить на

$$U_{ch}(x) = U_{ds} - I_d R_{xd},$$

где R_{xd} — сопротивление канала от точки x до стока.

Запишем ток стока, используя выражение для тока: $I_d = \rho n v S \approx q N_d v(A - h)Z$, где $S = (A - h)Z$ — площадь поперечного сечения канала, Z — ширина затвора. Подставляя полученные выше соотношения, придем к следующему:

$$I_d = qN_d v(E_{ch}(x))\left(A - \sqrt{\frac{2\varepsilon(U_{ds} - I_d R_{xd} + \varphi_k - U_g)}{qN_d}}\right)Z. \qquad (14.1.4)$$

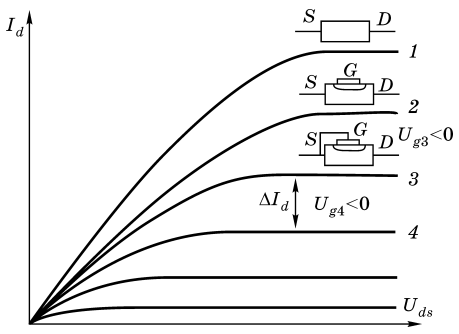


Рис. 14.1.5
Семейство выходных характеристик ПТШ и форма обедненного слоя при насыщении тока

Решение данного трансцендентного уравнения при определенных приближениях представлено в последующих главах. Проанализируем качественно возможный вид решения, основываясь на ряде допущений. Во-первых, найдем типичный вид выходной характеристики, т. е. зависимости $I_d = f(U_{ds})$ для структуры без затвора. В этом случае получаем двухэлектродную арсенид-галлиевую структуру с омическими контактами, т. е. имеем диод Ганна. Для малых напряжений ВАХ такого прибора описывается линейной зависимостью, характерной для резистора, а при достижении критических полей возникает насыщение тока (рис. 13.6.9). Такая характеристика показана на рисунке 14.1.5 и отмечена цифрой *1*. Если к одной из боковых поверхностей такой двухэлектродной структуры приложить металлический электрод, то даже при отсутствии соединения его со стоком или истоком, сечение токового канала будет уменьшено за счет образования обедненного слоя. Этот обедненный слой (ОС) образован контактной разностью потенциалов φ_k полупроводника и металла. Уменьшение сечения вызовет уменьшение тока насыщения, как это показано на кривой, помеченной цифрой *2*.

Изменение напряжения на затворе относительно истока позволяет менять ширину обедненного слоя h, а значит, и высоту токового канала $a = A - h$. Этому варианту соответствуют зависимости *3* и *4* на рисунке 14.1.5. Насыщение тока в транзисторе, вызывается не только эффектом Ганна, но и внутренней отрицательной обратной связью по току. Представленные на рисунке 14.1.5 зависимости характерны для приборов с длиной затвора более 1...2 мкм. Увеличение тока стока повышает падение напряжения на канале, что вызывает сужение токового канала (см. формулу (14.1.4)). Это обстоятельство вызывает уменьшение приращения тока. В результате выходные характеристики транзистора имеют малый наклон в области насыщения.

В этом смысле ПТШ отличается от триода, имеющего существенный наклон анодных характеристик. В то же время анодные характеристики пентода очень похожи по форме на выходные характеристики полевого транзистора. В пентоде введение дополнительных сеток уменьшает влияние напряжения

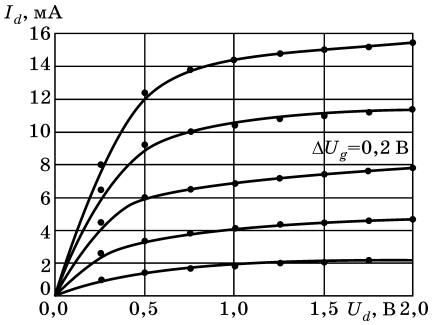


Рис. 14.1.6
Экспериментальные ВАХ ПТШ с длиной затвора 0,25 мкм

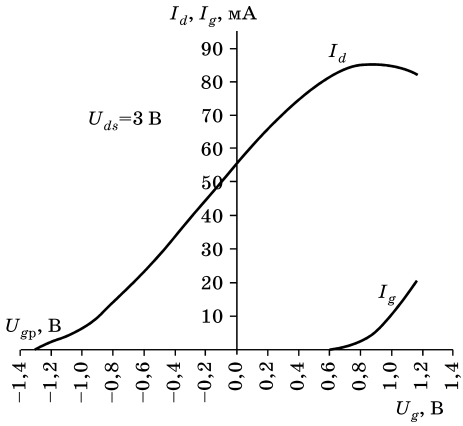


Рис. 14.1.7
Входная характеристика транзистора

анода на поле у катода, а значит и на анодный ток. У транзистора затвор один, но его протяженность не позволяет полю стока сильно «провисать» сквозь узкий токовый канал. Сокращение длины затвора вызовет увеличение наклона характеристик в области насыщения. На рисунке 14.1.6 показана экспериментально снятая характеристика ПТШ с длиной затвора 0,25 мкм. Вид экспериментальных зависимостей отличается от зависимостей, представленных на рисунке 14.1.5. Прежде всего, это касается наклона стоковых характеристик в области тока насыщения.

Входная характеристика транзистора представлена на рисунке 14.1.7. При внешнем напряжении перекрытия канала U_{gp} ток стока равен нулю: $I_d = 0$. При увеличении напряжения на затворе ток истока, а соответственно и ток стока, увеличивается, достигая максимума при положительном напряжении порядка φ_k. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к уменьшению тока стока. Оно вызывается ответвлением части тока истока на затвор. Это соответствует процессу токораспределения в триоде, когда на сетку подан положительный потенциал. В действительности, ток на затвор появляется не при напряжении $U_g = \varphi_k$, а при

$$U_g = \varphi_k + I_s R_s,$$

где R_s — «паразитное» сопротивление резистивной области исток — затвор. При этом условии исчезает обедненный слой в крайней точке затвора ближней к истоку. По мере увеличения напряжения на затворе площадь затвора, на которую идет часть истокового тока увеличивается, область обеднения смещается в сторону стока.

14.1.3. МАЛОСИГНАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ПТШ

Рассмотренные выше статические характеристики не дают полного представления о поведении на переменном сигнале, особенно в случаях, когда период воздействующего напряжения соизмерим с временем движения носителей

заряда под затвором. Дополнительные трудности в описании свойств возникают, если режим работы прибора нелинейный. Однако с помощью статических характеристик можно с достаточной точностью описать поведение транзистора, при воздействии на него «слабого» сигнала микроволнового диапазона. При этом используются сосредоточенные эквивалентные схемы, параметры которых определяются из статических характеристик. Легитимность использования сосредоточенных элементов для описания поведения транзистора в микроволновом диапазоне объясняется малыми, в сравнении с рабочей длиной волны, размерами прибора. Термин «эквивалентные» следует понимать как адекватно отражающие свойства прибора.

Определим реакцию транзистора на воздействие малых приращений питающих напряжений. Исходно к электродам приложены статические напряжения U_{g0}, U_{sd0}, вызывающие ток через транзистор I_{d0}. Выразим приращения напряжений на электродах ΔU_{gs}, ΔU_{sd} через дифференциальные параметры рассматриваемых характеристик транзистора. Для этого воспользуемся малосигнальным приближением, т. е. положим $\Delta U_{gs} \ll \varphi_k$, $\Delta U_{sd} \ll U_{sd0}$. Тогда приращение тока ΔI_d при изменении напряжений запишется как

$$\Delta I_d = \frac{\partial I_d}{\partial U_{gs}} \Delta U_{gs} + \frac{\partial I_d}{\partial U_{sd}} \Delta U_{sd}, \qquad (14.1.5)$$

где $\partial I_d / \partial U_{gs} = G$ — параметр, характеризующий наклон входной характеристики, называется *крутизной транзистора*; $\partial I_d / \partial U_{sd} = G_{ds}$ — параметр, характеризующий наклон выходной характеристики при заданных статических величинах U_{g0}, U_{ds0}. По размерности эти величины — проводимости. Первая из них называется *переходной проводимостью* G (transconductance). В русскоязычной технической литературе для этого параметра чаще используют термин «крутизна». Второй параметр G_{ds} называют *выходной проводимостью*.

Если на прибор кроме статических напряжений U_{g0}, U_{sd0} подать переменный во времени сигнал с периодом $T = 2\pi/\omega$, т. е. $U_g(t) = U_{g0} + U_{gm}\sin(\omega t)$ и $U_{sd}(t) = U_{sd0} + U_{sdm}\sin(\omega t)$ при $U_{gm} \ll \varphi_k$ и $U_{sdm} \ll U_{d0}$, то для нахождения реакции прибора необходимо учесть соотношение между периодом воздействующего напряжения и временем установления переходных процессов в приборе. Используя комплексное представление величин, перепишем (14.1.5):

$$\dot{I}_{dm} = \dot{G}\dot{U}_{gsm} + \dot{G}_d\dot{U}_{sdm}, \qquad (14.1.6)$$

где $\dot{G}$, $\dot{G}_d$ — комплексные параметры прибора, которые на низких частотах равны введенным ранее дифференциальным параметрам.

На рисунке 14.1.8*а* показана электрическая цепь, удовлетворяющая уравнению (14.1.6). Она состоит из идеального генератора тока $\dot{G}\dot{U}_{gsm}$, управляемого входным напряжением — $\dot{U}_{gsm}$, и выходной проводимости — $\dot{G}_d$. Это и есть простейшая эквивалентная схема транзистора. Такая схема не отражает перезарядки емкости обедненного слоя при изменении полярности переменного напряжения.

Введем в эквивалентную схему дополнительные параметры, учитывающие эти процессы. Для этого запишем изменение заряда обедненного слоя через приращение напряжений на электродах:

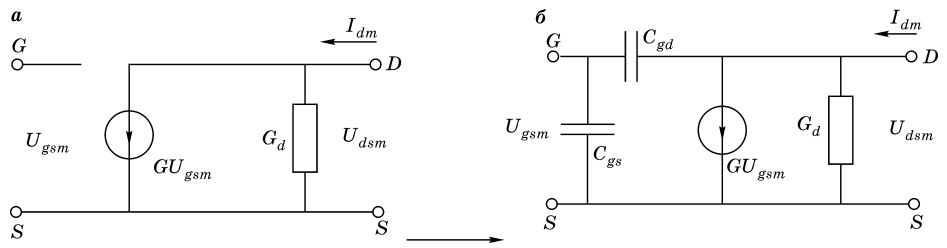


Рис. 14.1.8
Малосигнальная эквивалетная схема полевого транзистора

$$\Delta \boldsymbol{Q} = \partial \boldsymbol{Q}/\partial U_{gs}\Delta U_{gs} + \partial \boldsymbol{Q}/\partial U_{gd}\Delta U_{gd}$$

или

$$\Delta \boldsymbol{Q} = C_{gs}\Delta U_{gs} + C_{gd}\Delta U_{gd}, \qquad (14.1.7)$$

где $C_{gs} = \partial \boldsymbol{Q}/\partial U_{gs}$ — дифференциальная емкость исток — сток; $C_{gd} = \partial \boldsymbol{Q}/\partial U_{gd}$ — дифференциальная емкость затвор — сток.

При введении этих емкостей в эквивалентную схему (рис. 14.1.8*а*) она преобразуется к виду, представленному на рисунке 14.1.8*б*. Емкость C_{gs} часто называют входной емкостью, а C_{gd} — емкостью обратной связи. Отметим важную деталь. При записи уравнения (14.1.7) используется дифференциальная емкость затвор — сток, а не ожидаемая по аналогии с уравнением (14.1.5) емкость исток — сток. Это обусловлено тем, что при изменении напряжения на стоке граница обедненного слоя изменяется преимущественно у краевой области затвора, обращенной к стоковому контакту. Это вызвано слабым «провисанием» потенциала стока в узкую подзатворную область транзистора. Изменение заряда ОС в области между затвором и стоком определяется в основном разностью напряжений затвор — сток.

Эквивалентная схема (рис. 14.1.8) характеризует свойства собственно транзистора. Практика применения такой схемы показала, что для описания ВЧ-свойств прибора в схему необходимо дополнительное ввести сопротивление канала R_i, которое включается последовательно с емкостью C_{gs}. Через него идет перезарядка упомянутой емкости. В качестве управляющего напряжения у источника тока берется напряжение только на емкости C_{gs}, а не полное напряжение U_{gs}.

Используя эту схему, определим, на какой частоте коэффициент усиления по току будет равен единице. Эта частота называется граничной $f_{\text{гр}}$. Предположим, что обратной связи нет, $C_{gd} = 0$ и выходная проводимость нулевая $G_d = 0$. Ток на входе $\dot{I}_{inm} = i\omega C_{gs}\dot{U}_{gsm}$, а на выходе $\dot{I}_{outm} = G\dot{U}_{gsm}$. По условию $\dot{I}_{outm}/\dot{I}_{inm} = 1$, тогда

$$f_{\text{гр}} = \frac{G}{2\pi \cdot C_{gs}}. \qquad (14.1.8)$$

К рассмотренной схеме собственно транзистора необходимо добавить внешние «паразитные» элементы, определяющие влияние пассивных областей прибора и его соединений с корпусом. На рисунке 14.1.9 показаны эти элементы

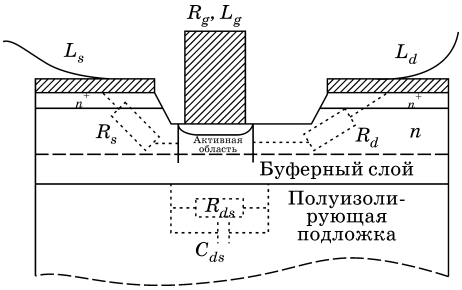


Рис. 14.1.9
Структура транзистора
с «паразитными» элементами

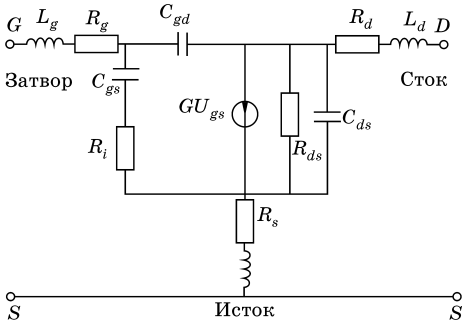


Рис. 14.1.10
Эквивалентная схема полевого
транзистора

и их связь с топологией транзистора. Сопротивления R_s и R_d определяются сопротивлением омического контакта и части нейтрального полупроводника от контакта до обедненного слоя для истоковой и стоковой частей транзистора. Включение в схему сопротивления R_g вызвано омическим сопротивлением металлизации затвора. На высоких частотах при расчете R_g необходимо учитывать скин-эффект. Индуктивности L_g, L_s, L_d рассчитываются по размерам и форме контактирующих проводников.

Эквивалентная схема принимает вид, показанный на рисунке 14.1.10. Элементы схемы отражают особенности физических процессов токопереноса и, соответственно, могут быть рассчитаны с использованием физико-топологических моделей. С другой стороны, параметры этой схемы могут быть измерены экспериментально. Часть параметров измеряются на постоянном токе. Наибольшую трудность вызывает определение сопротивления канала R_i и выходного сопротивления $R_{ds} = 1/G_{ds}$. При использовании схемы в верхней части рабочего диапазона частот проводят коррекцию числовых значений элементов схемы методами параметрической оптимизации, используя в качестве целевой функции измеренные параметры рассеяния (см. ниже). Подобные эквивалентные схемы с успехом используются для нелинейного анализа. Зависимость параметров от приложенного напряжения может быть выражена аналитически или аппроксимирована с использованием результатов измерений.

В высокочастотной области важно учесть временную задержку между воздействием напряжения и возникшим откликом. В рассматриваемой схеме этот аспект учитывается введением комплексной переходной проводимости (крутизны) $\dot{G}$, которая записывается в виде

$$\dot{G} = g_m e^{-i\omega\tau},$$

где τ — характерное время задержки. Ориентировочная оценка τ проводится по формуле

$$\tau \sim L_g / v_s,$$

где v_s — скорость насыщения.

Представленная схема может быть дополнена элементами, связанными с неучтенными физическими аспектами токопереноса. На рисунке 14.1.11 показан вариант эквивалентной схемы транзистора фирмы TriQuint TGF2023-2-01 с элементами R_{gd} и R_{gs}, которые позволяют улучшить точность описания характеристик прибора. Этот транзистор выполнен из GaN на подложке из SiC, имеет общую ширину 1,2 мм, рабочий диапазон частот 0…18 ГГц, выходная мощность 6 Вт на частоте 3 ГГц, размер чипа 0,82×0,66×0,1 мм. Параметры эквивалентной схемы и их зависимость от тока стока I_{ds} представлены в таблице 14.1.1. Многие параметры, как и ожидалось, слабо зависят от режима работы, емкость C_{gs}, переходная проводимость G, выходное сопротивление R_{ds}, меняются существенно.

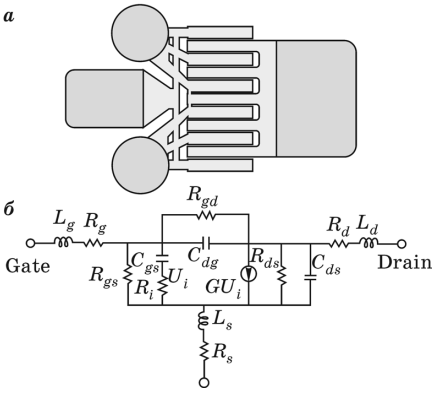


Рис. 14.1.11
Транзистор TGF2023-2-01:
а — топология; *б* — эквивалентная схема.

Таблица 14.1.1

Параметры эквивалентной схемы транзистора TGF2023-2-01

Напряжение на стоке U = 28 В				
параметр	**величина**			**единица измерения**
I_{ds}	25	62,5	125	мА
R_g	0,57	0,58	0,64	Ом
R_s	0,03	0,03	0,04	Ом
R_d	1,46	1,51	1,05	Ом
g_m	0,152	0,249	0,289	Сим
C_{gs}	1,619	1,831	1,903	пФ
R_i	0,07	0,07	0,12	Ом
C_{ds}	0,282	0,273	0,303	пФ
R_{ds}	242	166	134	Ом
C_{gd}	0,056	0,052	0,052	пФ
τ	3,38	3,320	3,010	Пс
L_s	0,014	0,014	0,009	нГн
L_g	0,034	0,034	0,060	нГн
L_d	0,004	0,008	0,0004	нГн
R_{gs}	336	307	154	кОм
R_{gd}	1380	1360	421	кОм

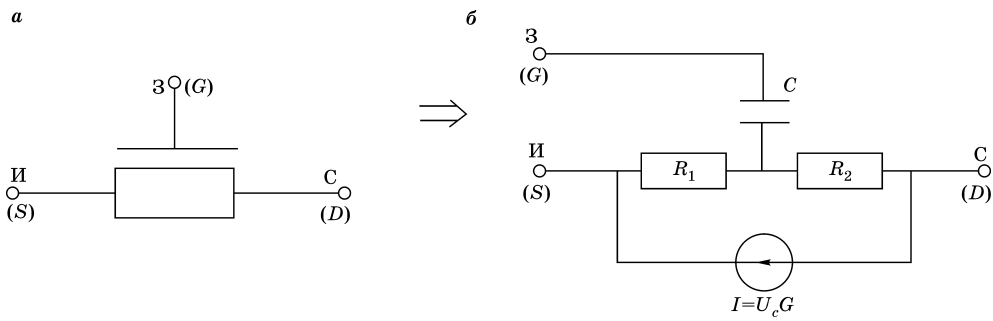


Рис. 14.1.12
Новая эквивалентная схема

Рассмотренная малолосигнальная эквивалентная схема хорошо описывает параметры в широком диапазоне частот, однако не отражает наличие отрицательной обратной связи по постоянному току. Кроме того, формальное введение двух емкостей C_{gs} и C_{gd} не дает четкой границы областей обедненного слоя, соответствующих этим емкостям. Введение в схему сопротивления R_i хорошо интерпретируется с физической точки зрения, но возникают трудности с его расчетом. Важно отметить, что использование физико-топологических моделей для прямого расчета величин $\dot{G}$, $\dot{G}_{ds}$ и C_{gs}, C_{gd} по уравнениям (14.1.5) и (14.1.7) при заданных приращениях напряжений не дает искомого значения R_i. Значение этого параметра нужно искать с помощью дополнительных численных экспериментов. От этих недостатков частично свободна схема, показанная на рисунке 14.1.12*б*. Топология схемы напоминает структуру транзистора на рисунке 14.1.12*а*. В схеме сопротивление R_1 соответствует сопротивлению входной части токового канала. Оно определяет сохранение внутренней отрицательной обратной связи по току даже на постоянном токе. Сопротивление R_2 соответствует сопротивлению выходной части токового канала. В рабочем режиме $R_2 \gg R_1$. Через сопротивление R_2 осуществляется влияние (обратная связь) напряжения стока на управляющее напряжение U_C. Емкость C отражает свойства заряда всего обедненного слоя. Назовем эту схему Т-схемой.

Уравнения подобные (14.1.5)–(14.1.7) для Т-схемы запишутся следующим образом:

$$I_d = GU_C + \frac{U_{sd}}{R_1 + R_2} = G(U_{gs} - U_{ch}) + \frac{U_{sd}}{R_1 + R_2}.$$

Здесь введена величина «действующего» напряжения в канале U_{ch}, которая определяется выражением

$$U_{ch} = \frac{U_{sd}}{R_1 + R_2} R_1.$$

Тогда

$$I_d = GU_{gs} + \frac{U_{sd}}{R_1 + R_2}(1 - GR_1).$$

Приращение тока запишется следующим образом:

$$\Delta I_d = G\Delta U_{gs} + \frac{(1 - GR_1)}{R_1 + R_2}\Delta U_{sd}.$$

Емкость C определяется отношением приращения всего заряда ОС $\Delta Q_{\text{ОС}}$ к приращению напряжения ΔU_C, т. е.

$$C = \Delta Q_{\text{ОС}}/\Delta U_C.$$

Как показали расчеты и исследования, на низких частотах вплоть до постоянного тока более точное описание дает схема в виде Т-звена. Особенно удобно использование этой схемы при расчете шумов транзистора, что будет продемонстрировано в п. 14.2.7.

Универсальным способом описания линейного режима работы транзистора, как элемента микроволнового тракта, является использование параметров рассеяния — s-параметров. При таком описании транзистор представляется четырехполюсником с неизвестной внутренней структурой. Такое представление называется формальной моделью.

Описание транзисторов s-параметрами стало возможным с развитием техники измерений с помощью автоматизированных векторных анализаторов. Высокая точность измерений и быстрота проведения измерений позволяют использовать s-параметры в качестве универсального инструмента в разработке микроволновых устройств.

s-параметры определяют связь нормированных падающих a и отраженных b волн на входе и выходе транзистора (четырехполюсника):

$$\begin{Vmatrix} \dot{b}_1 \\ \dot{b}_2 \end{Vmatrix} = \begin{vmatrix} \dot{s}_{11} & \dot{s}_{12} \\ \dot{s}_{21} & \dot{s}_{22} \end{vmatrix} \begin{Vmatrix} \dot{a}_1 \\ \dot{a}_2 \end{Vmatrix}.$$

Параметры рассеяния имеют простой физический смысл. Параметр $\dot{s}_{11} = \dot{b}_1/\dot{a}_1$ — это коэффициент отражения от входа при согласованном выходе ($\dot{a}_2 = 0$). Параметр $\dot{s}_{22} = \dot{b}_2/\dot{a}_2$ — это коэффициент отражения от выхода при согласованном входе ($\dot{a}_1 = 0$). Параметр $\dot{s}_{21} = \dot{b}_2/\dot{a}_1$ — это коэффициент передачи с входа на выход при согласованном выходе ($\dot{a}_2 = 0$). Параметр $\dot{s}_{12} = \dot{b}_1/\dot{a}_2$ — это коэффициент обратной связи выхода с входом при согласованном входе ($\dot{a}_1 = 0$).

Параметры рассеяния измеряются в регулярной линии передачи с волновым сопротивлением z_0 (обычно 50 Ом). Фазовые соотношения параметров приводятся к некоторым выбранным плоскостям отсчета, как это показано на рисунке 14.1.13.

В современной практике производители транзисторов вместе с поставкой приборов обязательно предоставляют разработчикам зависимость s-параметров от частоты. Эти характеристики обычно представляют в виде годографов на круговой диаграмме сопротивлений, называемой диаграммой Смита (рис. 14.1.14). Следует отметить, что непосредственно на диаграмме с ее масштабной сеткой можно отобразить лишь коэффициенты отражения $\dot{s}_{11}$ и $\dot{s}_{22}$. Однако, учитывая емкостную реакцию транзистора, как по входу, так и по выходу,

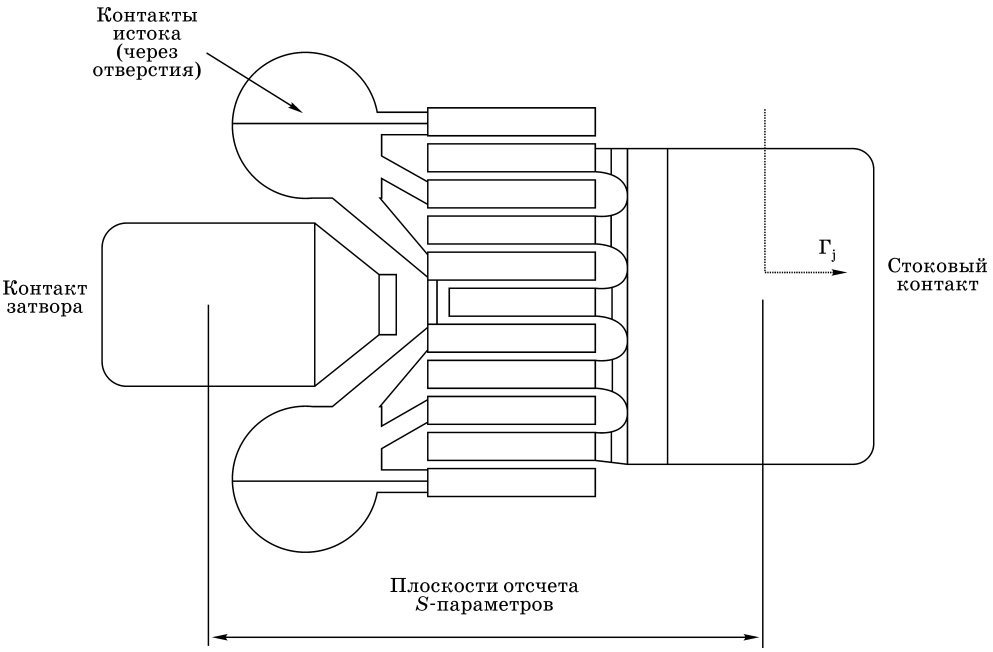


Рис. 14.1.13
Плоскости отсчета
для измерения параметров рассеяния

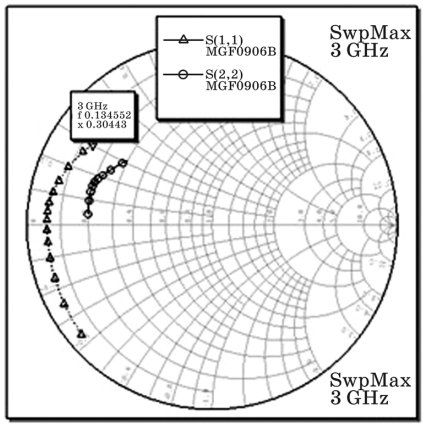


Рис. 14.1.14
Представление параметров рассеяния
на круговой диаграмме

зачастую годографы этих величин находятся только в одной половине диаграммы. В связи с этим вторую часть диаграммы используют для представления коэффициентов $\dot{s}_{21}$ и $\dot{s}_{12}$ в полярной системе координат с удобным масштабом для представления модулей этих существенно отличающихся величин.

14.1.4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Рассмотрим ряд физико-топологических моделей, используемых для описания свойств транзисторов. Эти модели позволяют по топологии прибора и свойствам материалов не только рассчитать параметры эквивалентных схем, но и проанализировать особенности токопереноса в структуре. Получаемая в этом случае информация важна для совершенствования разрабатываемых приборов и схем на их основе. Особенно это актуально при продвижении в область высоких частот, когда усложняется физическая картина процессов в приборе.

Длительное время с момента создания полевого транзистора вплоть до создания транзисторов с длиной затвора 1...2 мкм широко использовалась модель Шокли, которая несмотря на ряд очевидных грубых приближений, давала хорошую точность описания вольт-амперных характеристик и удовлетворительную точность в расчете параметров малосигнальной эквивалентной схемы. Учитывая широкое распространение этой модели, рассмотрим основные ее положения, а также оценим границы ее применения.

МОДЕЛЬ ШОКЛИ

Данная модель описывает поведение собственно транзистора, ограничивая область рассмотрения подзатворной областью. Топология моделируемой области показана на рисунке 14.1.15. Подложка транзистора подразумевается непроводящей.

Основные приближения следующие.

Допущение 1. В модели используется локально полевое приближение (ЛПП), когда дрейфовая скорость в рассматриваемой точке определяется напряженностью электрического поля в этой же точке: $v = \mu_0 E$. Причем предполагается, что подвижность μ_0 остается постоянной во всем диапазоне изменения напряженности поля E. Это приближение является физически некорректным,

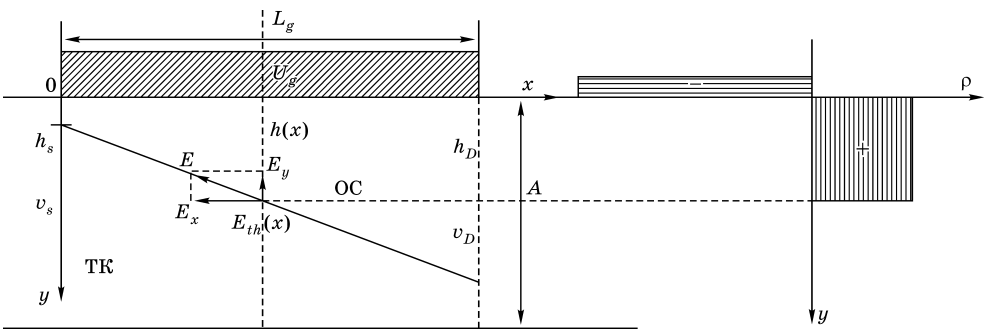


Рис. 14.1.15
Модель Шокли

однако его использование позволило получить аналитические решения, которые с приемлемой точностью описывали свойства транзисторов.

Допущение 2. Коэффициент диффузии равен нулю: $D(E) = 0$. Это означает отсутствие дебаевского «размытия» границы между токовым каналом и обедненным слоем.

Допущение 3. Приближение «плавного» канала, когда длина затвора много больше толщины токового канала, т. е. $L_g/A \gg 1$. Эту модель часто так и именуют: модель плавного канала.

Найдем выражение для тока стока I_d в зависимости от приложенных напряжений на электродах $I_d = f(U_g, U_d, L_g, Z)$, когда область токового канала однородно легирована, т. е. $N_d = \text{const}$. Обозначим величину контактной разности потенциалов между металлом и полупроводником φ_k.

Для нахождения тока стока необходимо знать скорость носителей в токовом канале и ширину этого канала. Для нахождения этих величин определим, прежде всего, распределение напряженности электрического поля, используя уравнение Пуассона:

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon}. \tag{14.1.9}$$

Если граница между токовым каналом (ТК) и обедненным слоем (ОС) резкая (допущение 2), то это означает, что заряды движутся по касательной к этой границе. При этом сила, действующая на заряд, определяется как $q\mathbf{E} = qE_x\mathbf{e}_x + qE_y\mathbf{e}_y$. Учитывая плавность канала $L_g/A \gg 1$, принимаем $E_y \approx 0$, откуда следует, что в ТК основной компонентой поля является E_x. Неподвижные заряды ОС и противоположные им по знаку заряды на затворе создают поле, нормальное к металлической поверхности затвора, т. е. $E_y\mathbf{e}_y$ (рис. 14.1.15). При этих условиях запишем (14.1.9) отдельно для ТК и ОС:

$$\frac{dE_y}{dy} = \frac{qN_d}{\varepsilon} \tag{14.1.10}$$

— для обедненного слоя (ОС) и

$$\frac{dE_x}{dx} = \frac{q(N_d - n)}{\varepsilon} \tag{14.1.11}$$

— для токового канала (ТК).

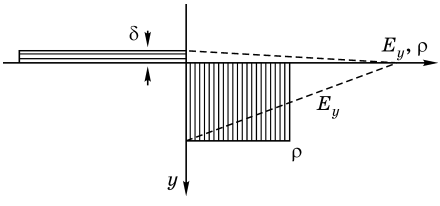


Рис. 14.1.16
Распределение зарядов у поверхности затвора

Учитывая соотношение $N_d \gg (N_d - n)$ можно записать, что $E_y \gg E_x$. Вначале решим (14.1.10) при следующих граничных условиях: $E_y|_{y=h} = 0$, $U_{y=0} = U_g$, $U_{g=h} = U_{ch}(x)$. Будем считать, что поле E_y не проникает внутрь материала затвора, так как затвор выполнен из металла и имеет высокую проводимость. На рисунке 14.1.16 показано распределение зарядов в материале затвора и в ОС. Для металла

толщина слоя отрицательных зарядов δ стремится к нулю. Суммарный заряд в металле равен по модулю суммарному заряду положительных доноров в обедненном слое.

Решение уравнения (14.1.10) при заданных граничных условиях дает

$$U_{ch}(x)+\varphi_k-U_g=\frac{qN_d}{2\varepsilon}(y-h(x))^2, \qquad (14.1.12)$$

где $h(x)$ — высота ОС. В этом выражении левая часть $U_{ch}(x)+\varphi_k-U_g$ — напряжение, действующее между затвором и рассматриваемой точкой канала.

Напряжение U_p, приводящее к полному перекрытию канала $h=A$, согласно (14.1.12), определится по выражению

$$U_p=\frac{1}{2}\frac{qN_d}{\varepsilon}A^2. \qquad (14.1.13)$$

Оно называется полным напряжением перекрытия. Величина $U_{gp}=U_p-\varphi_k$ называется *внешним напряжением перекрытия*.

Используя полученные результаты, найдем выражение для тока стока:

$$I_d=qnv(A-h)Z=qN_d\mu_0E_x(A-h)Z=qN_d\mu_0\left(-\partial U_{ch}/\partial x\right)(A-h)Z=$$
$$=qN_d\mu_0\left(-\partial U_{ch}/\partial h\right)\frac{\partial h}{\partial x}(A-h)Z.$$

В этом выражении производная $\partial U_{ch}/\partial x$ записана через производные $\partial U_{ch}/\partial h$ и $\partial h/\partial x$.

Используя (14.1.12), получим

$$\partial U_{ch}/\partial h=h\frac{qN_d}{\varepsilon}.$$

Выражение для тока стока примет вид

$$I_d dx=q^2N_d^2\mu Z(A-h)hdh.$$

Проинтегрируем данное выражение по длине прибора. Координата x изменяется в пределах от 0 до L_g, при этом обедненный слой изменяется от некоторой величины h_s на истоковой стороне до величины h_d на стоковой стороне:

$$I_d\int_0^{L_g}dx=-\frac{q^2{N_d}^2}{\varepsilon}\mu_0Z\int_{hs}^{hd}h(A-h)dh.$$

Перепишем полученное выражение через безразмерные величины. Нормировку линейных размеров h_s и h_d логично осуществить к высоте канала A, напряжения к напряжению перекрытия U_p, ток I_d к величине $I_p=qN_d(\mu_0U_p/L_g)AZ$.

Обозначая

$$s=h_s/A=\sqrt{(U_s-U_g+\varphi_k)/U_p},\quad p=h_d/A=\sqrt{(U_d-U_g+\varphi_k)/U_p},$$

получим

$$I_d = I_p\left((p^2 - s^2) - \frac{2}{3}(p^3 - s^3)\right). \qquad (14.1.14)$$

Параметр s определяет степень перекрытия канала у истока. С другой стороны, это нормированный потенциал истока, p — степень перекрытия на стоке и нормированный потенциал стока.

Падение напряжения на транзисторе в соответствии с принятыми обозначениями выражается зависимостью вида

$$U_{ds} = U_p(p^2 - s^2). \qquad (14.1.15)$$

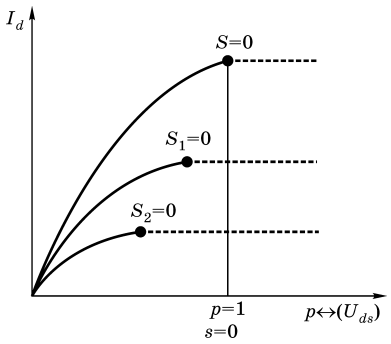


Рис. 14.1.17
Расчетная ВАХ
по модели Шокли

Используя уравнение (14.1.14), покажем графически зависимость нормированного тока от нормированных напряжений s и p, т. е. $I_d = f(s, p)$. На рисунке 14.1.17 представлено семейство таких характеристик, где s выбрано в качестве параметра. Следует заметить, что физически интерпретируемые результаты соответствуют условиям $0 \le s \le 1$ и $0 \le p \le 1$. Из анализа полученного выражения следует, что если построить зависимость $I_d = f(s = 0, p)$, то зависимость $I_d = f(s_1, p)$ для других значений s получается простым смещением исходной $I_d = f(s = 0, p)$ в начале по оси абсцисс на величину s_1, а по оси ординат до ее начала $I_d = 0$.

Полученное семейство представляет собой начальную ветвь ВАХ в нормированном виде до начала насыщения тока, т. е. до значения $p = 1$. Эксперимент показывает, что при увеличении напряжения на стоке, ток остается практически неизменным даже при условии $p > 1$. Чтобы знать ВАХ для любых напряжений, в модель Шокли вносится еще одно допущение. Если нормированный потенциал $p > 1$, то значение тока принимается равным току при $p = 1$. Этому приближению соответствуют пунктирные линии на рисунке 14.1.17.

Расчеты тока по модели плавного канала хорошо соответствуют результатам измерений ВАХ при длинах затвора $L_g > 2$ мкм. Имеющиеся отличия проявляются в наклоне характеристик в области насыщения: экспериментальные зависимости имеют небольшой наклон, расчетные — нет.

При удовлетворительном соответствии измеренных и рассчитанных характеристик физическая картина процесса токопереноса не может считаться приемлемой. В модели Шокли максимальный ток наблюдается при полном перекрытии токового канала на стоковом конце. Если канал перекрыт хотя бы в одном сечении, ток протекать не может. Формальное объяснение возможности протекания тока в этом случае, заключается в возможности бесконечного роста скорости при сужении канала за счет увеличения «тянущего» поля и прямой пропорциональности скорости и поля $\upsilon = \mu_0 E$. Тогда произведение бесконечно малой толщины токового канала на бесконечно большую скорость даст конечное значение тока.

С продвижением технологии в область затворов длиной 1...0,5 мкм и ниже соответствие измеренных и расчетных величин стало неприемлемо большим. Для получения приемлемого соответствия эксперимента и теории была разработана простая и наглядная модель, названная моделью двух областей.

МОДЕЛЬ ДВУХ ОБЛАСТЕЙ

Основное ее отличие от модели плавного канала состоит в кусочно-линейной аппроксимации поле-скоростной характеристики, как это показано на рисунке 14.1.18. На первом участке скорость и поле связаны линейно $\upsilon = \mu E$, а на втором $\upsilon = \upsilon_s$, скорость постоянна и равна скорости насыщения. Такая аппроксимация хорошо отражает типовую полескоростную характеристику (см. главы 2 и 4).

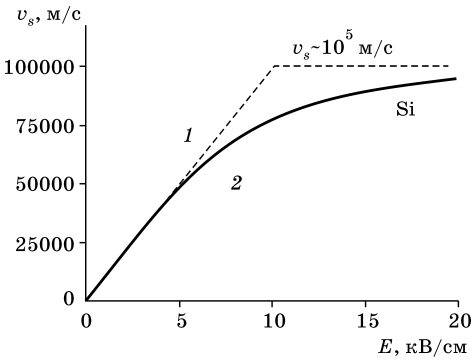


Рис. 14.1.18
Кусочно-линейная аппроксимация ПСХ

Как и в модели Шокли, в модели двух областей сохранено предположение о локальной связи между скоростью и полем, т. е. применяется локально-полевое приближение.

Рассмотрим только собственно транзистор, без паразитных элементов. На рисунке 14.1.19 представлена топология рассматриваемой области, поле-скоростная характеристика (ПСХ) и возможное (предполагаемое) распределение поля $E(x)$. Найдем на зависимости $E(x)$ координату x_{th}, в которой поле $E(x_{th}) = E_{th}$. В результате подзатворная область транзистора разделяется на две области: входная область *1*, длиной L_{g1}, где дрейфовая скорость носителей и поле связаны линейно $\upsilon = \mu_0 E$, как и в модели Шокли, и выходная область *2* длиной L_{g2}, где скорость носителей постоянна и равна скорости насыщения $\upsilon = \upsilon_s$. Такой

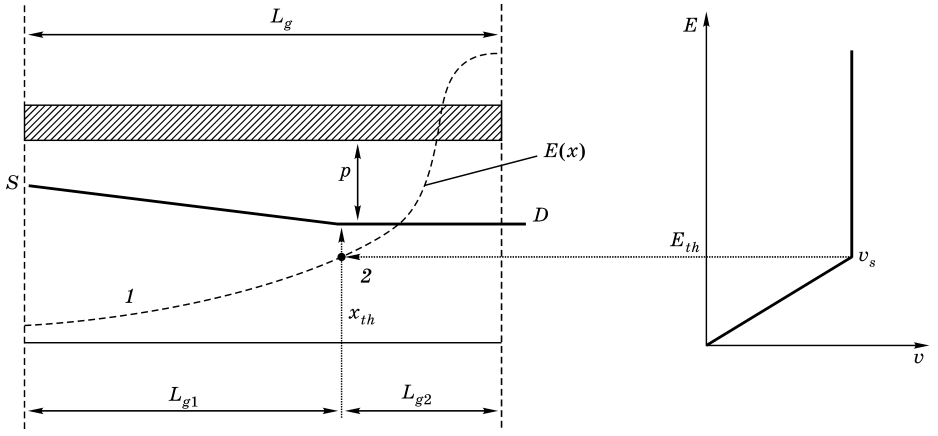


Рис. 14.1.19
Модель двух областей

подход предполагает анализ токопереноса в первой области с использованием модели Шокли с длиной затвора транзистора L_{g1}. Во второй области L_{g2} предполагается постоянство высоты токового канала для сохранения постоянства тока. Определение параметров модели осуществляется «сшиванием» решений для обеих областей. Ток на границе раздела должен быть непрерывен, а падение напряжения на первой области $U_{L_{g1}}$ в сумме с напряжением на второй области $U_{L_{g2}}$ должно равняться приложенному напряжению между истоком и стоком, т. е.

$$U_{L_{g1}} + U_{L_{g2}} = U_{ds}. \qquad (14.1.16)$$

Падение напряжения на области *1*, согласно модели плавного канала (14.1.15), запишется как

$$U_{L_{g1}} = U_p(p^2 - s^2),$$

где p — неизвестная величина. Падение напряжения в области *2* определяется из аналитического решения уравнения Пуассона для рассматриваемой области:

$$U_{L_{g2}} \cong U_p \cos\frac{\pi y}{2A} \operatorname{sh}\frac{L_{g2}}{2A}. \qquad (14.1.17)$$

Общее падение напряжение на транзисторе

$$U_{ds} = U_p(p^2 - s^2) + U_p \cos\frac{\pi y}{2A} \operatorname{sh}\frac{L_{g2}}{2A}. \qquad (14.1.18)$$

Токи в обеих частях транзистора должны быть равны. Тогда, используя (14.1.14) и записывая ток в области *2* как

$$I_d = qN_d\upsilon_3 AZ(1-p) = I_{\max}(1-p),$$

получим уравнение, связывающее искомые величины:

$$I_{\max}(1-p) = I_p(L_{g1}) \cdot (p^2 - s^2 - 2/3(p^3 - s^3)), \qquad (14.1.19)$$

где $I_{\max} = qN_d\upsilon_3 AZ$ — максимально возможный ток через структуру.

Решая систему уравнений (14.1.18) и (14.1.19) относительно неизвестных величин p и L_{g1}, получим зависимость тока стока I_d от напряжений U_{ds} и U_{gs}, т. е. входную и выходную характеристики транзистора. В рассматриваемой модели нет ограничений на значения приложенных напряжений. Алгоритм расчета тока позволяет легко учесть влияние паразитных сопротивлений истока и стока, добавляя к падению напряжения на внутренних областях U_{ds}, падения напряжения на R_s и R_d:

$$U_{ds\Sigma} = I_d R_s + U_{ds} + I_d R_d,$$

где $U_{ds\Sigma}$ — внешнее напряжение на транзисторе.

Это уравнение включается в систему (14.1.18) и (14.1.19) и они совместно решаются методом последовательных приближений.

Из полученных зависимостей можно определить дифференциальные параметры транзистора, в частности для переходной проводимости:

$$G = I_p / U_p (p^2 - s^2).$$

Соответствие рассчитанных и измеренных значений тока и переходной проводимости для транзисторов с длиной затвора до 1 мкм существенно лучше, чем в модели Шокли. Наибольшая погрешность и несоответствие экспериментальных и измеренных величин наблюдается для выходной проводимости G_d. Измеренные значения в 3–5 раз меньше расчетных.

14.1.5. ОСОБЕННОСТИ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Расширение частотного диапазона работы транзисторов связано, в первую очередь, с уменьшением длины затвора. В настоящее время эта длина составляет 0,25...0,025 мкм, что соизмеримо с длиной релаксации энергии носителей l_ε. Для этих приборов локально полевое приближение (ЛПП) не дает приемлемой точности моделирования. В связи с этим для анализа процессов токопереноса в транзисторе и расчете его внешних характеристик используется решение системы уравнений сохранения (2.4.7)–(2.4.9) и уравнения Пуассона (2.2.4). Сложность решения этих уравнений в общем виде вынуждает разработчиков использовать ряд приближений, позволяющих не опуская важных физических аспектов процесса, получить аналитические зависимости для интегральных параметров прибора.

Рассмотрим в начале уравнения сохранения импульса и энергии, позволяющие найти скорость движения носителей v и электронную температуру T_e в условиях быстро изменяющейся напряженности поля. В п. 2.3.3 показано, что при быстром во времени (или резком в пространстве) изменении поля E, возникает явление «сверхскорости» (рис. 2.4.4). Перепишем уравнения (2.4.8) и (2.4.9) в приближении малой скорости изменения энергии за счет микроволнового поля и слабой пространственной расходимости потока тепла по длине транзистора.

Уравнение сохранения потока импульса преобразуется к виду

$$v = \mu(T_e) E - D(T_e) \frac{\nabla n}{n}. \qquad (14.1.20)$$

Электронная температура T_e, фигурирующая в (14.1.20), находится из уравнения сохранения энергии

$$j\mathbf{E} \approx \frac{3}{2} \frac{nk(T_e - T_0)}{\tau_\varepsilon(T_e)}. \qquad (14.1.21)$$

Для решения этой системы необходимо знать, как изменяется время релаксации $\tau_\varepsilon(T_e)$ и коэффициента диффузии $D(T_e)$ от температуры T_e. Эти величины определяются с использованием моделей более высокого уровня, в частности, модели крупных частиц, или измеряются экспериментально. Однако сложный нелинейный характер зависимостей $\tau_\varepsilon(T_e)$, $D(T_e)$ и необходимость итерацион-

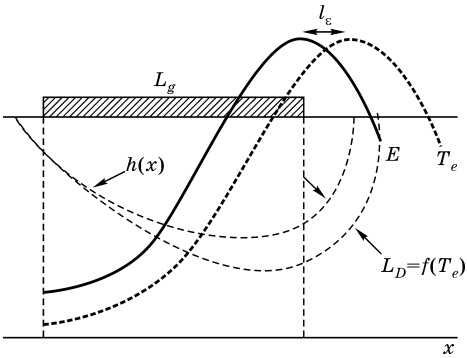


Рис. 14.1.20
Типовая картина распределения поля, электронной температуры и ширины обедненного слоя в канале ПТ

ного процесса нахождения T_e, не позволяет получить решения в явном виде даже при введенных упрощениях. Воспользуемся результатами компьютерного моделирования для того, чтобы создать физическую картину токопереноса. На рисунке 14.1.20 представлены типовые зависимости поля в канале $E(x)$, электронной температуры $T_e(x)$, ширины обедненного слоя $h(x)$ для транзистора с длиной затвора 0,5 мкм. Как видно, максимумы $E(x)$ и $T_e(x)$ сдвинуты на расстояние l_ε. Локализация максимума поля E на границе, соответствующей стоковому краю затвора, объясняется тем, то в этом сечении токовый канал самый узкий. Значит, удельное сопротивление и падение напряжения в рассматриваемой области максимально. Электронная температура продолжает расти с постоянной релаксации $\tau_\varepsilon(T_e)$, но с меньшей скоростью, так как «греющее» поле E уменьшается. В результате максимум зависимости $T_e(x)$ смещается вправо на длину порядка l_ε.

Используя зависимость $T_e(x)$, можно рассчитать размытие границы обедненного слоя. Для этого учтем тепловой потенциал $U_T = kT_e/q$ в формуле для расчета обедненного слоя (14.1.12):

$$h(x) = \sqrt{\frac{2\varepsilon\left(U_{ch}(x) - U_g + \varphi_k - \dfrac{kT_e(x)}{q}\right)}{qN_d}}. \qquad (14.1.22)$$

За счет возрастания электронной температуры от начала транзистора к его концу степень размытия, определяемая дебаевской длиной $L_D = \sqrt{kT_e(x)/(\varepsilon q N_d)}$, будет возрастать. Следует отметить, что без учета этого фактора объяснить принцип действия полевого транзистора при больших напряжениях на стоке невозможно.

Анализ распространения скорости в канале сложнее, чем распределений поля и электронной температуры. Ниже рассматривается модель транзистора, позволяющая решить эти задачи.

14.1.6. КВАЗИДВУМЕРНАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ МОДЕЛЬ ПТШ

В приведенных ранее вариантах анализа токопереноса не учитывался двумерный характер распределения поля под затвором транзистора. Уравнение Пуассона для таких структур должно решаться в двумерном приближении. Однако в практике моделирования используется упрощенный квазидвумерный подход, позволяющий достаточно точно свести задачу к одномерной.

Суть этой модели заключается в том, что двумерное уравнение Пуассона записывается относительно усредненных величин напряженности электрического поля и плотности зарядов раздельно для канала и обедненного слоя. В токовом канале определяющей величиной является x-компонента поля **E**, в обедненной — y-компонента поля **E**. Для получения интегральных характеристик прибора в целом не всегда нужна детальная информация о распределении поля и тока по сечению канала. Достаточно знать средние значения искомых величин.

Для токового канала. Среднее по сечению токового канала значение поля $\bar{E}_x$:

$$\bar{E}_x = \frac{1}{A-h}\cdot\int_h^A E_x(y)dy.$$

Среднее значение уровня легирования $\bar{N}_d$:

$$\bar{N}_d = \frac{1}{A-h}\cdot\int_h^A N_d(y)dy.$$

При известной высоте канала $a(x) = A - h(x)$ уравнение Пуассона относительно средних величин приводится к виду

$$\frac{d(\bar{E}_x a)}{dx} = \frac{q(\bar{N}_d - \bar{n})a}{\varepsilon}. \qquad (14.1.23)$$

Для обедненного слоя. Расчет $h(x)$ проводится по уравнению Пуассона для y-компоненты электрического поля:

$$\frac{dE_y}{dy} = \frac{qN_d(y)}{\varepsilon}. \qquad (14.1.24)$$

«Сшивание» решений проводится на границе токовый канал — обедненный слой по соотношению полей:

$$E_{y\,\text{гр}} \approx \bar{E}_x \cdot a'(x), \qquad (14.1.25)$$

где $a'(x) = \partial a/\partial x$ — производная по x. Она характеризует наклон касательной к границе токового канала (рис. 14.1.21). Условие (14.1.25) означает, что электроны движутся по касательной к границе и в обедненный слой не попадают. Перепишем уравнение для ширины обедненного слоя (14.1.22) с учетом y-компоненты поля на границе:

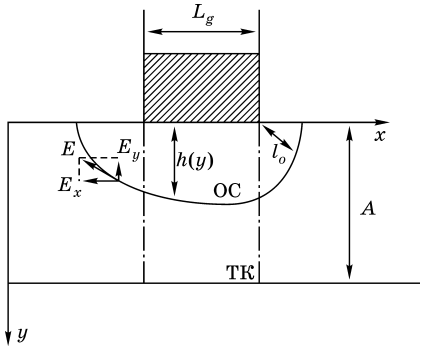


Рис. 14.1.21
Учет поперечной компоненты поля на границе токового канала

$$h(x) = -\frac{E_{y\,\text{гр}}\varepsilon}{q\bar{N}_d} + \sqrt{\left(\frac{E_{y\,\text{гр}}\varepsilon}{q\bar{N}_d}\right)^2 + \frac{2\varepsilon\left(U_{ch}(x) - U_g + \varphi_k - kT_e(x)/q\right)}{q\bar{N}_d}}. \qquad (14.1.26)$$

Отметим то обстоятельство, что к толщине обеднения $h(x)$, рассчитанной по (14.1.26), следует добавить термин «эффективная», так как она учитывает размытие границы за счет T_e. Полученные выражения можно использовать не только в области собственно транзистора, как отмечалось в начале, но и распространить их на области вне затвора. Для этого за размер области обеднения принимается длина линии, соединяющей точку на границе с ближайшей точкой на затворе $l_0(x)$. Для областей вне затвора такими точками будут истоковый и стоковый края затвора (рис. 14.1.21). По этому направлению записывается уравнение Пуассона $dE_l/dl = qN_d(l)/\varepsilon$. Длина области обеднения, аналогично (14.1.26), записывается следующим образом:

$$l_0(x) = -\frac{E_{l\text{гр}}\varepsilon}{qN_d} + \sqrt{\left(\frac{E_{l\text{гр}}\varepsilon}{qN_d}\right)^2 + \frac{2\varepsilon(U_{ch}(x) - U_g + \varphi_k)}{qN_d}}, \qquad (14.1.27)$$

где $E_{l\text{гр}}$ — граничное поле по направлению линии l.

В рассмотренную систему уравнений необходимо включить уравнение непрерывности. Оно позволяет определить среднюю скорость дрейфа и среднее значение заряда $\overline{n}$.

Проведем сравнительный анализ результатов моделирования при использовании локально-полевой модели (модель двух областей) и температурной модели приборов с разной длиной затвора для лучшего понимания особенностей функционирования приборов. Необходимые для моделирования зависимости $\tau_\varepsilon(T_e)$, $D(T_e)$, $v(E_0)$ возьмем из модели крупных частиц. Сравним как интегральные характеристики (ВАХ приборов), так и распределения физических величин внутри приборов. Для анализа выбраны транзисторы на GaAs.

На рисунке 14.1.22 показано сравнение выходных характеристик, полученных экспериментально, по локально-полевой (ЛПП) модели и температурной модели. Длина затвора транзистора 0,5 мкм. Представленные зависимости наглядно показывают хорошее соответствие экспериментальных зависимостей и рассчитанных по температурной модели во всем диапазоне изменения приложенных напряжений. В то же время видно, что локально-полевое приближение (ЛПП) дает удовлетворительное соответствие с экспериментом только в диапазоне напряжений сток-исток 0...0,5 В.

На рисунке 14.1.23 представлено распределение средней дрейфовой скорости v/v_s, напряженности продольного электрического поля E/E_{th} и электронной температуры T_e/T_0 для того же прибора, что и в предыдущем примере. В зависимостях отметим, прежде всего, сдвиг максимумов поля и температуры (длина «остывания» $l_\varepsilon \approx \tau_\varepsilon v_s$), а также постепенный рост скорости дрейфа вплоть до максимума поля, характерных для температурной модели (ТМ). Для локально-полевого приближения (ЛПП) характерно снижение скорости в области максимального поля, в соответствии с ПСХ.

Следует отметить, что на распределение поля E влияет не только характерное для транзисторов сужение токового канала, но и возникновение домена сильного поля, характерного для однородных по сечению диодов Ганна

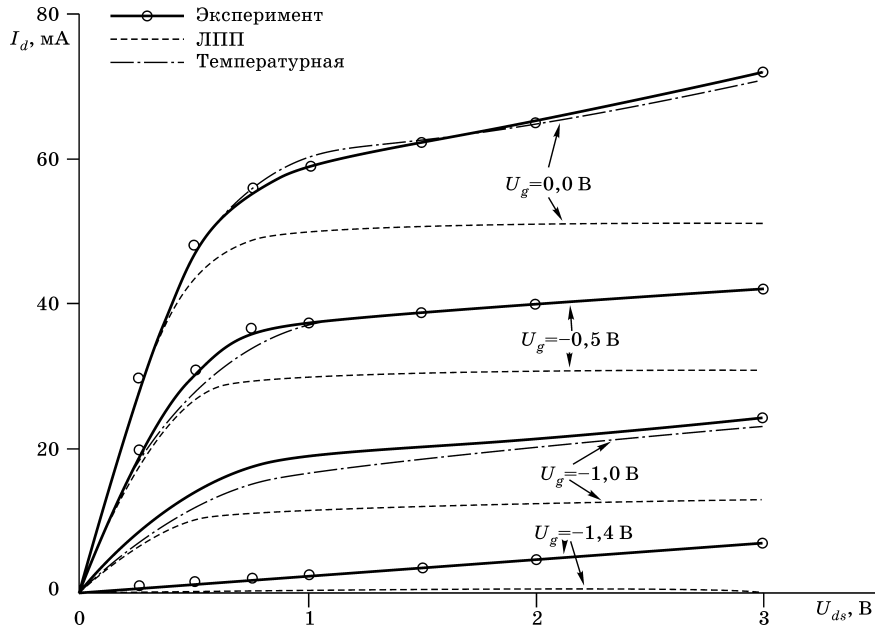


Рис. 14.1.22
Выходные характеристики транзистора, полученные экспериментально, по локально-полевой (ЛППП) и температурной моделям

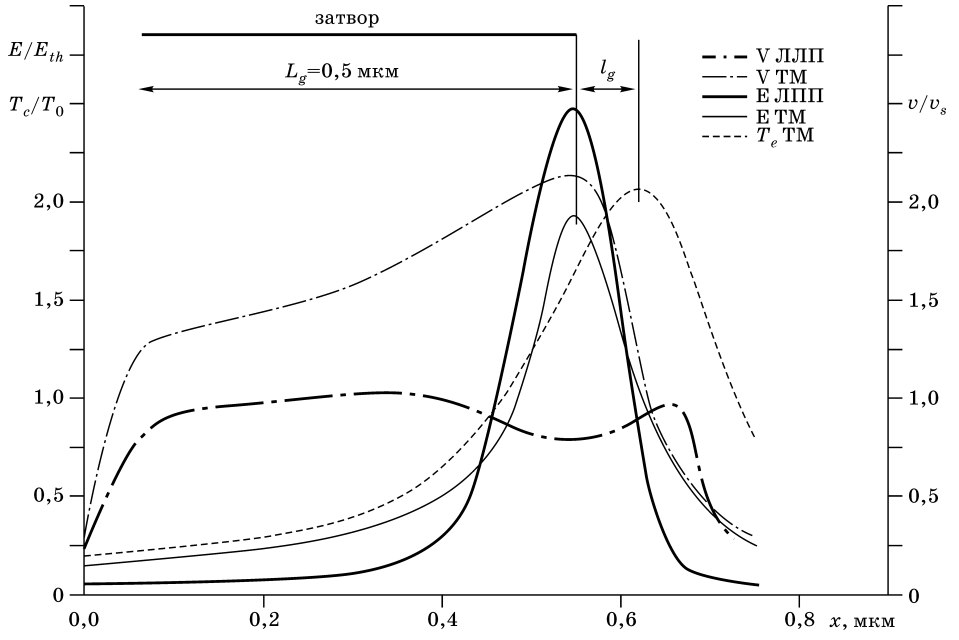


Рис. 14.1.23
Сравнение температурной и локально-полевой модели для транзистора длиной 0,5 мкм

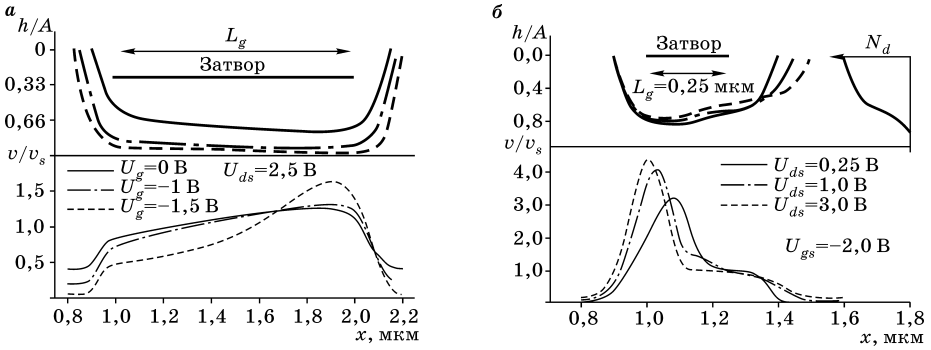


Рис. 14.1.24
Форма токового канала и распределение скорости для:
а — Lg = 1 мкм; *б* — Lg = 0,25 мкм.

(см. п. 13.6.1). Выделить эти компоненты не представляется возможным, но принимать во внимание оба фактора необходимо.

Сравнение результатов расчета транзисторов с длиной затвора 1 мкм и 0,25 мкм позволяет понять отличие процессов токопереноса в этих приборах. Для сравнения выбраны приборы на GaAs с экспериментально измеренным профилем легирования. Значения основных параметров: $\bar{N}_d = 1{,}78 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, $A = 0{,}142$ мкм, скорость насыщения $v_s = 1{,}35 \cdot 10^5$ м/с. Учет неоднородности профиля легирования важен для учета явлений токопереноса в буферном слое. На рисунке 14.1.24*а*, *б* представлены распределения средних величин скорости, напряженности поля и электронной температуры вдоль канала транзистор, рассчитанные с помощью температурной модели. При длине затвора $L_g = 1$ мкм скорость монотонно растет вдоль канала, достигая значения $1{,}5v_s$ у стокового края затвора. Для прибора с $L_g = 0{,}25$ мкм заметно проявление эффекта сверхскорости. Максимальное значение скорости составляет $4{,}5v_s$, что в 2,5 раза больше максимальной скорости, характерной для статической ПСХ. Локализация этого максимума в начале подзатворной области, по-видимому, вызвано резким изменением поля в этой области (пониженный уровень легирования, узкий канал). В соответствии со скоростью меняется и эффективная толщина токового канала.

Полученные результаты моделирования демонстрируют возможность рассчитывать с высокой точностью как интегральные параметры микроволновых транзисторов, так и проводить анализ процессов переноса внутри структуры. В настоящее время температурную модель используют для расчета параметров эквивалентной схемы и шумовых параметров транзисторов.

14.1.7. ШУМОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

За свою историю существования полевой транзистор прошел путь от самого шумящего прибора до самого малошумного. В первых полевых транзисторах доминировали низкочастотные шумы внешних границ: барьера Шоттки и границы токовый канал — полуизолирующая подложка. Технологические несовершенства в объеме токового канала и паразитные сопротивления контактов

создавали высокий уровень тепловых шумов. Если учесть, что первые приборы имели малый коэффициент усиления, то становится понятным, почему ПТШ не использовался в малошумящих усилителях. В дальнейшем снижение шумов обеспечивалось уменьшением длины затвора, совершенствованием технологии получения барьера металл — полупроводник, совершенствовании барьера токовый канал — полуизолирующая подложка. Совершенствование технологии изготовления барьера Шоттки привело к снижению плотности поверхностных состояний, что уменьшило уровень шума $1/f$. Введение буферного слоя между полуизолирующей подложкой и каналом ограничило миграцию ловушечных центров из полуизолирующей подложки в канал. В связи с этим существенно улучшилась временная стабильность усилительных свойств и шумовых характеристик в процессе эксплуатации.

У современных транзисторов уровень шума во многом определяется в основном тепловым шумом канала и тепловым шумом паразитных сопротивлений затвора и истока. Вклад в коэффициент шума этих сопротивлений составляет до 40% от суммарного коэффициента шума.

Проанализируем шумовую модель ПТШ, используя основные уравнения для расчета шумов, полученные в п. 2.4, и температурную модель, позволяющую найти электронную температуру носителей. Целью анализа должно быть установление зависимостей коэффициента шума прибора от физико-топологических параметров прибора, от режима питания по постоянному току.

Рассмотрим прежде всего шумы собственно транзистора без учета вклада паразитных сопротивлений истока и затвора. Анализ осуществим, заменяя транзистор соединением отдельных парциальных транзисторов, как это показано на рисунке 14.1.25. Такую схему можно рассматривать как каскадное соединение усилителей или как распределенный усилитель. Вклад в итоговый коэффициент шума от каждого из парциальных транзисторов будет различным. Это объясняется не только отличием электронной температуры носителей в каждом парциальном транзисторе. Более существенным фактором выступает разница в итоговом коэффициенте усиления (шумового и полезного сигналов) для каждого из рассматриваемых слоев (транзисторов). Для входных слоев он максимален, поэтому их вклад в коэффициент шума определяющий.

Для расчета шумовых источников в каждом из парциальных транзисторов воспользуемся формулой Ван дер Зила (2.5.2) для выбранного участка Δx с электронной температурой $T_e(x)$, коэффициентом диффузии $D(T_e)$, толщиной токового канала $a(x)$:

$$\langle i^2_{n\Delta x}\rangle = 4q^2 D(T_e) naZ \frac{1}{\Delta x}\cdot \Delta f. \quad (14.1.28)$$

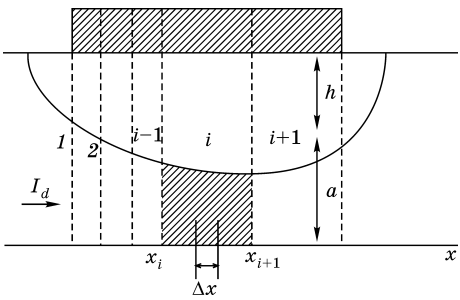


Рис. 14.1.25
Метод представления шумов в токовом канале

Эта шумовая флюктуация тока вызовет изменение шумового напряжения на рассматриваемом участке Δx, т. е.

$\langle e^2_{n\Delta x}\rangle = \langle i^2_{n\Delta x}\rangle \cdot R^2_{\Delta x}$. Дифференциальное сопротивление $R_{\Delta x}$ можно рассчитать по приращению напряжения ΔU_d на рассматриваемом участке при изменении тока стока ΔI_d: $R_{\Delta x} = \Delta U_{\Delta x}/\Delta I_d$. Найдем шумовое напряжение на элементе Δx:

$$\langle e^2_{n\Delta x}\rangle = 4q^2 D(T_e) naZ \cdot \frac{1}{\Delta x}\Delta f\left(\frac{\Delta U_{\Delta x}}{\Delta I_d}\right)^2 = 4q^2 D(T_e) naZ \frac{1}{(\Delta I_d)^2}\left(\frac{\Delta U_{\Delta x}}{\Delta x}\right)^2 \Delta x \Delta f.$$

В этом выражении сомножитель $(\Delta U_{\Delta x}/\Delta x)$ определяет некоторое поле, называемое импедансным полем. Для определения суммарного напряжения на всей длине парциального транзистора необходимо проинтегрировать правую часть от x_i до x_{i+1}:

$$\langle e^2_n\rangle_i = \int_{x_i}^{x_{i+1}} 4q^2 D(T_e) naZ \frac{1}{(\Delta I_d)^2}\left(\frac{\Delta U_{\Delta x}}{\Delta x}\right)^2 \Delta f dx. \qquad (14.1.29)$$

Этот метод расчета шумового напряжения называется *методом импедансного поля*.

Для расчета шумов на выходе транзистора представим каждый парциальный транзистор его эквивалентной схемой, как это показано на рисунке 14.1.26. Источник шумового напряжения для каждого транзистора включается последовательно с дифференциальным сопротивлением канала R_i.

Пересчет этой схемы с использованием метода эквивалентных источников позволяет получить схему, показанную на рисунке 14.1.27. В данной схеме эквивалентные шумовые источники представлены в виде двух шумовых источников тока на входе $\langle i^2_{ng}\rangle$ и выходе $\langle i^2_{nd}\rangle$. В общем случае эти источники коррелированы между собой, т. е. коэффициент корреляции

$$C_c = \frac{\langle i_{ng} i_{nd}\rangle}{\sqrt{\langle i^2_{ng}\rangle \langle i^2_{nd}\rangle}} \neq 0.$$

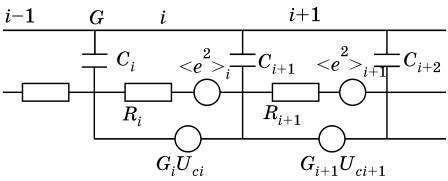


Рис. 14.1.26
Шумовая модель соседних парциальных транзисторов

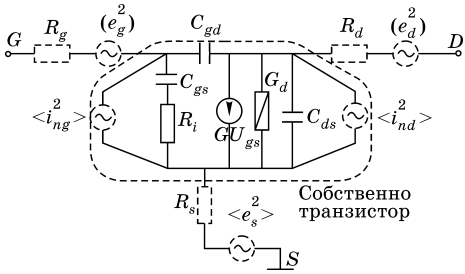


Рис. 14.1.27
Эквивалентная шумовая схема транзистора

Численный анализ шумовых параметров и сравнение их с экспериментом показали, что в большинстве случаев с приемлемой для практики точностью можно ограничиться одним шумовым источником на входе.

В общем случае рассматриваемые шумовые источники можно записать в виде

$$\langle i_{ng}^2 \rangle = 4kT_0 G_{ng} \Delta f, \ \langle i_{nd}^2 \rangle = 4kT_0 G_{nd} \Delta f,$$

где G_{ng} и G_{nd} — эквивалентные шумовые проводимости полевого транзистора. Расчет минимального коэффициента шума для собственно транзистора дает следующее соотношение:

$$N_{F\min} = 1 + \frac{\sqrt{G_{ng} G_{nd}}}{G}, \qquad (14.1.30)$$

где G — переходная проводимость (крутизна). Формула (14.1.30) определяет шумы при некоторых оптимальных параметрах согласующей схемы на входе:

$$G_{opt} = G \cdot \sqrt{\frac{G_{nd}}{G_{ng}}};$$
$$B_{opt} = -(\omega C_{gs} + \omega C_{gd}).$$

Для нахождения коэффициента шума всего транзистора в схему добавляются шумовые источники паразитных сопротивлений. Для их определения можно воспользоваться формулой Найквиста:

$$\langle e_{nR_s}^2 \rangle = 4kT_0 R_s \Delta f;$$
$$\langle e_{nR_g}^2 \rangle = 4kT_0 R_g \Delta f,$$

где R_s — паразитное сопротивление истоковой области (рис. 14.1.9 и 14.1.10); R_g — сопротивление металлизации затвора.

Шумовой источник для стокового сопротивления R_d можно не учитывать, вследствие того, что он находится на выходе, где сигнал уже усилен и добавка к нему шума от R_d пренебрежимо мала.

14.1.8. ШУМОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРА КАК ФУНКЦИЯ РЕЖИМА

Рассмотрим зависимость коэффициента шума от режима работы прибора. Для этого вновь воспользуемся формулой Ван дер Зила. Запишем ее для некоторого участка Δx и проведем преобразования:

$$\langle i_n^2 \rangle = 4q^2 D(T_e) naZ \frac{1}{\Delta x} \Delta f = 4qnvaZ \frac{D(T_e)}{v} \frac{q}{\Delta x} \Delta f = 4q \frac{D(T_e)}{v} I_d \frac{1}{\Delta x} \cdot \Delta f. \qquad (14.1.31)$$

В формуле (14.1.31) параметрами, зависящими от режима, являются ток стока I_d и отношение коэффициента диффузии к скорости носителей $D(T_e)/v$.

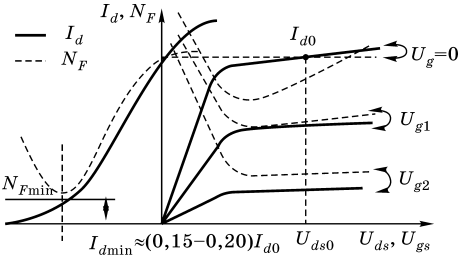


Рис. 14.1.28
Зависимость коэффициента шума от режима работы транзистора

Оценим, прежде всего, изменение этих величин для входной части транзистора. В рабочем режиме, когда ток стока достигает насыщения, скорость в подзатворной части транзистора слабо зависит от напряжения затвора и напряжения стока. Она стремится к скорости насыщения (рис. 14.1.24). Коэффициент диффузии в зависимости от электронной температуры изменяется, но не значительно. Тогда отношение $D(T_e)/v$ будет меняться слабо. Обращаясь к формуле (14.1.31), видим, что, чем меньше ток I_d, тем меньше шумовой ток. Этот тезис получил экспериментальное подтверждение. На рисунке 14.1.28 на фоне входной характеристики и семейства выходных пунктиром показаны экспериментальные зависимости коэффициента шума N_F. Характерной особенностью экспериментальной зависимости $N_F = f(I_d)$ является наличие минимума коэффициента шума при токе $I_{dN_{F\min}} = (0{,}15-0{,}2)I_{d0}$, где I_{d0} — ток при нулевом напряжении на затворе. Этот факт противоречит высказанному положению о снижении шума при уменьшении тока, согласно (14.1.31). Противоречие устраняется при учете влияния буферного слоя. При малых токах (суженный канал) электроны разогреваются уже в начальной части транзистора и приобретают возможность преодолеть барьер и дрейфовать в буферном слое. Это приводит к снижению переходной проводимости (крутизны), уменьшению усиления, а соответственно к увеличению коэффициента шума. С этой точки зрения наименьшими шумами должен обладать симметричный транзистор (рис. 14.1.1), в котором нет ухода тока в буферный слой.

В настоящие время на классических ПТШ достигнут коэффициент шума $N_F = 1{,}5\ldots2$ дБ в диапазоне 10…12 ГГц.

14.1.9. ПОЛЕВОЙ ТРАНЗИСТОР С МОДУЛИРОВАННЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ КАНАЛА

Одним из путей повышения предельной частоты транзистора, согласно (14.1.8), является увеличение переходной проводимости G. При заданной длине затвора это возможно осуществить за счет уменьшения толщины канала A при одновременном увеличении уровня легирования N_d. Однако это снижает низкополевую подвижность, согласно эмпирической формуле

$$\mu_0 = \frac{0{,}8}{\sqrt{1+N_d\ [\text{см}^{-3}]\cdot 10^{-17}}}\ [\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})].$$

При этом падает и скорость насыщения. В результате желаемого увеличения крутизны не возникает.

Такое поведение подвижности в области температур 300 К обусловлено преобладающим вкладом кулоновского рассеяния на ионах легирующей примеси над другими механизмами рассеяния. Для сохранения подвижности носителей заряда μ_0 при увеличении уровня легирования N_d необходимо провести пространственное разделение свободных носителей заряда и соответствующих

донорных примесей. Покажем, как это можно осуществить. На рисунке 14.1.29 представлена зонная диаграмма контакта двух полупроводников с разной шириной запрещенной зоны, причем широкозонный материал легирован сильнее, чем узкозонный. За счет явления диффузии часть свободных носителей перейдет из области сильного легирования в область слабого легирования. При таком переходе образуется потенциальный барьер на границе, препятствующий дальнейшей диффузии. В низколегированной области перешедшие электроны образуют потенциальную яму, которая ограничивает их движение в направлении нормальном к плоскости перехода. Этот ансамбль носителей заряда получил название двумерного электронного газа, или 2D-газа. Ширина образовавшейся потенциальной ямы может быть соизмерима с длиной волны де Бройля для электронов, что обусловливает квантование уровней энергии в этой яме. Плотность заселенности для разных энергетических уровней будет различной. Если к рассматриваемой структуре приложить внешнее напряжение, то на границе изменится положение энергетического уровня, а соответственно количество зарядов в слое 2D-газа. Подвижность носителей в низколегированной области может существенно превышать подвижность в сильно легированной области. Так, для арсенида галлия с указанными на рисунке 14.1.29 уровнями легирования может быть достигнута подвижность $\mu_0 \sim 6$ м^2/(В·с) при $T = 300$ К и $\mu_0 \sim 100$ м^2/(В·с) при $T = 77$ К.

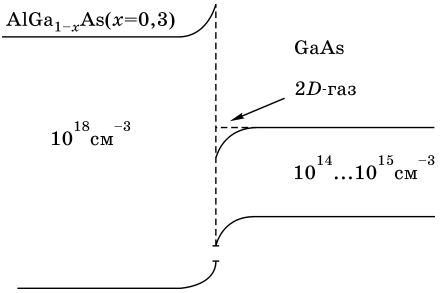


Рис. 14.1.29
Зонная диаграмма гетероперехода с разными уровнями легирования

Транзисторы, использующие этот эффект, были практически одновременно изобретены в разных странах и получили различные названия: транзисторы с высокой подвижностью электронов — HEMT (High Electron Mobility Transistors), транзисторы с модулированным легированием канала MoD FET (Modulated Doped Field Effect Transistors), транзисторы с двумерным электронным газом 2DEG FET (Two Dimension Electron Gas).

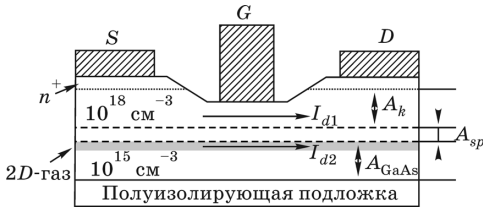


Рис. 14.1.30
Структура HEMT-транзистора

Рассмотрим, как можно реализовать структуру транзистора, использующую описанное явление. На рисунке 14.1.30 представлена возможная структура с физико-топологическими параметрами слоев $A_k \sim 600$ Å, $N_d \sim 10^{18}$ см$^{-3}$, $A_{sp} \sim (10...30)$ Å, $A_{GaAs} \sim 1$ мкм. A_{sp} — толщина широкозонного низколегированного слоя «спейсерд», уменьшающего кулоновское рассеяние 2D-газа.

Толщины даны в ангстремах — для акцентирования внимания читателя на соизмеримость их с размером атомных слоев. Эти слои обычно выполняют методами молекулярно-пучковой эпитаксии.

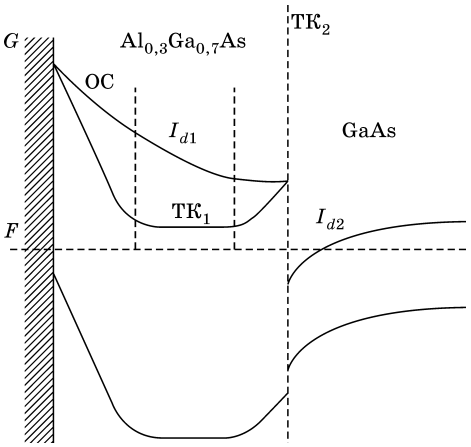


Рис. 14.1.31
Зонная структура HEMT-транзистора

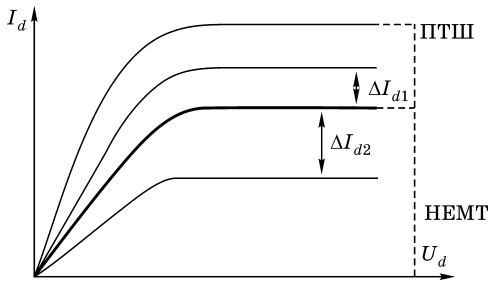


Рис. 14.1.32
Семейство выходных ВАХ
для гетероструктурного ПТШ

На рисунке 14.1.31 показана зонная диаграмма рассматриваемой структуры транзистора. Для зоны проводимости нарисованы энергетические профили для двух вариантов. Первый вариант (пунктирная линия) соответствует напряжению на затворе, не обеспечивающему полное обеднение канала в высоколегированной области. Второй вариант (сплошная линия) соответствует напряжению на затворе, полностью обеднившему токовый канал ТК$_1$ и воздействующему на потенциальную яму с 2D-газом. Ток в получившемся транзисторе может протекать по двум параллельным каналам: каналу обычного классического транзистора ТК$_1$ с высоким уровнем легирования — ток I_{d1}, и каналу ТК$_2$ с 2D-газом — ток I_{d2}. Изменением напряжения на затворе можно изменять долю тока, протекающего в упомянутых каналах. На рисунке 14.1.32 показано типовое семейство выходных ВАХ при разных напряжениях на затворе. Шаг изменения напряжения одинаков для представленных зависимостей. Для исключения протекания тока в части прибора, соответствующей обычному транзистору, на затвор подают отрицательное напряжение, достаточное для полного обеднения токового канала этого транзистора. Рисунок показывает, что переходная проводимость при работе только HEMT-прибора выше, чем при работе в режиме обычного ПТШ.

На практике подбирают толщину A_k и уровень ее легирования N_{dA_k} из условия

$$\varphi_k = \frac{1}{2} \cdot \frac{qN_{dA_k}}{\varepsilon} \cdot A_k^2. \qquad (14.1.32)$$

Формула (14.1.32) показывает, что обеднение токового канала обычного транзистора может достигаться уже при нулевом напряжении на затворе за счет контактной разности потенциалов.

Одна из основных технологических сложностей в изготовлении HEMT — обеспечение малых контактных сопротивлений в области истока R_s и стока R_d. Обычно это осуществляют методами ионной имплантации. Использование таких транзисторов позволяет получить $N_{F\min} = 0{,}5–0{,}7$ дБ на частоте 11 ГГц.

14.1.10. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ МИКРОВОЛНОВЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

В последние годы технология изготовления микроволновых транзисторов достигла заметного прогресса, обусловленного использованием новых полупроводниковых материалов. К ним относятся широкозонные полупроводники и гетероструктуры на их основе. Сравним основные физические параметры этих материалов, используя данные таблицы 11.1.2 и ПСХ на рисунке 11.2.1. Для наглядности на рисунке 14.1.33 представлено сравнение таких свойств полупроводников, как ширина запрещенной зоны, теплопроводность и низко-полевая подвижность на одном графике. Значение подвижности пропорционально радиусу круга, центр которого располагается на пересечении координат, соответствующих теплопроводности и ширине запрещенной зоны.

Из представленных материалов следует, что предпочтение при создании мощных транзисторов следует отдать структурам с использованием нитрида галлия. Он имеет большую скорость дрейфа $v_s \approx 2{,}7 \cdot 10^5$ м/с, большее пробивное напряжение. При этом низкополевая подвижность хотя и ниже по сравнению с арсенидом галлием, но достаточно высока, существенно выше, чем у карбида кремния.

На практике используются гетероструктуры с использованием комбинации рассматриваемых материалов. В частности, наиболее перспективной является структура GaN, AlGaN/GaN на SIC-подложке, показанная на рисунке 14.1.34. Использование карбид-кремневой подложки улучшает теплоотвод в мощных приборах. Когда приоритет отдан цене прибора, используют структуру на кремниевой подложке.

На рисунке 14.1.35 представлено сравнение рабочих (нагрузочных) характеристик транзисторов на основе кремния, арсенида галлия и нитрида галлия. Они наглядно показывают тот факт, что допустимые амплитуды тока и напряжения в приборах на основе GaN существенно выше, чем для кремневых и арсенид-галлиевых транзисторов.

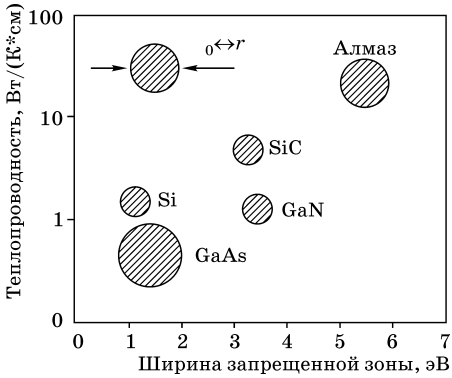


Рис. 14.1.33
Сравнение свойств полупроводниковых материалов

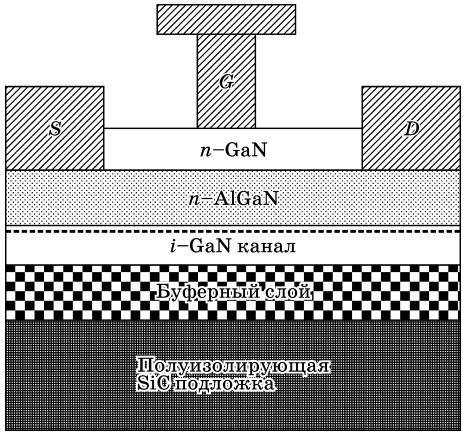


Рис. 14.1.34
Структура современного GaN-транзистора

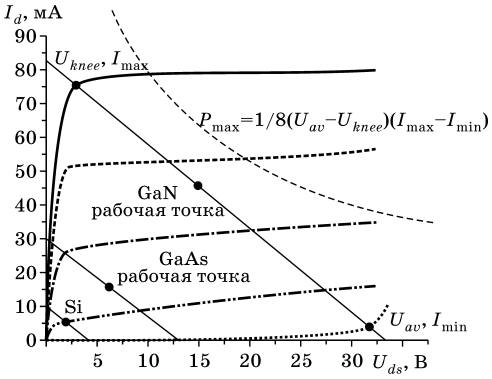


Рис. 14.1.35
Сравнение типовых режимов работы Si-, GaAs- и GaN-транзисторов

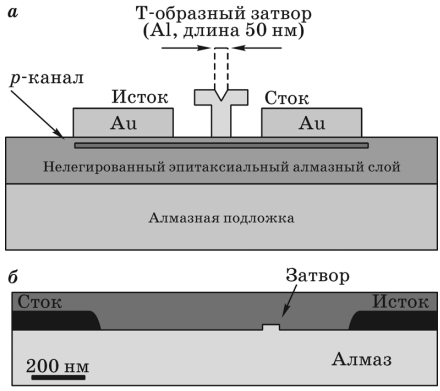


Рис. 14.1.36
Транзистор на основе алмаза

На этом же рисунке пунктиром показана гипербола критического режима, соответствующая предельной допустимой мощности рассеяния $P_{доп} = I_0U_0$. Эта кривая ограничивает область допустимых напряжений и токов.

Успехи в выращивании искусственных алмазов позволили использовать этот материал в микроэлектронике. Ранее применение этого материала ограничивалось изготовлением подложек с уникальной теплопроводностью 22 Вт/(К·см) (см. табл. 11.1.1). Алмаз по своим свойствам относится к изоляторам. Однако в последние годы этот материал стали использовать для создания ПТШ с максимальными частотами до 150 ГГц. Придание алмазу полупроводниковых свойств проводится не добавлением легирующих примесей в объем материала, что сделать технологически очень сложно, а модификацией свойств поверхности. Одним из способов модификации служит гидрирование поверхности с использованием микроволновой водородной плазмы. При этом образующиеся на поверхностности C–H-связи существенно уменьшают сродство к электрону. Это приводит к уходу электронов из объема в поверхностную область. Образующийся загиб валентной зоны достаточен для образования дырочной проводимости. Действительно, эксперименты показали наличие слоя *p*-типа проводимости. Поверхностная проводимость возрастает на 4 порядка. Толщина этого *p*-слоя составляет 1–2 нм, а глубина «залегания» 10 нм. На рисунке 14.1.36 показана структура (*а*) и фотография, полученная на электронном растровом микроскопе (*б*), такого транзистора. Длина затвора составляет 50 нм. В последнее время появились технологии легирования алмаза бором (акцепторная примесь) и валадием (донорная примесь).

14.2. БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ

14.2.1. СТРУКТУРА И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

В нижней части микроволнового диапазона (менее 15 ГГц) находят применение классические биполярные транзисторы в качестве усилителей мощности и генераторов с малыми частотными шумами. Основными пре-

имуществами таких приборов являются их дешевизна, низкие шумы $1/f$, высокая надежность, определяемая отлаженностью кремниевой технологии.

Рассмотрим, какими особенностями обладает биполярный прибор, работающий в микроволновом диапазоне. Как уже было сказано в п. 14.1.1, улучшение инерционных характеристик таких приборов достигается сокращением размеров, прежде всего ширины базы w_b. Однако при этом возрастает вероятность прокола базы, т. е. смыкания обедненных слоев эмиттер — база и база — коллектор. Для исключения прокола необходимо увеличить уровень легирования в базе. Как следствие падает коэффициент эффективности эмиттера. Возможные способы разрешения указанных противоречий рассмотрены в п. 14.2.4.

Проанализируем, какие уровни легирования слоев, размеры и материалы структур позволяют увеличить граничную частоту биполярных транзисторов. Для этого рассмотрим типовую структуру прибора, поперечное сечение которого схематично представлено на рисунке 14.2.1. На рисунке в базовой области показаны резисторы и емкости, характеризующие распределенный (в пространстве) характер процесса протекания тока между базой эмиттером и коллектором. Разные участки базы имеют различный потенциал относительно эмиттера. Крайние области базы работают эффективнее, чем средние, из-за падения напряжения на резистивных элементах базы. Именно поэтому линии тока на рисунке 14.2.1 имеют большую густоту по краям базы. Эффект сосредоточения тока по краям эмиттерного электрода наиболее заметен в микроволновых приборах, когда толщину базы следует уменьшать, что вызывает увеличение ее сопротивления. Для снижения этого эффекта минимизируют отношение площади эмиттерного электрода к его периметру. В связи с этим мощные микроволновые биполярные транзисторы выполняются в виде ячеистых или гребенчатых структур. Ширина эмиттерного электрода в таких приборах составляет 1...5 мкм. Топология такого прибора иллюстрируется рисунком 14.2.2. На нем показана фотография одной ячейки транзистора. Центральный электрод (эмиттер) окружен практически по всему периметру базовым электродом. Структура, состоящая из параллельного соединения несколько таких ячеек, получила название гребенчатой.

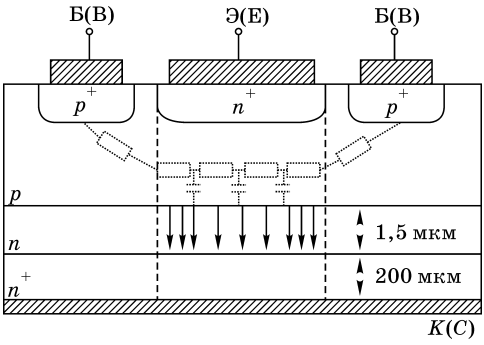


Рис. 14.2.1
Поперечное сечение
биполярного прибора

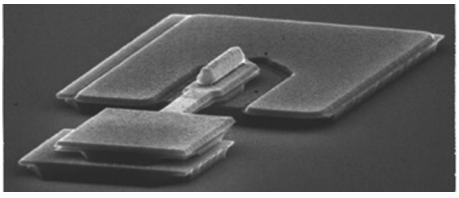


Рис. 14.2.2
Фотография ячейки
гребенчатой структуры транзистора

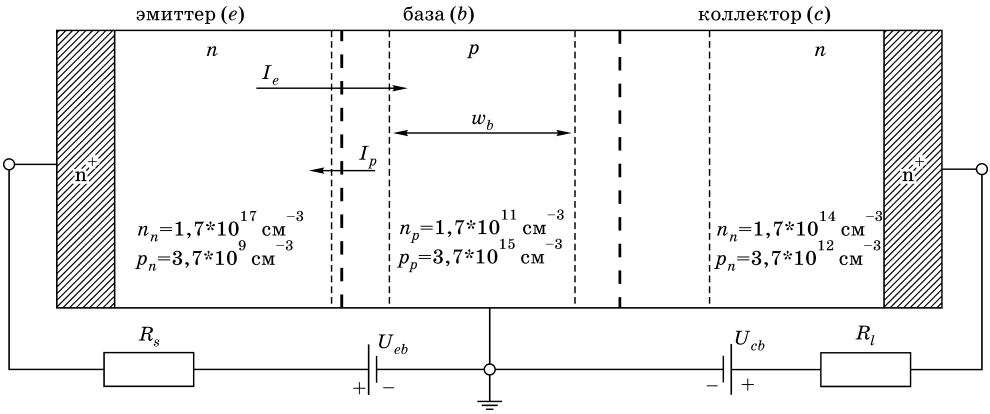


Рис. 14.2.3
Типовые уровни легирования микроволнового БТ

Типовые уровни концентрации подвижных носителей для микроволнового n–p–n-транзистора показаны на рисунке 14.2.3. Тонкими пунктирными линиями показаны границы зон обеднения на границе эмиттер — база и коллектор — база. На рисунке показана также и внешняя цепь, обеспечивающая изменение высоты потенциальных барьеров, образованных полями обедненных слоев.

В целом транзистор можно представить соединением двух встречно включенных диодов. Основной особенностью такого соединения является тонкая нейтральная база, через которую подвижные носители (в данном случае электроны) могут *диффундировать* из эмиттерно-базовой области в коллекторно-базовый обедненный слой. Статическое поле этого слоя — ускоряющее. В результате основная масса носителей заряда, вышедших из эмиттера, достигает коллектора за некоторое время τ_{ec}. Таким образом, для эффективной работы биполярного транзистора необходимо, чтобы диффузионная длина носителей была больше длины базы, т. е. $l_d > w_b$.

Биполярные транзисторы имеют три электрода и могут тремя разными способами включаться в схему, так же как и вакуумные триоды (см. п. 6.4). Возможные схемы включения: с общим эмиттером (аналог с общим катодом), с общей базой (аналог с общей сеткой), с общим коллектором (аналог с общим анодом). В микроволновом диапазоне в основном используют схему с общим эмиттером, обеспечивающую максимальный коэффициент усиления.

14.2.2. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА И ВЧ ПАРАМЕТРЫ БТ

Анализ высокочастотных свойств биполярного транзистора, как и в случае полевых транзисторов, проведем с помощью эквивалентной схемы. На рисунке 14.2.4 показана эквивалентная схема транзистора, построенная на основании его топологии (рис. 14.2.1). Физическая интерпретация отдельных элементов схемы при таком подходе достаточно очевидна. Нелинейное сопротивление R_{eb} и емкость C_{eb} характеризуют свойства эмиттерно-базового барьера. Элементы r_{b_i} и C_{dr} соответствуют упомянутому ранее распределенному характеру

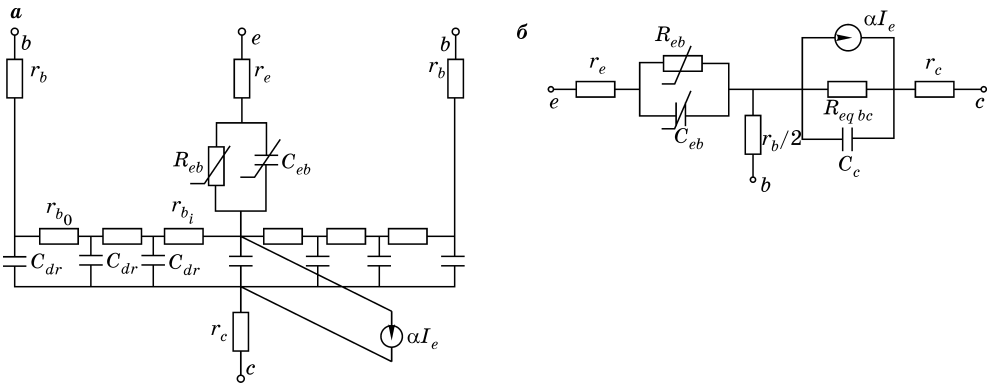


Рис. 14.2.4
Эквивалентные схемы биполярного транзистора:
а — распределенная; *б* — упрощенная.

токопереноса в базе. Они позволяют учесть изменение управляющего потенциала вдоль базового слоя. Источник тока αI_e обозначает инжекцию в обедненный слой база-коллектор части тока эмиттера I_e. Параметр α называется коэффициентом передачи тока в схеме с общим эмиттером. Вместе с величиной α используется величина $\beta = \alpha/(1 - \alpha)$, которая называется коэффициентом усиления тока.

Используя методы электротехники, распределенную схему можно привести к упрощенной схеме, представленной на рисунке 14.2.4*б*.

Проанализируем, какие параметры рассматриваемой структуры влияют на предельную и максимальную частоту транзистора. Общее время задержки при прохождении сигнала складываться из времени диффузии носителей в базе — τ_b, постоянной времени заряда перехода эмиттер — база — τ_{eb}, постоянной времени заряда перехода база — коллектор — τ_{bc} и времени пролета обедненного слоя коллекторной области τ_c, т. е.

$$\tau_\Sigma = \tau_{eb} + \tau_b + \tau_{bc} + \tau_c.$$

В правильно сконструированном транзисторе основой вклад в общее время задержки определяет τ_b. Существенную роль играет и τ_{bc}.

Высокочастотные параметры транзисторов принято характеризовать частотой отсечки (критической частотой f_t или $\omega_t = 2\pi f_t$). Она определяется как частота, на которой коэффициент усиления по току в режиме короткого замыкания в схеме с общим эмиттером равен единице. Критическая частота связана с временем задержки τ_Σ. Функциональная связь τ_Σ и f_t определяется выражением

$$f_t = 1/(2\pi\tau_\Sigma).$$

Другой важный параметр — максимальная частота $f_{\max}$, на которой коэффициент усиления по мощности в схеме с общим эмиттером равен единице. Определим, как связаны эти параметры между собой и с параметрами эквивалентной схемы. Для этого упростим схему (рис. 14.2.4*б*), оставив в ней важнейшие

элементы: сопротивление базы r_b на входе и емкость коллектора C_c на выходе. Максимальная мощность в активной нагрузке G_L наблюдается при равенстве токов через емкость C_c и через нагрузку. Это условие выполняется только на одной частоте. Предположим, что оно выполнено на критической частоте, т. е. $G_L = \omega_t C_c$. При условии согласования входа коэффициент усиления по мощности запишется в виде

$$\frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{\left(\frac{\beta I_{in}}{2}\right)^2 \Big/ G_L}{I_{in}^2 r_b} = \frac{\beta^2}{4 r_b G_L} = \frac{(\omega_t/\omega)^2}{4 r_b C_c \omega_t} = \frac{\omega_t}{4 r_b C_c \omega^2}. \qquad (14.2.1)$$

При $\omega = \omega_{\max} P_{out}/P_{in} = 1$, тогда

$$\frac{\omega_t}{4 r_b C_c \omega_{\max}^2} = 1,$$

а

$$\omega_{\max} = \sqrt{\frac{\omega_t}{4 r_b C_c}}. \qquad (14.2.2)$$

Если представить зависимость коэффициента усиления по мощности от частоты в логарифмическом масштабе, то получим

$$10 \lg \frac{P_{out}}{P_{in}} = 10 \lg \frac{1}{4 r_b C_c \omega_t} + 10 \lg \left(\frac{\omega_t}{\omega}\right)^2 = G_0 - 20 \lg \frac{\omega_t}{\omega}$$

— зависимость, показанную на рисунке 14.2.5. Для этой зависимости характерно падение коэффициента усиления на 6 дБ при изменении частоты на октаву (в 2 раза) в области частот выше f_t.

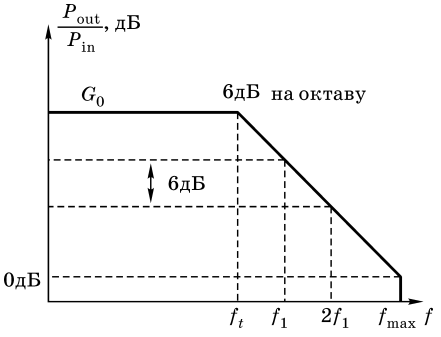


Рис. 14.2.5
Типовая АЧХ биполярного прибора

При описании высокочастотных характеристик биполярных транзисторов на практике часто используют так называемую гибридную π-схему (рис. 14.2.6). На ней, в отличие от схемы на рисунке 14.2.7,

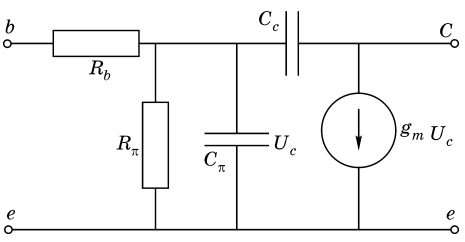


Рис. 14.2.6
Гибридная эквивалентная π-схема БТ

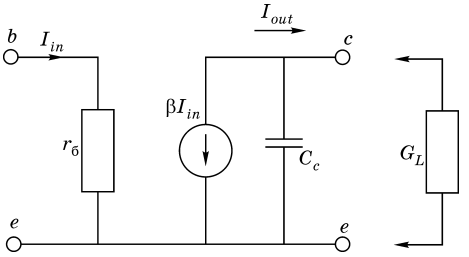


Рис. 14.2.7
К расчету максимальной частоты транзистора

выходной источник тока управляется напряжением эмиттер — база, а не током базы. В этом варианте, как и в полевом транзисторе, можно применить понятие крутизны (или переходной проводимости) g_m, определяя ее следующим выражением:

$$g_m = \partial I_c / \partial U_{eb}. \qquad (14.2.3)$$

Значение g_m легко оценить, используя выражение (11.3.10) для тока I_e через эмиттерно-базовый переход в зависимости от напряжения U_{eb}:

$$I_e = I_s(1 - \exp(qU_{eb}/kT)).$$

Принимая во внимание, что коллекторный ток приблизительно равен эмиттерному, выражение для крутизны (14.2.3) приведется к виду

$$g_m \approx \frac{q}{kT}\exp(qU_{eb}/kT) \approx \frac{q}{kT}I_e = \frac{I_e\ [\text{мА}]}{26}. \qquad (14.2.4)$$

Формула (14.2.4) записана для температуры $T = 300$ К.

Остальные параметры π-схемы могут быть найдены из пересчета распределенной схемы (рис. 14.2.4*а*) или с использованием измеренных s-параметров. В качестве примера ниже представлены характерные величины для транзистора сантиметрового диапазона:

$$R_b = 7 \text{ Ом},\ R_\pi = 110 \text{ Ом},\ C_\pi = 18 \text{ пФ},\ C_c = 18 \text{ пФ},\ g_m = 900 \text{ мСим}.$$

Так же, как и для полевого транзистора, критическая частота определяется выражением

$$f_t = G_m / 2\pi C_\pi.$$

Для представленных значений параметров π-схемы

$$f_t = 900 \cdot 10^{-3} / (2\pi \cdot 18 \cdot 10^{-12}) \approx 16 \text{ ГГц}.$$

Эквивалентные схемы биполярных транзисторов, так же как и полевых, особенно удобно использовать при анализе нелинейных режимов работы приборов. В связи с этим многие фирмы, выпускающие такие приборы, предоставляют в качестве основных параметров наравне с s-параметрами линейную и нелинейную схему транзисторов.

14.2.3. ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫЕ БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Главным способом увеличения критической частоты биполярных транзисторов является уменьшение ширины базы при одновременном увеличении уровня ее легирования. Ограничивающим фактором в этом подходе выступает уменьшение эффективности эмиттера: $\gamma_e = I_n/(I_n + I_p)$. Значение γ_e определяет долю тока электронов, идущих к коллектору, в полном токе эмиттера. При падении эффективности эмиттера снижается значения α и β. В результате ожидаемое улучшение ВЧ параметров прибора за счет уменьшения ширины базы не наблюдается. Чтобы иметь возможность повысить уровень легирования в базе без уменьшения эффективности эмиттера, применяют гетероструктурный

эмиттерно-базовый переход. Биполярные транзисторы с таким слоями называются гетероструктурными (*англ.* HBJT). Параметры контактируемых слоев подбираются таким образом, чтобы обеспечить различную высоту потенциального барьера для электронов и дырок. На рисунке 14.2.8 показан один из вариантов реализации такой структуры. На рисунке представлена зонная диаграмма n–p–n-транзистора с широкозонным эмиттером и узкозонными базой и коллектором: $W_{ge} > W_{gb}$, W_{gc}. Отношение тока дырок I_p к току электронов I_n определяется разностью энергетических барьеров и записывается в виде

$$I_p / I_n = e^{-\frac{\Delta W_p - \Delta W_n}{kT}}, \qquad (14.2.5)$$

где ΔW_n и ΔW_p — высоты потенциальных барьеров для электронов и дырок соответственно. Используя такой подход, удалось поднять уровень легирования в базе на 2–3 порядка. Такое увеличение уровня легирования позволяет не только уменьшить толщину базы, но и существенно снизить ее паразитное сопротивление. В целом это приводит к увеличению критической частоты.

Подобные структуры делаются на основе таких материалов, как AlGaAs и InP. Наибольшее распространение в последние годы получили приборы с использованием фосфида индия. Этот материал характеризуется высокой низкополевой подвижностью, большей чем у GaAs скоростью насыщения (см. табл. 11.2.1). Применение InP в этих приборах дает возможность получать большую разницу ΔW_n и ΔW_p. Поперечное сечение гетероструктурного транзистора показано на рисунке 14.2.9. При легировании базы $6 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$, эмиттера $4 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$, толщине базы 25 нм, размерах эмиттера 0,35×12 мкм получена критическая частота около 500 ГГц. При токе в 1 мА пробивное напряжение составляло 2,7 В.

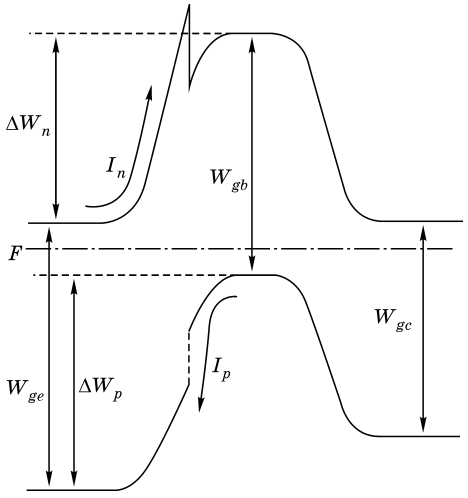


Рис. 14.2.8
Зонная диаграмма транзистора с широкозонным эмиттером

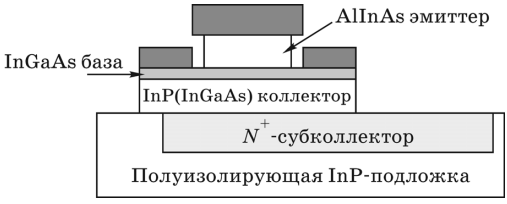


Рис. 14.2.9
Структура транзистора с широкозонным эмиттером

14.3. ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ТРАНЗИСТОРОВ В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ

14.3.1. ФИЗИЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ В СОЗДАНИИ МИКРОВОЛНОВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Транзисторы, так же как и вакуумные триоды (см. главу 6), относятся к приборам с квазистатическим управлением. Для их работы в микроволновом диапазоне необходимо уменьшать угол пролета носителей в пространстве взаимодействия носителей заряда с полем и уменьшать паразитные параметры структуры в целом. Технологические приемы выполнения этих условий в биполярных и полевых транзисторах существенно различаются.

Проанализируем физические и технологические ограничения при создании микроволновых транзисторов. На рисунке 14.3.1 представлены упрощенные схемы биполярного (БТ) и полевого (ПТ) транзисторов без паразитных элементов. Заметим, что ток в биполярном приборе идет поперек слоя, а в полевом вдоль слоя полупроводника. Ключевыми временными параметрами, определяющими высокочастотные свойства приборов, являются время диффузии носителей через базу биполярного транзистора $\tau_b \approx w_b/(D\nabla n/n)$ и время дрейфа под затвором $\tau_g \approx L_g/v_s$ соответственно. В используемом выражении для времени переноса в базе τ_b величина $D\nabla n/n$ определяет скорость диффузии носителей через базу (см. формулу (2.4.10)). Здесь не учтено влияние дрейфовой компоненты, которая проявляется в транзисторах с переменной шириной запрещенной зоны (*варизонные транзисторы*). В первом приближении заменим величину $\nabla n \approx n/w_b$. Тогда выражение для времени переноса в базе запишется следующим образом:

$$\tau_b \approx w_b^2/D.$$

Технологически выполнить тонкую базу легче, чем сделать литографией короткий затвор. Поэтому биполярный прибор имеет определенные перспективы применения в микроволновой области частот. Ограничения его применения связаны с большими паразитными сопротивлениями, обусловленными низкой подвижностью электронов в кремнии. Использование материала с высокой подвижностью носителей, в частности арсенида галлия, в таких структурах затруднено, из-за отсутствия стабильных соединений, обеспечивающих получение полупроводника *p*-типа. Полевой же транзистор, являясь униполярным

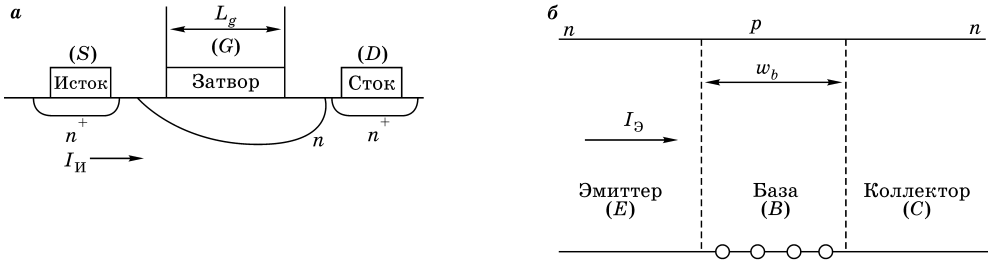


Рис. 14.3.1
Структура полевого и биполярного транзисторов

прибором, может быть изготовлен с использованием только GaAs n-типа и управляющего барьера Шоттки.

Оценим порядок величин, характеризующих толщину базы и длину затвора при работе прибора на частоте 100 ГГц. Зададимся углом пролета $\theta = \pi/2$ радиан и коэффициентом диффузии $D = 0{,}01$ м^2/с. Тогда

$$w_b \approx \sqrt{(\theta/\omega)D} = \sqrt{0{,}25TD} = \sqrt{0{,}25 \cdot 10^{-11} \cdot 0{,}01} \approx 0{,}16 \text{ мкм};$$
$$L_g \approx v_s \tau_g = 10^5 \cdot 0{,}25T = 10^5 \cdot 0{,}25 \cdot 10^{-11} = 0{,}25 \text{ мкм}.$$

Современные технологические процессы позволяют изготовить БТ с толщиной базы 0,01 мкм и ПТШ длиной затвора 0,1...1 мкм, что обеспечивает возможность работы биполярных транзисторов на частотах до 50 ГГц и полевых — до 250 ГГц.

При указанных размерах и падении напряжения в 5 В на зоне обеднения величина напряженности поля может составлять 320 кВ/см, что превышает пробивное поле для кремния.

Субмикронные размеры приборов обусловливают не только технологические трудности изготовления таких структур, но предъявляют более высокие требования к методам анализа физических процессов и проектированию. В частности, необходимо учитывать нелокальную природу связи скорости и напряженности поля («овершут»), квантовый подход к описанию переноса носителей в узких потенциальных барьерах, возникающих в гетероструктурах (см. главы 2 и 4). К примеру, при длине базы в 0,01 мкм и уровне легирования в ней 10^{16} см$^{-3}$ в ней может быть уложен всего один слой доноров. В этой ситуации применение гидродинамического приближения и соответствующих уравнений будет давать только приблизительные результаты моделирования приборов.

14.3.2. «ГЕНЕАЛОГИЧЕСКОЕ ДРЕВО» ТРАНЗИСТОРОВ

Систематизируем многообразие существующих транзисторов, изменяя топологию простейшей структуры прибора. Это позволит установить «родственную» генеалогическую связь различных приборов и понять направления совершенствования транзисторов. Анализ начнем с *планарного* полевого транзистора с барьером Шоттки (рис. 14.3.2). ПТШ относится к классу униполярных приборов, в принципе действия которых заложено использование только одного типа носителей заряда: электронов или дырок.

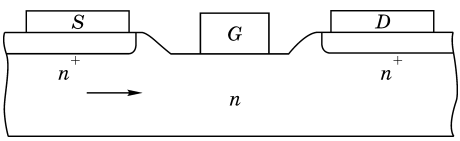


Рис. 14.3.2
Горизонтальная структура ПТШ

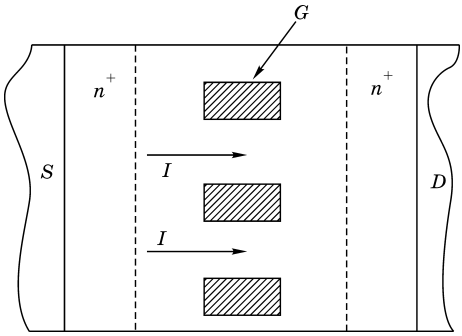


Рис. 14.3.3
Структура с несколькими затворами

Рассмотрим канал n-типа. Омические контакты на истоке и стоке выполнены в виде слоя вырожденного полупроводника n^+ и металлом (см. п. 11.5). Сделаем из двух подобных приборов «сэндвич», соединив их металлическими электродами друг к другу. Соединим параллельно несколько сэндвич-структур. Получим прибор, показанный на рисунке 14.3.3. Он представляет собой объемную структуру полевого транзистора с несколькими затворами.

Повернем образовавшуюся структуру на 90°, получим прибор, изображенный на рисунке 14.3.4. Если теперь сделать затворы в виде тонкой металлической сетки, то получим прибор, изображенный на рисунке 14.3.5. Этот прибор носит название транзистор с проницаемой (металлической) базой (Permeable Base Transistor). В таком варианте затвор представляет некий барьер и ток в структуре течет перпендикулярно слоям полупроводника.

Во всех рассмотренных структурах используется металл для экранировки области управления от области, где идет отбор энергии от потока носителей. Ввиду большой концентрации свободных электронов в металле, такую экранировку можно осуществить очень тонким слоем этого металла. Эту же функцию экранировки можно обеспечить и материалом другого типа проводимости, т. е. p-типа. Учитывая меньшую концентрацию дырок в реальных полупроводниках, чем концентрация электронов в металле, толщина экранирующей области должна быть увеличена. Минимальная ее толщина соответствует длине Дебая (см. Приложение П1).

На рисунке 14.3.6 показана такая структура, которая носит название биполярный транзистор. Название электродов меняются на принятые в технической литературе: сток здесь называется коллектором, исток — эмиттером,

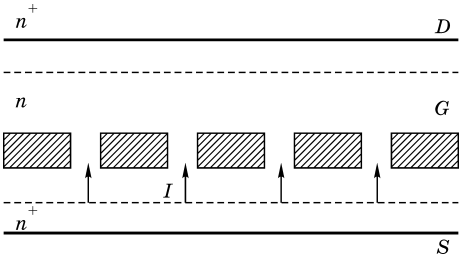


Рис. 14.3.4
Структура с вертикальным (поперечным) направлением тока относительно активных слоев

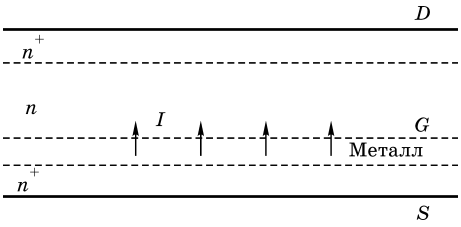


Рис. 14.3.5
Транзистор с проницаемой базой

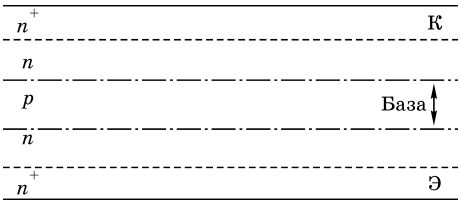


Рис. 14.3.6
Биполярный транзистор

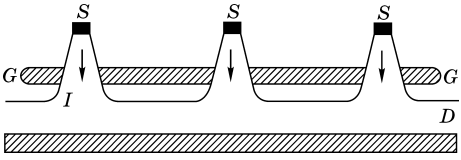


Рис. 14.3.7
Структура транзистора со статической индукцией

затвор — базой. В отличие от полевого транзистора, в данном приборе в процессе токопереноса одновременно участвуют и дырки, и электроны. Отсюда в названии слово «биполярный».

Рассмотренные топологические прототипы могут быть выполнены с помощью различных технологических приемов. Приборы иногда получают и свои характерные наименования. К примеру, на рисунке 14.3.7 представлена структура прибора, который разработчиками назван как транзистор со статической индукцией (SIT — Static Inductor Transistor). Этот прибор напоминает параллельное соединения вакуумных триодов, в которых используется квазистатическое управление. Предельно уменьшая размеры такой структуры можно достичь условия безстолкновительного переноса носителей под затвором. Такой токоперенос получил название баллистический транспорт, а приборы — транзисторы с баллистическим транспортом (BTT — Ballistic Transport Transistors).

На рисунке 14.3.8 представлена классификация современных транзисторов, нашедших широкое распространение в микроволновом диапазоне. Основные типы транзисторов в этой схеме соответствуют построенному «генеалогическому древу». Среди прочих выделим полевой транзистор с управляющим барьером Шоттки. Аббревиатура такого прибора ПТШ или ПТБШ. В английской литературе MESFET (Metall Semiconductor Field Effect Transistor). Этот тип транзисторов наиболее распространен в микроволновой электронике.

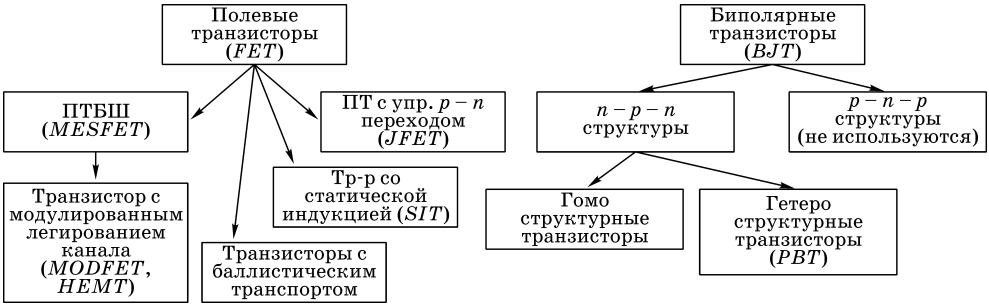


Рис. 14.3.8
Классификация микроволновых транзисторов

14.3.3. СРАВНЕНИЕ БЫСТРОДЕЙСТВИЯ ТРАНЗИСТОРОВ

Проведем сравнение предельных параметров основных разновидностей транзисторов. Условия сравнения: приборы выполнены из одного материала, имеют одинаковую (для протекания тока) активную площадь поперечного сечения S.

В таблице 14.3.1 представлены данные: суммарное время задержки сигнала τ, критическая частота $f_{кр}$, максимальная рабочая частота f_{max} для арсенида галлия с $S = 100$ мкм^2 . Напомним, что критической частотой называется частота, на которой коэффициент усиления по току равен единице, а максимальная частота соответствует достижению коэффициента усиления по мощности равным единице. В таблице даны как расчетные, так и экспериментальные данные для 4-х типов приборов: ПТШ, БТ, транзистор с проницаемой базой и транзистор с баллистическим транспортом.

Таблица 14.3.1

Сравнение быстродействия транзисторов

Транзистор	τ_c, пс	$f_{кр}$, ГГц		f_{max}, ГГц	
		теория	эксперимент	теория	эксперимент
Биполярный транзистор (БТ)	26	5	5	6,7	6,7
Полевой транзистор (ПТШ)	7,1	10	10	13	13
Транзистор с проницаемой базой	1,9	36	36	58	58
Транзистор с баллистическим транспортом	0,2	400	?	?	?

Подчеркнем, что в рассмотренных примерах сравнение идет при равновеликой площади для протекания тока, а не для заданной длины затвора или толщины базы. Для полевого транзистора эта величина равна $S = AZ$, где A — толщина канала, а Z — ширина затвора. Для биполярного: длина эмиттерной области d_e на ширину $S = d_e Z$. Из сравнения видна перспективность использования транзисторов с проницаемой базой и приборов с баллистическим транспортом.

14.4. ПРИМЕНЕНИЕ ТРАНЗИСТОРОВ В ГИБРИДНЫХ И МОНОЛИТНЫХ ИС МИКРОВОЛНОВОГО ДИАПАЗОНА

Естественным направлением развития с точки зрения микроминиатюризации радиоэлектронных устройств в целом является создание гибридных и монолитных ИС. Гибридные схемы изготавливаются на подложках из различных материалов: дюроид (duroid), тефлон (teflon), поликор (керамика Al_2O_3). На таких подложках навесным монтажом активных и пассивных элементов создаются требуемые функциональные узлы. На рисунке 14.4.1 показана подобная гибридная схема с коаксиально-полосковыми переходами.



Рис. 14.4.1
Гибридная схема микроволнового диапазона

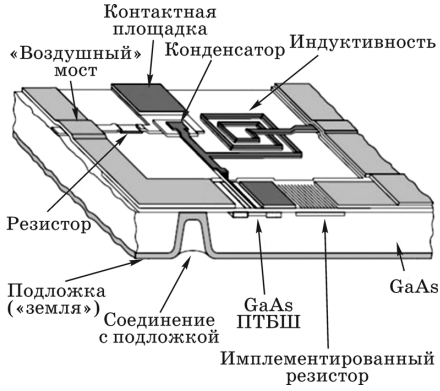


Рис. 14.4.2
Фрагмент МИС микроволнового диапазона на GaAs

Характерной особенностью таких схем является возможность использования подстроечных элементов, улучшающих характеристики схемы в целом. Малые диэлектрические потери в подложках позволяют получать хорошие шумовые параметры. Однако технология сборки и монтажа таких схем сложна в массовом производстве.

Альтернативой таким ИС выступают схемы, выполненные по обычной технологии интегральных схем, когда в едином технологическом процессе выполняются как активные, так и пассивные элементы. Такие схемы называются *монолитными интегральными схемами* МИС (*англ.* MMIC). В качестве материала подложки обычно используется кремний или арсенид галлия. На рисунке 14.4.2 показана интегральная схема на GaAs. На ней показан усилитель со схемами согласования, выполненными на сосредоточенных элементах L и C. По этой технологии изготавливаются приемо-передающие модули. В условиях массового производства цена модуля становится приемлемой для рынка, несмотря на дороговизну материалов и технологии. Важным преимуществом таких схем становится миниатюрность исполнения, важная для применения в мобильных системах связи.

Достижения в области создания МИС можно проиллюстрировать таким примером: приемо-передающий модуль в диапазоне 30 ГГц имеет размер 4×8×3 мм.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какими физическими факторами ограничивается быстродействие транзисторов: полевого и биполярного?
2. Почему предпочтение при выборе материалов отдается арсениду галлия?
3. Проиллюстрируйте «генеалогическую» связь полевого и биполярного транзисторов. Включите в рассматриваемые структуры вакуумный триод.
4. Сравните быстродействие разных типов транзисторов.
5. Нарисуйте поперечное сечение планарного ПТ. Зачем в ПТ нужен буферный слой?
6. Как обеспечивается увеличение мощности ПТ?
7. Нарисуйте входную и выходную характеристики ПТ. Как по ним определить дифференциальные параметры? В чем отличие дифференциальных параметров от малосигнальных параметров эквивалентной схемы?
8. Эквивалентная схема ПТ и ее связь с физико-топологическими параметрами прибора. Какие разновидности схем вы знаете? Что такое граничная частота? Максимальная?
9. Каков физический смысл параметров рассеяния? Как параметры рассеяния связаны с параметрами эквивалентной схемы?
10. Какие основные допущения в модели Шокли? Почему грубые приближения дают приемлемые результаты? Что такое локально-полевое приближение?
11. В чем отличие модели Шокли от модели двух областей?
12. Каковы основные положения температурной модели транзистора? Поясните эффект сверхскорости.
13. Объясните принцип действия ПТ с позиций температурной модели. Нарисуйте распределение электрического поля и электронной температуры. Какова форма обедненного слоя и токового канала?
14. Какова природа (источники) шумов в ПТБШ? Почему транзистор имеет малые шумы, в то время как в токовом канале носители заряда имеют высокую электронную температуру?
15. Объясните метод импедансного поля при расчете шумов ПТ.
16. Как шумовые параметры прибора зависят от режима питания?

17. Какова структура HEMT-транзистора? Почему у него высокая крутизна?
18. В чем преимущество использования современных материалов: GaN, SiC и C?
19. Сравните нагрузочные характеристики транзисторов, изготовленных из разных полупроводников.
20. Структура классического микроволнового биполярного транзистора. Каковы уровни легирования основных областей? Каковы пути повышения быстродействия БТ?
21. Покажите взаимосвязь элементов эквивалентной схемы со структурой прибора. Как определить граничную и максимальную частоту БТ?
22. Какова структура транзистора с широкозонным эмиттером? Что такое эффективность эмиттера?
23. Объясните АЧХ БТ.
24. В чем отличие гибридных и монолитных ИС микроволнового диапазона?

ПРИЛОЖЕНИЯ

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

ВРЕМЕННЫЕ И ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ИНТЕРВАЛЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ ПРОЦЕСС ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Движение носителей заряда в полупроводниках происходит в среде, где существуют заряженные ионы и нейтральные атомы. В равновесных условиях любой макроскопический объем квазинейтрален. Поскольку заряды испытывают тепловые флуктуации, то условие нейтральности выполняется в среднем за определенный промежуток времени и в определенном объеме. Похожие свойства имеет газовая плазма. По аналогии с ней в полупроводниках систему заряженных частиц и нейтральных атомов называют *плазмой твердого тела*. Характерные свойства системы можно определить, возмущая ее внешним воздействием и наблюдая процесс возвращения (релаксации) в стационарное состояние. В качестве такого воздействия могут выступать неоднородный разогрев, инжекция носителей заряда, воздействие электромагнитного поля и т. п. Процесс возвращения в исходное состояние происходит за счет внутренних процессов, присущих рассматриваемой системе (рекомбинация, диссипация энергии в процессах рассеяния и т. п.). Характерные *временные* масштабы релаксации достаточно полно характеризуют плазму. То или иное возмущение во времени имеет связанный с ним пространственный масштаб локализации возмущения. Характер реакции системы на внешнее электромагнитное воздействие будет зависеть от соотношения временных (период колебаний T) и пространственных (длина волны) параметров этого воздействия и исследуемой твердотельной плазмы.

П1.1. ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ ИМПУЛЬСА И ЭНЕРГИИ

Время релаксации τ_p импульса $m\mathbf{v}$ характеризует скорость изменения (уменьшения) импульса частицы при снятии возбуждения. Согласно приближению времени релаксации, запишем

$$\partial(m\mathbf{v})/\partial t = -\mathbf{v}/\tau_p.$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\upsilon(t) = \upsilon(0)\exp(-t/\tau_p).$$

Величина τ_p имеет смысл среднего времени свободного пробега. Если эту величину умножить на среднеквадратичную тепловую скорость v_T, то получим среднюю длину свободного пробега частицы l_p:

$$l_p \approx v_T \tau_p. \qquad \text{(П1.1.1)}$$

Релаксация энергии частицы происходит с другим характерным временем. При рассеянии на ионах и нейтральных атомах частица (электронная дырка) теряет небольшое количество энергии ввиду большой разницы в массах соударяющихся частиц. Поэтому для заметной потери энергии частице нужно совершить большое количество столкновений и время релаксации энергии оказывается много больше, чем время релаксации импульса. Перепишем уравнение сохранения энергии при снятии внешнего воздействия и без учета пространственной неоднородности потока энергии. В этом случае

$$\frac{\partial(T_e - T_0)}{\partial t} = -\frac{T_e - T_0}{\tau_\varepsilon(T_e)}, \quad \Delta T(t) = T_e(t) - T_0 = \Delta T(0)\exp\left(-\frac{t}{\tau_\varepsilon}\right), \qquad \text{(П1.1.2)}$$

где T_e — текущая электронная температура; T_0 — равновесная температура, равная температуре кристаллической решетки; $\tau_\varepsilon(T_e)$ — время релаксации энергии.

Следует заметить, что использование понятия *электронная температура* правомерно лишь в том случае, когда энергетическое равновесие внутри электронного газа наступает много быстрей, чем энергетическое равновесие с решеткой. Это может быть лишь в случае, когда частота межэлектронных столкновений превышает частоту столкновений электрон — решетка, или $\tau_{ee} \ll \tau_\varepsilon$. Здесь τ_{ee} — характерное время межэлектронных столкновений.

По аналогии с длиной свободного пробега введем в рассмотрение некое расстояние, на котором происходит релаксация энергии. Назовем это расстояние длиной остывания — l_ε. В случае приложения внешнего электрического поля логичнее назвать эту величину длиной разогрева. Оценим эту длину следующим образом:

$$l_\varepsilon \approx v_T \tau_\varepsilon. \qquad \text{(П1.1.3)}$$

Использование этого понятия важно для анализа особенностей токопереноса в структурах с субмикронными размерами.

Проанализируем характерные значения τ_p и τ_ε, а также l_p и l_ε. Следует отметить, что введение одного времени релаксации для множества механизмов релаксации, таких как рассеяние на фононах, на ионизированных атомах, на нейтральных частицах и т. п., не строгое. К тому же величина энергии частицы тоже существенно влияет на значение рассматриваемых параметров. Поэтому речь может идти о неких средних (эффективных) величинах и диапазонах их изменения. В используемых полупроводниковых структурах время релаксации импульса составляет $\tau_p \sim 10^{-13}\ldots10^{-14}$ с, а энергии $\tau_\varepsilon \sim 10^{-11}\ldots10^{-12}$ с, т. е. $\tau_\varepsilon \gg \tau_p$. Иногда говорят, что память на импульс у электронов намного короче памяти на энергию. Другими словами: процесс релаксации разогретого электронного газа в плазме происходит так, что сначала теряется направленная скорость носителей, а затем происходит выравнивание температуры решетки и носителей.

Таким образом, в условиях упругого рассеяния $l_\varepsilon \gg l_p$. При $T = 300$ К среднеквадратичная скорость составляет $v_T \sim 10^5$ м/с. Тогда $l_p \sim 10^{-8}...10^{-9}$ м, а $l_\varepsilon \sim 10^{-6}...10^{-7}$ м. Отметим, средняя длина разогрева (остывания) может составлять величину порядка 0,1...1 мкм, что соизмеримо с размерами активных областей современных микроволновых приборов.

П1.2. ВРЕМЯ И ДЛИНА РЕЛАКСАЦИИ ЗАРЯДА

Работа любого электронного прибора связана с созданием избытка зарядов в некотором пространстве, по сравнению с равновесным состоянием. Естественно, за счет сил электрического взаимодействия будет происходить изменение такой зарядовой неоднородности. Найти характерные параметры релаксации заряда можно с помощью уравнений Максвелла. Это обстоятельство обусловило применение терминов *максвелловское время релаксации заряда* и *длина релаксации*.

Предположим, что рассматривается некоторая среда с проводимостью σ и диэлектрической проницаемостью ε, в которую помещен заряд с объемной плотностью ρ. Определим характер изменения во времени и в пространстве этого заряда. Вычислив дивергенцию правой и левой частей первого уравнения Максвелла (2.2.2) и уравнения Пуассона (2.2.4), получим уравнение для нахождения ρ:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\rho}{\varepsilon/\sigma}, \qquad \text{(П1.2.1)}$$

откуда

$$\rho = \rho_0 \, e^{-t/\tau_м}, \qquad \text{(П1.2.2)}$$

где

$$\tau_м = \varepsilon/\sigma = \varepsilon/(qn\mu), \qquad \text{(П1.2.3)}$$

$\tau_м$ — время максвелловской релаксации; ρ_0 — заряд в момент времени $t = 0$; n — концентрация заряженных частиц; μ — их подвижность.

Из уравнения (П1.2.2) следует, что зарядовая неоднородность будет уменьшаться (рассасываться) при обычных условиях, когда $\mu > 0$. Такая ожидаемая и естественная реакция среды на избыточный заряд в некоторой области существенно усложняется, если к образцу приложено не только малое переменное воздействие, но и достаточно большое статическое (греющее) электрическое поле. В этом случае меняются кинетические коэффициенты токопереноса (подвижность, диффузия), а соответственно, и характер релаксации избыточного заряда. На рисунке П1.2.1 показана типовая для полупроводников A_3B_5 поле-скоростная

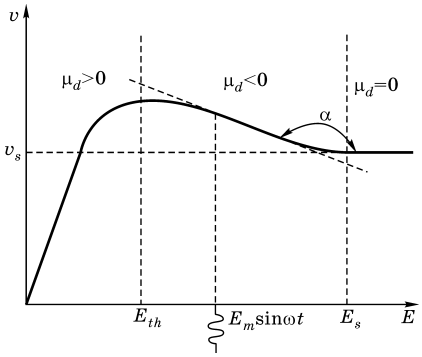


Рис. П1.2.1
К объяснению дифференциальной подвижности носителей заряда

характеристика с выделением трех областей, где меняется дифференциальная подвижность носителей $\mu_d = dv/dE$. Первая область — область слабых полей $E_0 < E_{th}$, где $\mu_d > 0$, вторая область $E_{th} < E_0 < E_s$, где $\mu_d < 0$ и третья область $E_0 > E_s$, где $\mu_d = 0$.

Повторяя предыдущий вывод с учетом сделанных замечаний, из уравнения (П1.2.1) получим

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} = -\frac{\rho_m}{\varepsilon/\sigma_d}, \qquad \text{(П1.2.4)}$$

где ρ_m — амплитуда зарядовой неоднородности; $\sigma_d = qn\mu_d$ — дифференциальная проводимость. Тогда по аналогии с (П1.2.3) введем понятие дифференциального максвелловского времени релаксации:

$$\tau_{md} = \frac{\varepsilon}{qn\mu_d}. \qquad \text{(П1.2.5)}$$

Тогда (П1.2.2) перепишется в виде $\rho_m = \rho_{m0}\, e^{-t/\tau_d}$, где ρ_{m0} — амплитуда зарядовой неоднородности в начальный момент. Отсюда следует: амплитуда зарядовой неоднородности может уменьшаться ($\mu_d > 0$), оставаться постоянной ($\mu_d = 0$) или даже увеличиваться ($\mu_d < 0$). Правильность такого вывода подтверждается существованием такого удивительного физического эффекта, как эффект Ганна. На рисунке П1.2.2 показаны возможные варианты изменения амплитуды зарядовой неоднородности.

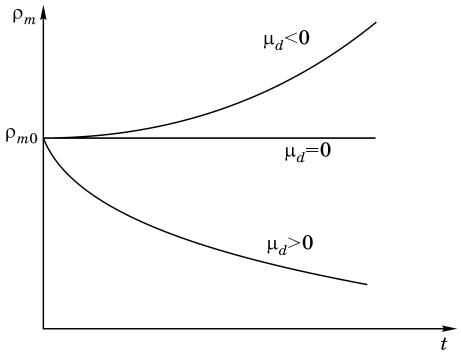


Рис. П1.2.2
Изменение амплитуды зарядовой неоднородности при различных параметрах среды

Наряду со временем релаксации вводят понятие дифференциальной частоты максвелловской релаксации:

$$\omega_{md} = \frac{qn\mu_d}{\varepsilon}. \qquad \text{(П1.2.6)}$$

Если зарядовая неоднородность перемещается в пространстве, то наряду с временем максвелловской релаксации вводят и длину, на которой эта релаксация происходит. Знание этого параметра особенно важно для анализа процессов при дрейфе носителей через области прибора с малыми полями. Примером такой области служит квазинейтральная область базы биполярного транзистора. При отсутствии тянущего внешнего поля перенос носителей идет за счет диффузии. Тогда максвелловскую длину релаксации определим как

$$l_m = \sqrt{D\tau_m}. \qquad \text{(П1.2.7)}$$

Если ширина нейтральной части базы будет больше этого параметра, т. е. $w_6 > l_m$, то эффективность отбора энергии от такого расплывшегося сгустка будет существенно снижена.

П1.3. ПЕРИОД ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ, ДЛИНА ДЕБАЯ

Сложность анализа взаимодействий частиц в плазме обусловливает использование интегрального энергетического подхода к этим процессам. Покажем плодотворность такого подхода на примере плазменных колебаний. В полупроводниках в состоянии термодинамического равновесия с температурой T_0 одновременно существуют свободные подвижные заряды (электроны или дырки), а также неподвижные заряды (ионизированные доноры и акцепторы). При этом в среднем выполняется условие электронейтральности: $q(N_d + p - n - N_a) = 0$. Понятно, что это условие нарушается, если рассматриваемый объем мал. Кроме того, условие электронейтральности может нарушаться, так как подвижные носители меняют свое местоположение случайным образом из-за наличия у них тепловой энергии. При смещении частиц относительно равновесного состояния возникают кулоновские силы, которые обусловливают возникновение силы, обусловливающей движение к положению равновесия, как это показано на рисунке П1.3.1. Подвижные носители, возвращаясь, по инерции пролетают мимо положения равновесия, что вновь вызывает возникновение возвращающей силы. Процесс приобретает колебательный характер, называемый *плазменными колебаниями*.

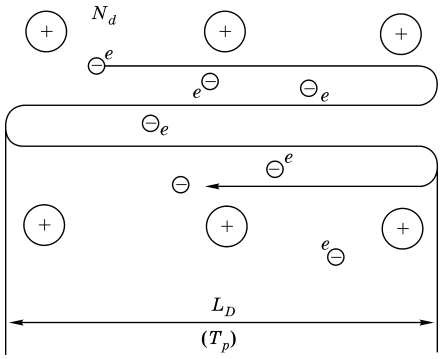


Рис. П1.3.1
К объяснению природы плазменных колебаний

Определим характерные параметры такого колебательного процесса, т. е. период таких плазменных колебаний и характерную пространственную амплитуду (размах) колебаний. Для этого обычно используются уравнение Ньютона и уравнение Пуассона. Однако в рамках данного рассмотрения найдем эти величины из сравнения энергии частицы, выраженной в терминах классической механики, термодинамики и электродинамики. Естественно предположить, что средняя энергия частицы, определенная по термодинамическим соотношениям, должна быть равна кинетической энергии частицы и энергии, определенной по законам электродинамики, т. е. $W_{\text{терм}} = W_{\text{мех}} = W_{\text{эд}}$, или

$$\frac{3}{2}kT_0 = \frac{mv_T^2}{2} = qU_T, \qquad \text{(П1.3.1)}$$

где v_T — среднеквадратичная тепловая скорость; U_T — характерный тепловой потенциал. Определим пространственное распределение этого теплового потенциала при разделении доноров и электронов на некоторое расстояние x, используя уравнение Пуассона для одномерного случая:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{qN_d}{\varepsilon}.$$

Считая уровень легирования не меняющимся по координате, т. е. $N_d = \text{const}(x)$, получим разность потенциалов ΔU между точками, отстоящими друг от друга на расстояние x: $\Delta U = (qN_d/2\varepsilon)x^2$, или $x = \sqrt{(2\varepsilon/qN_d)\Delta U}$. Приравнивая разность потенциалов к величине теплового потенциала $\Delta U = U_T$, получим максимальное расстояние, на которое может сместиться электрон L_D:

$$L_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon U_T}{qN_d}}. \qquad \text{(П1.3.2)}$$

Заменяя в данном выражении величину U_T через энергию, согласно (П1.3.1), получим:

$$L_D = \sqrt{\frac{3\varepsilon k T_0}{q^2 N_d}}. \qquad \text{(П1.3.3)}$$

Эта величина называется длиной Дебая. Заметим, что в случае разогрева электронов полем их энергия увеличивается и вместо температуры T_0 необходимо использовать T_e. На рисунке П1.3.2 представлена зависимость длины Дебая от концентрации доноров при разной T_e.

Определим период плазменных колебаний, используя соотношение $T_p \approx \approx L_D/v_T$ и выражение (П1.3.3), получим:

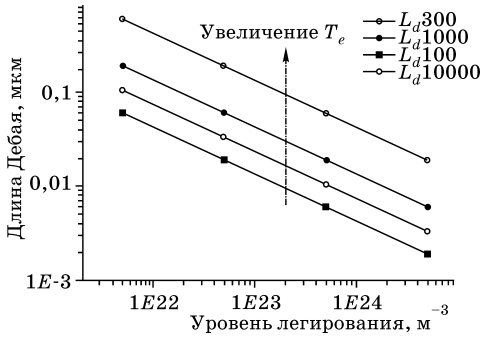


Рис. П1.3.2
Зависимость длины Дебая от уровня легирования при электронной температуре 100 К, 300 К, 1000 К и 10 000 К в арсениде галлия

$$T_p \approx \sqrt{\frac{\varepsilon m}{q^2 N_d}}. \qquad \text{(П1.3.4)}$$

На практике часто используется понятие плазменной частоты $\omega_p = 2\pi/T_p$:

$$\omega_p = 2\pi\sqrt{\frac{q^2 N_d}{\varepsilon m}}. \qquad \text{(П1.3.5)}$$

Проведенный анализ позволяет заключить, что заряды периодически, с периодом T_p, смещаются относительно равновесного положения. Такое смещение приводит к локальному нарушению электронейтральности. Если в качестве объекта выбрать объем, больший, чем L_D^3, то электронейтральность в среднем будет выполняться. Учитывая это обстоятельство, мы не можем говорить о резких границах в распределении зарядов в полупроводниках. Граница может быть определена с точностью порядка L_D. Ее часто называют пространственным масштабом разделения зарядов. Важно отметить зависимость данного параметра от температуры носителей и концентрации легирующей примеси. Воздействие внешнего электрического поля приводит к увеличению энергии подвижных носителей заряда и, соответственно, к увеличению L_D. Этот факт необходимо учитывать при рассмотрении физики токопереноса в полевом транзисторе, особенно в режимах,

близких к запиранию прибора. Получаемые значения L_D имеют порядок 0,01...0,1 мкм, что соизмеримо с характерным размером токового канала в полевых транзисторах (0,1...0,2 мкм), даже при слабом разогреве носителей. При увеличении греющих полей невозможно пренебрегать размытием границ канала, даже с точки зрения объяснения физических принципов действия прибора, в частности, процесса перекрытия канала в стоковой области. На рисунке П1.3.3 представлена типовая форма токового канала полевого транзистора и характер ее изменения с учетом разогрева носителей. Важно отметить увеличение L_D к стоковому концу затвора и соизмеримость ее с толщиной активной области A. Плазменная частота в канале транзистора имеет порядок $10^{12}...10^{13}$ Гц. Это означает, что плазменные колебания происходят с бóльшей частотой, чем типичное микроволновое воздействие с частотой $10^9...10^{11}$ Гц.

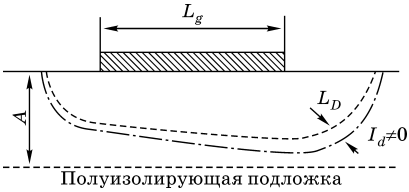


Рис. П1.3.3
Форма токового канала в ПТШ с учетом дебаевского размытия

В вакуумных приборах также используется понятие плазменная частота при анализе сил пространственного заряда. В электронном потоке возможно возникновение продольных колебаний с некоторой характерной частотой. Процессом, приводящим к смещению носителей относительно некоторого положения равновесия, может быть модуляция скорости за счет внешнего воздействия. В разделе 3.1 выражение (3.1.3) этот параметр определялся так: $\omega_p = \sqrt{q\rho/(m\varepsilon_0)}$. Это выражение отличается от (П1.3.5) множителем 2π. Однако надо заметить, что в вакуумном случае мы имеем продольные колебания за счет кулоновских сил взаимодействия одноименных зарядов. Поэтому здесь не вполне корректно говорить о плазме. В полупроводниках колебания возникают за счет сил между разноименными зарядами, а начальное смещение зарядов возникает за счет наличия тепловых скоростей. В этом случае используют понятие твердотельная плазма.

Какова же практическая целесообразность введения этого параметра в вакуумном случае? Для ответа на этот вопрос оценим величину плазменной частоты и соответствующий размах колебаний потока для типовых значений тока прибора I_0, ускоряющего напряжения U_0 и диаметра потока D. На рисунке П1.3.4 представлены расчетные концентрации электронов в потоке с параметрами $I_0 = 0{,}1$ А, $U_0 = 3000$ В для трех значений диаметра потока $D = 1$; 1,5; 2 мм.

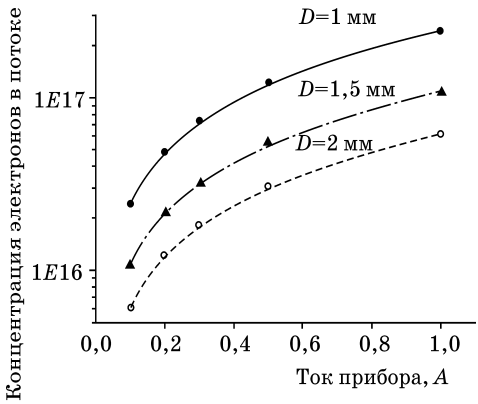


Рис. П1.3.4
Концентрация электронов в потоке типового вакуумного прибора для трех значений диаметра потока

Сравнивая значения концентрации носителей заряда в вакуумном приборе $\sim 5\cdot10^{16}$ м$^{-3}$ с характерным уровнем

легирования в полупроводниковом приборе ~ $1 \cdot 10^{23}$ м$^{-3}$, видим различие почти в 6 порядков. Возможность получения высокой плотности электронов в полупроводниковой плазме связана с компенсирующим действием положительного заряда доноров: полупроводник квазинейтрален. Отметим, что расчет плазменной частоты в вакуумном случае дает величину порядка ~ 10^9 Гц, что соответствует центру микроволнового диапазона. При этом характерное расстояние между пучностями продольных колебаний λ_{pl} будет

$$\lambda_{pl} \approx \upsilon_0 T_p = \sqrt{2\frac{q}{m}U_0} \cdot T_p,$$

где υ_0 — скорость дрейфа электронов при прохождении разности потенциалов U_0. Подставляя полученные характерные значения для всех величин, получим λ_{pl} ~ 5…20 мм. Это сравнимо с характерными физическими размерами вакуумного прибора. Проведенный анализ показывает важность учета плазменных колебаний в этих приборах, как во временной, так и в пространственной области.

П1.4. ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ. ДИФФУЗИОННАЯ ДЛИНА

В процессе движения зарядов в полупроводниках происходят релаксационные процессы, связанные с генерацией и рекомбинацией зарядов. Для того чтобы приборы работали в микроволновом диапазоне, необходимо сохранение частицы в течение как минимум периода колебаний $\tau_n \geq T_{micro}$, а лучше $\tau_n \gg T_{micro}$. В пространственной области диффузионная длина $L_д$ должна быть много больше характерной длины прибора, $L_д \gg L_{пр}$.

Практические измерения времени жизни носителей заряда в полупроводниках показали величину $\tau_n \sim 10^{-6}…10^{-8}$ с. Пространственный интервал, связанный с этой величиной, называемой диффузионной длиной $L_д$, рассчитывается с помощью соотношения

$$L_д = \sqrt{D\tau_n},$$

где D — коэффициент диффузии.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ МИКРОВОЛНОВЫХ ПРИБОРОВ

П2.1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА И ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В МИКРОВОЛНОВЫХ ПРИБОРАХ

В электронных микроволновых приборах электронные пучки используются для преобразования энергии внешних источников питания в энергию электромагнитных волн микроволнового диапазона. Требования, предъявляемые к таким приборам, связаны с обеспечением наибольшей эффективности процесса преобразования, получением большой колебательной мощности, высокого КПД, большого коэффициента усиления. В связи с этим в микроволновых приборах применяются электронные пучки с большой плотностью тока, при которой собственный объемный заряд пучка заметно влияет на характер движения электронов. Электронные пучки, при расчете которых нельзя пренебречь силами кулоновского расталкивания, условно называются *интенсивными*.

Как известно, ток электронного пучка, ограниченный пространственным зарядом у катода, определятся по формуле

$$I = PU_a^{3/2},$$

где P — параметр, характеризующий степень влияния пространственного заряда пучка и называемый *первеансом*. Из опыта известно, что в электронных пучках влияние объемного заряда становится заметным при значениях первеанса $P > 0{,}1$ мкА/В$^{3/2}$. В микроволновых электронных приборах используются пучки с первеансом до 20 мкА/В$^{3/2}$ и даже выше, что обусловливает необходимость учета и компенсации сил кулоновского расталкивания.

Помимо указанных параметров для описания качеств формируемого пучка, степени упорядоченности его структуры и распределения поперечных скоростей используются такие понятия, как фазовая характеристика пучка, фазовый эллипс и эмиттанс пучка. Фазовая характеристика пучка представляет собой множество точек в поперечном фазовом пространстве r и r', где r и $r' = dr/dz$ — радиальная координата и наклон каждой из совокупности траекторий, образующих электронный пучок.

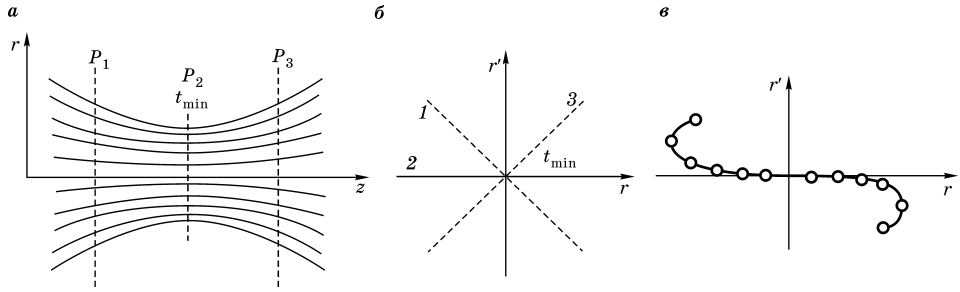


Рис. П2.1.1
Траектории электронов (*а*), линейные фазовые характеристики электронного пучка (*б*) и нелинейная фазовая характеристика (*в*)

На рисунке П2.1.1*а* представлены траектории электронов в идеально сформированном электронном пучке: пучок равномерно сжимается, достигает минимального сечения в плоскости P_2 и в дальнейшем под действием кулоновских сил расширяется. На рисунке П2.1.1*б* представлены фазовые характеристики этого пучка для плоскостей P_1, P_2 и P_3. Характеристика *1* соответствует равномерно сходящемуся пучку, наклон траектории r' пропорционален их радиальной координате. В плоскости минимального сечения P_2 траектории пучка параллельны оси z, следовательно, $r' = 0$ и фазовая характеристика *2* расположена на оси r фазового пространства. Фазовая характеристика *3* соответствует равномерно расходящемуся пучку. Особенностью рассмотренных характеристик является их линейность, что соответствует идеально сформированному электронному пучку. Аберрации электронной пушки приводят к нелинейности фазовых характеристик.

Пример нелинейной фазовой характеристики в плоскости минимального сечения пучка показан на рисунке П2.1.1*в*. Такой вид характеристики отражает эффект пересечения электронных траекторий, так как одному и тому же значению радиальной координаты соответствуют различные углы наклона траекторий.

Учет теплового разброса скоростей электронов в пучке приводит к тому, что на фазовой плоскости электронный пучок отображается не линией, а некоторой фигурой, имеющей конечную площадь. В плоскости минимального сечения пучка эта фигура имеет вид прямого эллипса (рис. П2.1.2). Каждой радиальной координате пучка r соответствует множество значений r'. Площадь фазового эллипса A, деленную на π, называют *эмиттансом* пучка: $\varepsilon = A/\pi$.

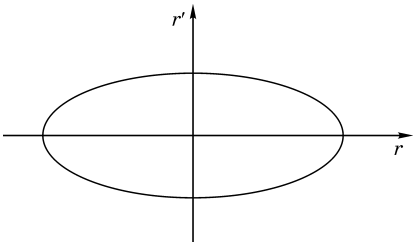


Рис. П2.1.2
Фазовый эллипс

Для ряда применений важной характеристикой формируемого пучка служит его яркость. Яркость сплошного аксиально-симметричного пучка определяется формулой

$$B = I/\pi r^2\Omega,$$

где I — ток пучка с поперечным сечением радиуса r; Ω — телесный угол, определяю-

щий сходимость (или расходимость) электронного пучка. Высокие требования к яркости интенсивного электронного пучка предъявляются, в частности, в лазерах на свободных электронах, где она достигает значений порядка 10^6 А/(см^2·ср).

Электронно-оптические системы (ЭОС) микроволновых приборов в общем случае включают три части. Одна из них осуществляет первоначальное формирование электронного пучка заданных электрических и геометрических параметров и называется системой формирования пучка или чаще всего электронной пушкой. Вторая предназначена для проводки электронного пучка через канал, протяженность которого значительно превосходит его поперечные размеры. Эту систему принято назвать фокусирующей системой, хотя это название неточно отражает выполняемые ею функции. Третья часть — это коллекторная система, которая должна обеспечить прием отработавшего электронного потока и в ряде случаев рекуперацию остаточной энергии электронного потока.

П2.2. СИСТЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

В современных микроволновых электронных приборах используются различные по пространственной конфигурации интенсивные электронные пучки.

В приборах с динамическим управлением типа О (клистронах, лампах бегущей волны и др.), основанным на использовании длительного пребывания электронов в рабочем пространстве, используются протяженные электронные пучки с резко очерченной границей. В приборах с квазистатическим управлением применение электронных потоков в виде резко очерченных пучков не является обязательным, но оно открыло новые возможности в разработке сверхмощных триодов и тетродов. Таким образом, формирование и фокусировка интенсивных электронных пучков — одна из основных задач, решаемых при разработке современных микроволновых электронных приборов.

Методы формирования и фокусировки электронных пучков, как правило, связаны с принципом управления ими, особенно в тех приборах, где элементы электронно-оптических устройств непосредственно входят в конструкции колебательных или замедляющих систем. Тем не менее существует ряд общих требований, для четкого уяснения которых рассмотрим кратко основные типы электронно-оптических систем, применяемых в микроволновых электронных приборах. Начнем это рассмотрение с систем исходного формирования электронных пучков — электронных пушек.

Основная задача электронной пушки, как отмечалось выше, заключается в формировании интенсивного электронного пучка определенной конфигурации с заданными значениями тока и скорости и, по возможности, с ламинарным движением электронов.

Существенный вклад в решение этой проблемы был сделан Дж. Р. Пирсом, предложившим метод формирования прямолинейных ламинарных электронных пучков простой конфигурации: ленточного, цилиндрического и кониче-

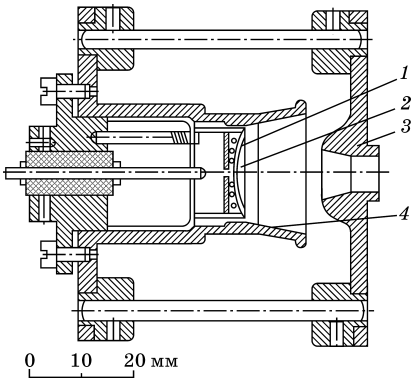


Рис. П2.2.1
Электронная пушка Пирса
с микропервеансом 0,5 мкА/В$^{3/2}$

ского. На основе этого метода были разработаны высокоэффективные электронные пушки, которые широко известны под названием пушек Пирса.

Пушка Пирса (рис. П2.2.1) состоит из вогнутого сферического эквипотенциального катода *2* с подогревателем *1*, прикатодного (фокусирующего) электрода *4* и анода *3* с центральным отверстием. Обычно прикатодный электрод имеет потенциал, одинаковый с потенциалом катода, и располагается так, что его поверхность является как бы продолжением поверхности катода. Это дает основание называть такую пушку диодной.

Путем соответствующего расчета формы электродов, производимого аналитическим методом или с помощью математического моделирования, в пушке создается такая конфигурация электрического поля, при которой электроны со всей поверхности катода равномерно сходятся в узкий электронный пучок, проходящий сквозь отверстие анода. В частности, для получения аксиально-симметричного потока с траекториями, параллельными оси пушки, угол наклона фокусирующего электрода должен быть равен 67,5°.

Степень сходимости электронов характеризуется так называемым коэффициентом сходимости (сжатия или компрессии). Различают коэффициент сходимости по плотности тока (или площади поперечного сечения пучка) — C_j, равный отношению максимальной плотности тока в электронном пучке к плотности тока, снимаемого с катода, и коэффициент сходимости по радиусу — C_r, определяемый отношением радиуса катода к радиусу минимального сечения (кроссовера) пучка. Очевидно, что при небольшой кривизне катода $C_r \simeq \sqrt{C_j}$.

По мере увеличения коэффициента сходимости в пучке возрастают кулоновские силы, препятствующие сжатию пучка. Следовательно, коэффициент сходимости зависит от объемного заряда в формируемом пучке, который определяется его первеансом.

Следует подчеркнуть, что в диодных пушках Пирса, которые обычно работают в режиме пространственного заряда, значение первеанса $P = I/U^{3/2}$ не зависит от анодного напряжения и, как следует из закона «степени 3/2» для диода, определяется только геометрическими размерами пушки. Поэтому первеанс, являясь параметром электронного пучка, мерой его интенсивности, одновременно является параметром самой пушки, т. е. ее конструкции.

При помощи пушки Пирса можно получать сходящиеся электронные пучки с первеансом $P \leq 1$ мкА/В. При малых значениях первеанса коэффициент сходимости по плотности тока может составлять 100 и более. При больших значениях P коэффициент сходимости обычно составляет несколько единиц. Для получения сходящихся потоков с более высоким первеансом используют различные модификации пушек Пирса.

Если сечение исходной аксиально-симметричной пушки Пирса вращать относительно некоторой оси, направленной параллельно оси симметрии исходной пушки или под углом к ней, то можно получить тороидальную пушку, способную формировать полый цилиндрический или полый конический пучок.

Для формирования аксиально-симметричных полых электронных потоков могут быть использованы также электронные пушки магнетронного типа (рис. П2.2.2). В такой пушке формирование потока происходит в скрещенных электрическом и магнитном полях. Электрическое поле создается за счет разности потенциалов катода и анодного электрода. Оно имеет как радиальную, так и продольную составляющие. Магнитное поле создается внешними соленоидами. Линии магнитной индукции этого поля направлены примерно параллельно поверхности катода. Значение магнитной индукции превышает критическое значение (см. гл. 6). Поэтому электроны, эмитируемые катодом, не достигают анода и создают электронное облако в прикатодной области. Под действием продольной составляющей электрического поля они перемещаются в продольном направлении и покидают пространство катод — анод, образуя полый электронный поток.

Скрещенные поля применяются и для формирования ленточных электронных пучков в приборах М-типа. На рисунке П2.2.3 изображена схема конструкции электронной пушки, формирующая ленточный электронный пучок. Пушка состоит из термокатода *1*, создающего поток электронов *2*, холодного катода *3*, управляющего электрода *4* и положительного электрода *5*, роль которого обычно играет замедляющая система.

Вся система находится в однородном магнитном поле с индукцией B. Термокатод и холодный катод находятся под нулевым потенциалом, на положительный электрод подается напряжение U_0, обеспечивающее синхронную с волной в ЗС скорость поступательного движения электронов $v_e = E_0/B$, где $E_0 = U_0/d$ —

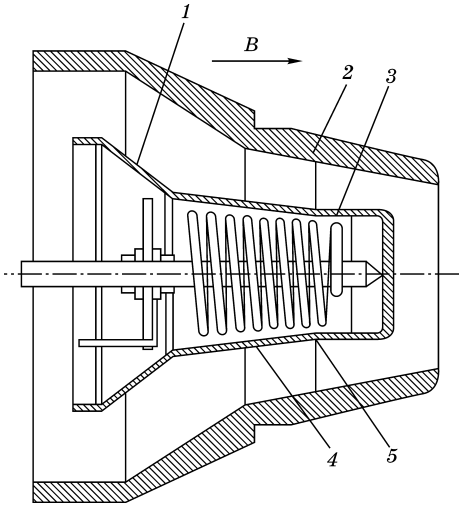


Рис. П2.2.2
Аксиально-симметричная магнетронная пушка

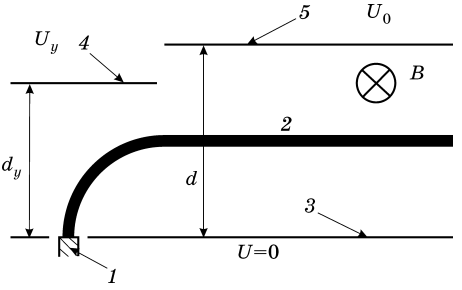


Рис. П2.2.3
Пушка для формирования ленточного пучка с короткой оптикой

напряженность поля в пространстве взаимодействия. Электроны выходят из катода и ускоряются электрическим полем ускоряющего электрода $E_y = U_y/d_1$, одновременно отклоняясь под действием магнитного поля. В тот момент, когда электрон находится на вершине своей циклоидальной траектории, его скорость $v_y = 2E_y/d_1$, и он входит в пространство взаимодействия. Если его скорость равна скорости v_e, далее электрон будет двигаться по прямолинейной траектории, так как начальные условия для прямолинейного движения в скрещенных полях будут выполнены. Для этого напряженность электрического поля, создаваемого управляющим электродом, должна быть в 2 раза меньше, чем в области транспортировки, так как на вершине циклоиды электрон имеет в 2 раза большую скорость, чем скорость центра. Недостатком такой пушки, которую называют короткофокусной, является невозможность создания прямолинейных потоков с длинных катодов, так как условия прямолинейного движения выполняются только для одной траектории.

В клистронах и ЛБВ для осуществления низковольтной модуляции тока электронного пучка используются пушки с управляющим электродом.

Простейшей из них является обычная пушка Пирса, у которой прикатодный электрод изолирован от катода и используется в качестве управляющего электрода. Однако, как показали специальные исследования, управление пучком при помощи напряжения прикатодного электрода малоэффективно, особенно в пушках с большим первеансом. Так, если в пушке с первеансом 1 мкА/$\text{В}^{3/2}$ для полного запирания электронного пучка, т. е. прекращения катодного тока, требуется подать на прикатодный электрод отрицательное напряжение $U_{c\max} \simeq 0{,}5U_a$, то в пушке с первеансом 3,6 мкА/$\text{В}^{3/2}$ — напряжение $U_{c\max} \simeq U_a$. Уменьшение эффективности управления с повышением первеанса объясняется возрастающим влиянием анодного потенциала на поле у катода.

Существенно лучшие параметры управления достигаются в пушках с управляющей сеткой. Выбором сетки с малой прозрачностью можно уменьшить отношение $U_{c\max}/U_a$. Однако при этом увеличится и доля тока пучка, перехватываемая положительно заряженной сеткой. Этот недостаток можно устранить, если в пушке использовать не одну, а две одинаковые сетки и сетку, ближайшую к катоду, соединить с ним. Тогда перехват тока пучка второй — управляющей сеткой при тех же положительных потенциалах на ней, что и в предыдущем случае, можно снизить на два порядка (до 0,1%). Такие пушки получили название пушек с теневыми сетками.

Рассматривая пушки с управляющими электродами, т. е. триодные пушки, следует подчеркнуть, что они позволяют формировать электронные пучки с более высоким выходным первеансом $P = I/U_a^{3/2}$, чем исходные диодные пушки. Это связано с тем, что наличие двух электродов с регулируемыми потенциалами U_c и U_a дает принципиальную возможность в широких пределах изменять не только ток I, но и энергию электронного пучка на выходе пушки, определяемую значением U_a. Причем изменения I и U_a могут осуществляться практически независимо друг от друга, благодаря чему можно говорить о двух способах регулировки первеанса триодной пушки.

Триодные пушки, в которых для повышения первеанса пучка используется замедление его в промежутке между первым и вторым анодами, получили на-

звание *пушек с продольной компрессией пучка*. На рисунке П2.2.4 приведена одна из экспериментальных конструкций таких пушек, предназначенная для формирования аксиально-симметричного электронного пучка диаметром менее 4 мм. При потенциале первого анода около 7 кВ ток, отбираемый с катода, равен примерно 1 А, что соответствует первеансу пучка 1,5 мкА/В$^{3/2}$. При потенциале на втором аноде, равном 1,5 кВ, ток пучка практически не меняется, так как коэффициент токопрохождения равен 99%, но первеанс его возрастает на порядок, т. е. до 15 мкА/В$^{3/2}$. Имеются режимы работы, позволяющие получать первеанс пучка на выходе из пушки до 50 мкА/В$^{3/2}$.

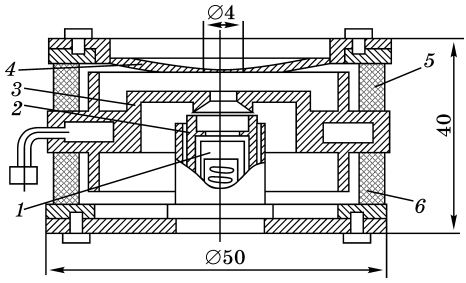


Рис. П2.2.4
Электронная пушка с продольной компрессией пучка:

1 — катод; *2* — прикатодный электрод; *3* — первый анод; *4* — второй анод; *5*, *6* — изоляторы.

П2.3. ФОКУСИРУЮЩИЕ (ТРАНСПОРТИРУЮЩИЕ) СИСТЕМЫ МИКРОВОЛНОВЫХ ПРИБОРОВ

Силы кулоновского взаимодействия, возникающие в электронном пучке при его формировании, вызывают расширение пучка, изменение его конфигурации и в конечном счете могут привести к потерям тока на электродах, окружающих пучок. Поэтому пропустить электронный пучок с минимальными потерями через межэлектродное пространство того или иного прибора за счет только фокусирующих свойств электронной пушки можно лишь в тех случаях, когда длина межэлектродного пространства сравнительно невелика и электронный пучок имеет относительно небольшой первеанс.

В тех приборах, где длины пролетных каналов в десятки раз превышают их диаметры, пропустить интенсивные электронные пучки без потерь или даже с минимальными потерями тока за счет только фокусирующих свойств пушки невозможно. Для достижения этой цели необходимо использовать дополнительные магнитные или электрические фокусирующие системы, обеспечивающие сохранение поперечных размеров потока в заданных пределах на всей его длине.

МАГНИТНЫЕ ФОКУСИРУЮЩИЕ СИСТЕМЫ

Для фокусировки (транспортировки) электронных пучков в каналах электродинамических систем используются магнитные поля, создаваемые соленоидами или постоянными магнитами. Системы с постоянными магнитами являются более предпочтительными, так как не требуют дополнительного источника питания.

По характеру осевого распределения магнитных полей магнитные системы разделяются на три основных типа: системы с однородным полем, системы с реверсивным полем и магнитные периодические системы. Применение реверсивных и периодических полей обеспечивает значительный выигрыш в массе и габаритах магнитных систем.

Наиболее просто поперечные размеры электронного пучка можно ограничить при помощи систем, создающих однородное продольное магнитное поле. В качестве таких систем применяются:

- экранированные соленоиды, которые монтируются непосредственно на электронный прибор;
- системы на основе постоянных магнитов с полюсными наконечниками из магнитно-мягкого материала.

Применение экранов и полюсных наконечников позволяет увеличить однородность поля в рабочей области и обеспечить требуемую степень экранировки области пушки и коллектора.

Электронный пучок, сформированный электронной пушкой, прежде чем попасть в однородное продольное магнитное поле, походит через переходную область, где наряду с продольной составляющей поля существует поперечная (радиальная) составляющая магнитного поля.

В результате взаимодействия с полем в переходной области электроны пучка получают вращательное движение вокруг оси симметрии магнитной системы. Вращение электронов в области однородного поля приводит к появлению магнитной силы, направленной к оси системы.

Таким образом, поперечное движение электронов в зоне однородного магнитного поля определяется действием двух сил: силы кулоновского взаимодействия F_ρ и магнитной фокусирующей силы F_μ. Первая из них направлена от оси симметрии системы и оказывает на пучок расфокусирующее действие, вторая, направленная к оси системы, должна уравновешивать действие первой.

Это достигается подбором значения продольного магнитного поля. В результате пучок будет совершать равновесное движение, сохраняя на всей своей длине первоначальный диаметр. Такой идеальный пучок носит название пучка (потока) Бриллюэна.

Теоретический анализ дает следующие выражения для указанных сил, действующих на граничные электроны пучка:

$$F_\rho = \frac{eI}{2\pi\varepsilon_0 r\sqrt{2\frac{e}{m}U_a}}, \qquad \text{(П2.3.1)}$$

$$F_m = -\frac{1}{4}\frac{e^2}{m}B_z^2 r, \qquad \text{(П2.3.2)}$$

где I — ток электронного пучка; U_a — ускоряющее напряжение; r — радиус пучка; B_z — продольная компонента магнитной индукции.

Уравнение движения граничных электронов пучка в этом случае имеет вид

$$\dot{z}^2\frac{d^2r}{dz^2} - \frac{eI}{2\pi\varepsilon_0 mr\dot{z}} + \frac{1}{4}\left(\frac{e}{m}\right)^2 B_z^2 r = 0,$$

где продольная компонента скорости электронов $\dot{z} = \sqrt{2(e/m)U_a}$.

Полагая $\frac{d^2r}{dz^2} = 0$, находим условие баланса расфокусирующей и фокусирующей сил:

$$B = \frac{1}{r}\sqrt{\frac{2I}{\pi\frac{e}{m}\varepsilon_0\sqrt{2\frac{e}{m}U_a}}}. \qquad \text{(П2.3.3)}$$

Подстановка в эту формулу численных значений входящих в нее констант дает

$$B = \frac{0{,}083}{r}\sqrt{\frac{I}{\sqrt{U_a}}}, \qquad \text{(П2.3.4)}$$

где B — бриллюэновская индукция магнитного поля, Тл; r — радиус пучка, см; I — ток электронного пучка, А; U_a — ускоряющее напряжение, В.

Для реализации строго равновесного пучка частиц необходимо выполнить ряд условий, которые практически трудновыполнимы. Например, сложно обеспечить введение электронного пучка в область однородного поля с нулевыми радиальными скоростями и точно заданным радиусом. В результате реальные пучки имеют пульсирующую границу.

Приближенное решение уравнения (П2.3.3) дает следующее выражение для граничной траектории электронного пучка:

$$r = r_b + (r_0 - r_b)\cos\sqrt{2}\left(\frac{\omega_L}{\dot{z}}\right) + \frac{r_0'\dot{z}}{\sqrt{2}\omega_L}\sin\sqrt{2}\left(\frac{\omega_L}{\dot{z}}\right),$$

где r_b — равновесный радиус, значение которого определяется из формулы (П2.3.4); r_0 — начальный радиус потока; $\omega_L = \frac{1}{2}\frac{e}{m}B_z$ — параметр, пропорциональный индукции магнитного поля B_z, носящий название ларморовой частоты; r_0' — начальный наклон граничной траектории.

Из полученного решения следует, что граничная частица при своем движении вдоль оси z совершает периодические колебания относительно равновесного радиуса r_b. Амплитуда Δr_m и длина волны колебаний λ определяются выражениями

$$\Delta r_m = \left[(r_0 - r_b)^2 + \frac{(r_0'\dot{z})^2}{2\omega_L^2}\right]^{1/2},$$

$$\lambda = \frac{2\pi\dot{z}}{\sqrt{2}\omega_L}.$$

При идеальном вводе пучка в однородное поле ($r_0 = r_b$, $r_0' = 0$) колебания границы пучка отсутствуют.

Основным недостатком фокусирующих (транспортирующих) систем с однородным магнитным полем является малая эффективность использования магнитного поля. Действительно, для того чтобы обеспечить достаточную степень однородности поля на участке длиной l, поперечный размер (диаметр) полюсных наконечников следует брать того же порядка. Следовательно, полный объем V, занимаемый полем такой системы, будет иметь значение порядка $V \sim l^3$, в то время как полезный рабочий объем имеет значение $V_\text{р} = \pi r_a^2 l$, где r_a — радиус канала, в котором распространяется электронный пучок.

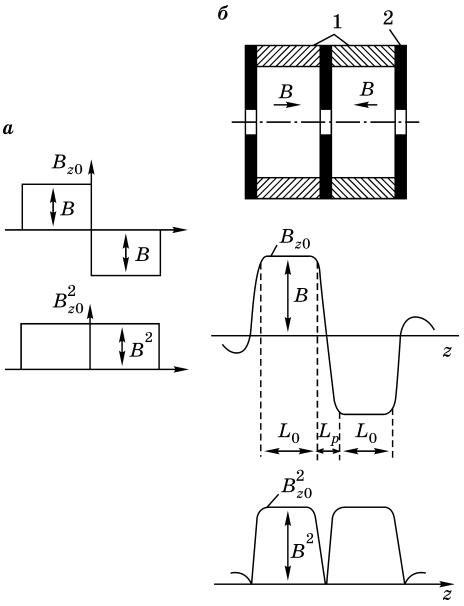


Рис. П2.3.1
Осевое распределение магнитного поля в идеальной (*а*) и реальной (*б*) реверсной магнитной системе

Увеличение концентрации магнитного поля в рабочем объеме можно достичь, применяя реверсивные и периодические фокусирующие системы, что позволяет резко снизить массу и габариты фокусирующих систем.

Реверсивная магнитная фокусировка. Из формулы (П2.3.2) следует, что радиальная магнитная сила определяется квадратом магнитной индукции и, следовательно, не зависит от направления магнитного поля. Это позволяет применить фокусирующие системы с реверсом магнитного поля, отличающиеся тем, что на протяжении фокусирующей системы магнитное поле однократно или многократно меняет направление (реверсируется).

На рисунке П2.3.1 приведены распределения магнитной индукции (B-кривые) для идеальной и реальной фокусирующих систем с однократным реверсом. B-кривые на рисунке П2.3.1*а* соответствуют идеальному реверсивному полю, когда поле мгновенно меняет знак и протяженность реверса равна нулю. Если бы такое поле удалось реализовать, то радиальное движение электронов в этом поле происходило бы так же, как в однородном магнитном поле той же интенсивности.

Реальные реверсивные системы имеют две области: область однородного поля протяженностью L_0 и область реверса, имеющая длину L_p (рис. П2.3.1*б*). Так как магнитная индукция в области реверса меньше, чем в области однородного поля ($B_{z0} < B$), то, пересекая эту область, электронный пучок испытывает возмущение. В частности, первоначально равновесный пучок, пройдя зону реверса, будет пульсировать.

Этот эффект может быть существенно уменьшен в реверсивной системе с компенсирующими выбросами, действие которых объясняется следующим образом. Проходя зону выбросов, электроны получают некоторый избыточный радиальный импульс, направленный к оси симметрии, что компенсирует уменьшение магнитной фокусирующей силы в области реверса. В первом приближении компенсирующие выбросы подбираются с таким расчетом, чтобы среднеквадратичное значение магнитной индукции в области реверса с выбросами было равно индукции однородного поля B_z:

$$\overline{B}^2_{\text{р}} = \frac{1}{L_{\text{р}}} \int\limits_{L_{\text{р}}} B^2_{z0} dz = B^2_z .$$

Применение реверсов позволяет существенно увеличить коэффициент использования магнитного поля. При однократном реверсе участок с однород-

ным полем имеет длину $L_0 \simeq l/2$, где l — общая длина фокусирующей системы. В этом случае коэффициент использования поля возрастает примерно в четыре раза по сравнению с системой без реверса, имеющей ту же суммарную длину, $K_{B1} \simeq r_a^2 / L_0^2 = 4r_a^2 / l^2$.

Еще больший выигрыш получается при многократном реверсе поля. Для системы с N реверсами получаем $K_{BN} \simeq r_a^2 / L_0^2 = (N+1)^2 r_a^2 / l^2$. Более эффективное использование магнитного поля в реверсивных системах позволяет в конечном итоге существенно, примерно в $1/(N+1)^2$ раз, уменьшить массу и габариты фокусирующей системы.

При большом числе реверсов размер отдельной секции постепенно уменьшается, протяженность области с однородным полем сокращается. Реверсивная система вырождается в периодическую фокусирующую систему с осевым распределением магнитного поля, близким к косинусоиде.

Периодическая система с косинусоидальным распределением магнитного поля. Среди периодических фокусирующих систем наибольшее практическое применение получила система с постоянными магнитами (рис. П2.3.2). Источником магнитного поля являются кольцевые магниты *1*, намагниченные в продольном направлении. Требуемое распределение поля в канале, где проходит электронный поток, формируется с помощью полюсных наконечников *2*.

Осевое распределение магнитного поля в большинстве таких систем с достаточной степенью точности описываются косинусоидальным законом:

$$B_{z0} = B_m \cos\frac{2\pi}{L} z,$$

где L — период системы.

Применение такой системы позволяет резко уменьшить массу и габариты фокусирующей системы по сравнению с системой с однородным полем.

Магнитная сила пропорциональна квадрату магнитной индукции и, следовательно, не зависит от ее знака и оказывается фокусирующей как в положительном, так и в отрицательном полупериоде магнитной индукции.

Вместе с тем, так как B_z является функцией координаты z, то в магнитной периодической системе невозможно обеспечить точный баланс кулоновской силы F_ρ и магнитной силы F_m на всем протяжении фокусирующей системы. Однако при определенных условиях можно обеспечить баланс этих сил в среднем за период фокусирующей системы. Условие такого баланса может быть записано в виде

$$\frac{1}{L}\int_0^L F_\rho dz = \frac{1}{L}\int_0^L F_m dz.$$

Полагая приближенно, что на отрезке оси z, равном периоду поля L,

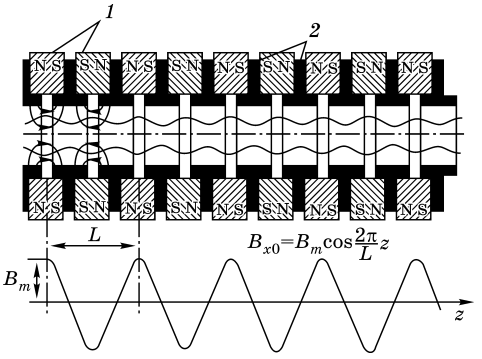


Рис. П2.3.2
Периодическая магнитная система ЛБВ с постоянными магнитами:

1 — кольцевые магниты; *2* — полюсные наконечники.

радиус электронного пуска меняется слабо ($r \cong \text{const}$), с учетом формул (П2.3.1), (П2.3.2), получаем

$$\frac{2I}{\varepsilon_0 \frac{e}{m}\sqrt{2\frac{e}{m}U_a r^2}} = \frac{1}{L}\int_0^L B_{z0}^2 dz. \qquad \text{(П2.3.5)}$$

Это соотношение устанавливает связь параметров пучка I, U_a, r и магнитной индукции B_{z0}, которая обеспечивает баланс кулоновской и магнитной сил в среднем за период системы.

Полагая, что B_z меняется по гармоническому закону, из (П2.3.5) получаем

$$B_m = \frac{\sqrt{2}}{r}\sqrt{\frac{2I}{\pi\frac{e}{m}\varepsilon_0\sqrt{2\frac{e}{m}U_a}}},$$

или, после подстановки численных значений констант,

$$B_m = \frac{830\sqrt{2}}{r}\sqrt{\frac{I}{\sqrt{U_a}}}. \qquad \text{(П2.3.6)}$$

Входящие в эту формулу величины имеют те же размерности, что и величины в формуле (П2.3.4).

Качественно характер движения электронного пучка в режиме, когда обеспечен баланс кулоновской и фокусирующей сил в среднем за период, может быть описан следующим образом. В области малых значений магнитной индукции пучок расширяется под действием кулоновских сил взаимодействия. Однако, попадая в область больших значений магнитной индукции, он испытывает преобладающее действие магнитной силы и начинает сжиматься. В конце полупериода радиус пучка приближается к его начальному значению.

На следующих полупериодах характер движения пучка сохраняется. Периодические изменения радиуса пучка с периодом λ, равным половине периода магнитного поля, $\lambda = L/2$, являются характерной особенностью движения пучка в магнитной периодической фокусирующей системе. Эти периодические изменения радиуса пучка получили название волнистости пучка.

Если условия баланса сил в среднем за период не соблюдены, то движение пучка имеет более сложный характер, к волнистости пучка добавляются пульсации границы пучка, зависящие от соотношения параметров пучка и величины магнитной индукции.

Расчет движения пучка в общем случае требует решения дифференциального уравнения граничной траектории пучка:

$$\dot{z}^2\frac{d^2r}{dz^2} - \frac{eI}{2\pi\varepsilon_0 mr\dot{z}} + \frac{1}{4}\left(\frac{e}{m}\right)^2 B_{z0}^2 r = 0.$$

В этом уравнении второе слагаемое учитывает расфокусирующее действие пространственного заряда электронного пучка, а третий член — фокусирующее действие магнитного поля.

Приведем это уравнение к виду, в котором оно обычно используется в теории периодической фокусировки. Для этого введем нормированные переменные $R = r/r_0$, $Z = 2\pi z/L$, $b(Z) = B_{z0}/B_m = \cos Z$, где в качестве нормирующих величин взяты: r_0 — начальный радиус пучка на входе в регулярную часть фокусирующей системы, L — период поля, B_m — амплитуда поля.

Уравнение движения граничного электрона, записанное в нормированных переменных, примет вид

$$\frac{d^2R}{dZ^2} + 2\alpha b^2(Z) - \frac{\beta}{R} = 0,$$

или

$$\frac{d^2R}{dZ^2} + \alpha(1 + \cos 2Z)R - \frac{\beta}{R} = 0,$$

где

$$\alpha = \frac{1}{32\pi}\left(\frac{e}{m}\right)^2 \frac{B_m^2 L^2}{\dot{z}^2}$$

— параметр магнитного поля,

$$\beta = \frac{1}{8\pi^3 \varepsilon_0} \frac{e}{m} \frac{IL^2}{r_0^2 \dot{z}^3}$$

— параметр пространственного заряда.

Это уравнение является нелинейным дифференциальным уравнением с периодическим коэффициентом типа уравнения Матье. В общем случае его решение может быть получено только численными методами. Анализ численных решений дает следующие основные результаты:

- характер решений зависит от значения параметра магнитного поля α: они могут быть либо ограниченными, либо нарастающими;
- при значениях $\alpha \le 0{,}4$ (первая область устойчивых решений) решения ограниченные периодические, что соответствует граничной траектории электронного пучка с периодически меняющейся радиальной координатой $R(Z)$;
- при выполнении условия $\alpha = \beta$ амплитуда пульсаций граничной траектории ΔR_m минимальна, характер пульсаций определяется простым гармоническим законом: $\Delta R = \Delta R_m \cos 2Z = \Delta R_m \cos \dfrac{4\pi z}{L}$.

При выполнении условия $\alpha = \beta$ сила, обусловленная магнитным полем, уравновешивает силу пространственного заряда в среднем за период поля L. Из равенства $\alpha = \beta$ может быть получена формула для определения оптимальной амплитуды магнитной индукции, при которой обеспечивается квазиравновесное движение электронного пучка, она совпадает с формулой (П2.3.6).

Сравнивая формулы (П2.3.5) и (П2.3.6), находим $B_m = \sqrt{2}B$. Фактически это означает, что среднеквадратичное значение магнитной индукции за период поля L

$$B_{\text{ск}}^2 = \frac{1}{L}\int_0^L B_m^2 \cos^2 \frac{2\pi}{L} z\,dz = \frac{B_m^2}{2}$$

численно равно равновесному значению магнитной индукции однородного поля, $B_{ск} = B_z$. Магнитная периодическая система, представленная на рисунке П2.3.2, размещается вне вакуумной оболочки прибора. В таком варианте она широко применяется в лампах бегущей волны со спиральной замедляющей системой.

В ЛБВ с замедляющей системой типа цепочки связанных резонаторов фокусирующая система встраивается в замедляющую систему (рис. П2.3.3). Кольцевые магниты *1* располагаются вне вакуумной оболочки, а полюсные наконечники *2* входят внутрь вакуумной оболочки, одновременно являясь стенками ячеек резонаторной системы. Для того чтобы обеспечить высокую проводимость стенок, поверхности полюсных наконечников покрываются тонким слоем меди.

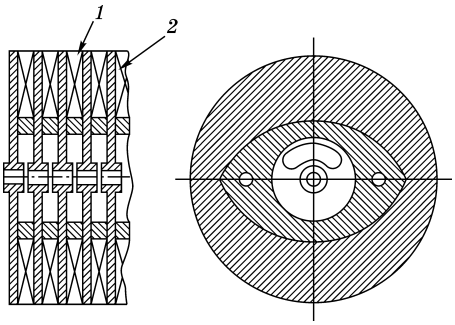


Рис. П2.3.3
Встроенная периодическая магнитная система:

1 — кольцевые магниты; *2* — полюсные наконечники.

В магнитных периодических системах в качестве магнитотвердых материалов (постоянных магнитов) используются бариевые ферриты, неодим — железо — бор, самарий — кобальт. Полюсные наконечники изготавливаются из магнитомягкого материала, например, технически чистого железа (железо Армко).

П2.4. СИСТЕМЫ РЕКУПЕРАЦИИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА

В микроволновых вакуумных приборах электронный поток является инструментом (посредником) при преобразовании энергии источника питания в энергию микроволнового излучения. Эффективность преобразования энергии характеризуется электронным коэффициентом полезного действия (электронным КПД). Этот параметр определяется как отношение мощности, переданной электронным потоком полю электродинамической системы P_e, к полной мощности электронного потока $P_0 = I_0 U_a$:

$$\eta_e = P_e / P_0.$$

Мощность, которая сохраняется в отработавшем электронном потоке, носит название остаточной мощности $P_{ост}$:

$$P_{ост} = P_0 - P_e = P_0(1 - \eta_e).$$

Существует возможность возвратить часть этой мощности в источник питания прибора и тем самым увеличить эффективность преобразования энергии. Процесс возвращения мощности (энергии) отработавшего электронного пучка источнику питания носит название *рекуперации энергии электронного потока*. Этот процесс может быть реализован путем торможения отработавшего электронного потока в области коллектора электронов. Если все электроны в потоке имеют одинаковые скорости, их можно затормозить до остановки. В результате электронный КПД прибора окажется равным 100%.

В реальных потоках имеет место разброс электронов по энергиям. Он может быть обусловлен рядом факторов: тепловым разбросом энергий, следствием столкновений быстрых электронов (эффект Бёрша) и результатом взаимодействия электронов с полями электродинамических систем (ЭДС). В условиях динамического режима работы микроволновых приборов основное значение имеет последний из них. В результате взаимодействия с переменными электрическими полями ЭДС электроны, влетающие в коллектор, могут иметь широкий спектр энергий, как меньше eU_0, так и больше этого значения.

Рекуперация энергии электронного потока в одноступенчатом коллекторе. Одноступенчатый коллектор схематически представлен на рисунке П2.4.1. Первый электрод коллектора *1* имеет потенциал, равный потенциалу электродинамической системы (ЭДС), который принят равным нулю, $U_1 = U_{эдс} = 0$. На второй электрод *2* подан отрицательный потенциал $U_2 = -\alpha U_a$, где α — численный коэффициент, $\alpha \le 1$, U_a — разность потенциалов катодного и анодного электродов электронной пушки, формирующей электронный поток. При этом считается, что потенциал анода U_A равен потенциалу ЭДС: $U_A = U_{эдс} = 0$, а потенциал катода $U_к$ отрицателен и равен $U_к = -U_a$. Если значение коэффициента α равно единице, то потенциал второго электрода коллектора равен потенциалу катода: $U_2 = U_к = -U_a$. За счет разности потенциалов первого и второго электродов в коллекторе создается тормозящее электроны электрическое поле.

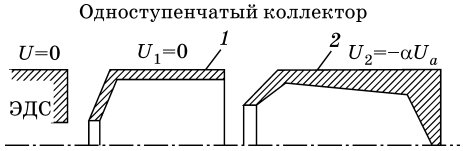


Рис. П2.4.1
Устройство одноступенчатого коллектора:

1 — первый электрод коллектора; *2* — второй электрод коллектора.

Электроны, входящие в коллектор, обладают спектром скоростей, который возникает в результате воздействия на электронный поток переменных полей электродинамической системы. По мере движения в направлении второго электрода скорость электронов убывает. Медленные электроны могут быть полностью заторможены и изменят направление своего движения на обратное. Быстрые могут преодолеть тормозящее поле и высадиться на втором электроде коллектора.

КПД рекуперации определяется как отношение мощности, возвращенной в источник питания $P_{рек}$, к остаточной мощности пучка $P_{ост}$:

$$\eta_c = P_{рек}/P_{ост}.$$

КПД рекуперации одноступенчатого коллектора обычно невелик.

Лучшие результаты получаются с двухступенчатым коллектором, конструкция которого показана на рисунке П2.4.2. Первый электрод коллектора *1* одновременно является корпусом коллектора. Второй *2* и третий *3* электроды крепятся внутри этого корпуса с помощью кольцевых изоляторов *4*.

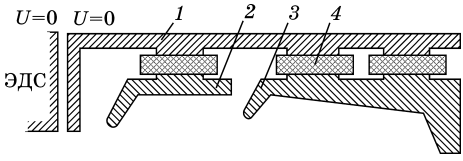


Рис. П2.4.2
Устройство двухступенчатого коллектора

Первый электрод имеет нулевой потенциал, на второй и третий электроды поданы отрицательные потенциалы $U_2 = -\alpha_2 U_a$, $U_3 = -\alpha_3 U_a$, где α_2 и α_3 — численные коэффициенты, $\alpha_2 < \alpha_3 \leq 1$. Соответствующим подбором коэффициентов α_2 и α_3 можно оптимизировать процесс рекуперации энергии и получить максимальное значение КПД рекуперации η_c. Очевидно, что в двухступенчатом коллекторе можно получить значение КПД рекуперации большее, чем в одноступенчатом коллекторе.

При практической реализации коллекторов с рекуперацией энергии необходимо учитывать вторичные электроны, которые возникают в результате бомбардировки поверхностей электродов коллектора. Под действием существующих в коллекторе электрических полей эти электроны ускоряются и двигаются по сложным траекториям в направлении возрастания потенциала, т. е. в сторону входа в коллектор.

Они могут высаживаться на электроды коллектора, имеющие более высокий потенциал, чем потенциал электрода, с которого они эмиттированы, или проникать в канал электродинамической системы. На ускорение этих электронов затрачивается энергия источника питания и тем самым снижается КПД рекуперации. Кроме того, в результате бомбардировки электронов коллектора вторичными электронами возрастает их тепловая нагрузка. Проникновение вторичных электронов в канал коллектора может способствовать самовозбуждению прибора.

Уменьшение эффекта вторичных электронов может быть достигнуто нанесением на принимающую поверхность электродов антиэмиссионных покрытий и подбором геометрии электродов.

МНОГОСТУПЕНЧАТЫЕ КОЛЛЕКТОРЫ С МЯГКОЙ ПОСАДКОЙ ЭЛЕКТРОНОВ

Проблема вторичных электронов получила наиболее радикальное решение в многоступенчатых коллекторах, которые получили название коллекторы с мягкой посадкой электронов.

Один из вариантов таких коллекторов — коллектор Космала — представлен на рисунке П2.4.3. Коллектор содержит четыре ступени, которые образуются

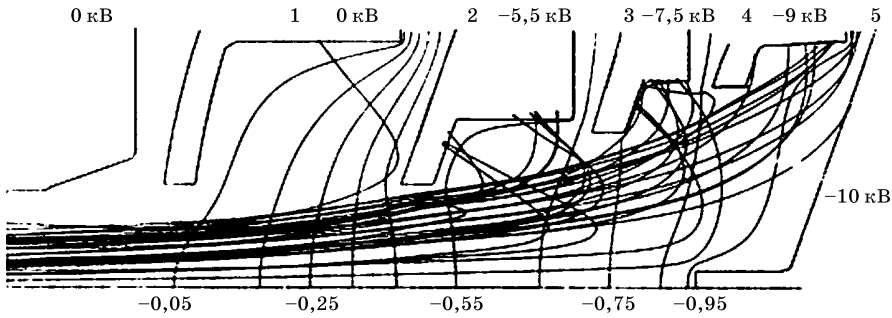


Рис. П2.4.3
Устройство многоступенчатого коллектора:

1, *2*, *3*, *4*, *5* — электроды многоступенчатого коллектора с потенциалами от 0 до −10 кВ.

пятью электродами. Первый электрод имеет нулевой потенциал $U_1 = 0$, на остальные поданы отрицательные потенциалы, равные соответственно $U_2 = -0{,}55U_a$, $U_3 = -0{,}75U_a$, $U_4 = -0{,}95U_a$, $U_5 = -U_a$. Пятый электрод с потенциалом, близким к потенциалу катода, имеет приосевой выступ, который носит название отражательной иглы.

Конфигурация электродов и распределение их потенциалов подобраны таким образом, что электроны отклоняются от оси коллектора и в результате процесса торможения высаживаются на тыльные поверхности электродов. В этом случае выбиваемые ими вторичные электроны попадают в тормозящее электрическое поле и в основной массе возвращаются на электрод.

Для коллекторов, содержащих 4…5 ступеней, КПД коллектора может достигать 60…80% в зависимости от типа прибора (клистрон, ЛБВ и т. д.) и режима его работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ МИКРОВОЛНОВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

П3.1. ОБЪЕМНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

П3.1.1. ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЪЕМНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Объемный резонатор (ОР) имеет бесконечное количество собственных (резонансных) частот. На каждой собственной частоте резонатор характеризуется следующими основными параметрами.

1. Собственная комплексная угловая частота j-го вида колебаний $\omega_{oj} = \omega'_{0j} + i\omega''_{0j}$, которая определяется по формуле

$$\omega_{0j}^2 = c^2 \frac{\int_V \varepsilon_r^{-1} |\nabla \times \mathbf{H}_j|^2 dv + i\omega_{0j} \oint_S (\mathbf{E}_j \times \mathbf{H}_j^*) d\mathbf{S}}{\int_V \mu_r |\mathbf{H}_j|^2 dV}.$$

Второй член в числителе этого выражения выражает мощность, рассеиваемую в стенках резонатора и излучаемую во внешнее пространство. Если эта мощность равна нулю и потери энергии в среде, заполняющей резонатор, отсутствуют $(\varepsilon''_r = \mu''_r = 0)$, собственная частота действительна, в противном случае она комплексна. Действительная часть угловой частоты определяет частоту собственных колебаний, а мнимая — скорость их затухания:

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}(0) e^{-\omega''_0 t} e^{i\omega'_0 t}, \quad \mathbf{H}(t) = \mathbf{H}(0) e^{-\omega''_0 t} e^{i\omega'_0 t}.$$

2. Собственная добротность $Q_0 = \omega'_0 / (2\omega''_0)$.

3. Характеристическое сопротивление

$$\rho = \frac{|U_e|^2}{2\omega'_0 W}, \qquad \text{(П3.1.1)}$$

где $U_e = -\int_1^2 \mathbf{E} d\mathbf{l}$ — эквивалентное напряжение, определенное как линейный интеграл по заданной линии l между точками *1* и *2*, находящимися на поверхности резонатора, W — энергия, запасенная в резонаторе на данном виде коле-

баний. В электронике в качестве пути интегрирования обычно выбирается траектория заряженной частицы, так что эквивалентное напряжение определяет интенсивность воздействия электрического поля резонатора на заряженную частицу.

4. Эквивалентное сопротивление и эквивалентная проводимость

$$R_{0e} = \rho Q_0, \quad G_{0e} = 1/R_{0e}.$$

Важным параметром резонатора является разделение частот, т. е. разность частот рабочего и соседних видов колебаний. Разделение частот характеризуется параметром

$$\delta f = \frac{|f_0 - f_1|}{f_0},$$

где f_0 — собственная частота рабочего; f_1 — собственная частота ближайшего к рабочему вида колебаний.

Все указанные параметры рассчитываются и при необходимости оптимизируются с помощью специальных компьютерных программ (Ansis HFSS, CST Microwave Studio, RFS и др.).

П3.1.2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ЗАЗОРЕ РЕЗОНАТОРА

В отсутствие сторонних токов поле в зазоре резонатора описывается уравнением Гельмгольца:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0.$$

Для продольной составляющей электрического поля азимутально-однородного вида колебаний в цилиндрической системе координат это уравнение приобретает вид

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial E_z}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + k^2 E_z = 0. \qquad \text{(П3.1.2)}$$

В сеточном зазоре электрическое поле с достаточной степенью точности можно считать однородным, т. е. положить $\partial^2 E_z/\partial z^2 = 0$. Уравнение (П3.1.2) при этом превращается в уравнение Бесселя, решение которого имеет вид

$$E_z = A\mathrm{J}_0(kr), \qquad \text{(П3.1.3)}$$

где $\mathrm{J}_0(x)$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка. График этой функции показан на рисунке П3.1.1.

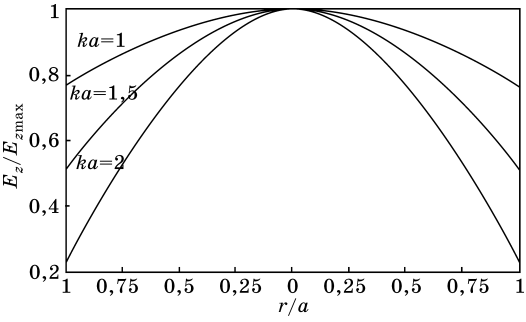


Рис. П3.1.1
Распределение электрического поля по радиусу в резонаторе с сеточным зазором

Как видно, наибольшее значение напряженности поля наблюдается на оси резонатора. Неравномерность поля по радиусу приводит к различной эффективности взаимодействия поля резонатора с электронами, движущимися по траекториям с различными радиусами (как говорят, наблюдается расслоение потока). Для минимизации этого вредного эффекта радиус канала необходимо выбирать из условия $ka = 2\pi a/\lambda \le 1$, что соответствует уменьшению напряженности поля на границе втулки до 0,75 от его значения на оси. Похожим распределением поля на втулке обладают резонаторы многолучевых клистронов, при условии, что радиус канала много меньше радиуса втулки.

В резонаторе с бессеточным зазором поле в канале зависит от координаты z. Поэтому в уравнении (П3.1.2) необходимо сохранять все члены. Для решения этого уравнения представим напряженность поля в виде произведения двух функций:

$$E_z(r, z) = \psi(r)\zeta(z).$$

Подставив это представление в (П3.1.2), после несложных преобразований получим

$$\frac{d^2\psi}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\psi}{dr} + k_\perp^2\psi = 0, \qquad \text{(П3.1.4)}$$

$$\zeta'' + \beta_e^2\zeta = 0, \qquad \text{(П3.1.5)}$$

где штрихами обозначено дифференцирование по координате z. Допустимый угол пролета электронов в зазоре $\beta_e d = 2\pi/3$ (коэффициент взаимодействия 0,825). Отсюда $\beta_e = \omega/v_e = 2\pi/(3d)$, где v_e — скорость электронов в зазоре резонатора, $k_\perp^2 + \beta_e^2 = k^2$. Поскольку скорость электронов всегда меньше скорости света в вакууме, $\beta_e > k$ и $k_\perp^2 < 0$. Следовательно, $k_\perp$ — мнимое число: $k_\perp = i\gamma$, где γ — действительное число. Учитывая это, уравнение (П3.1.4) может быть переписано:

$$\frac{d^2\psi}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\psi}{dr} - \gamma^2\psi = 0. \qquad \text{(П3.1.6)}$$

Решение этого уравнения, имеющее конечное значение на оси резонатора, записывается в виде модифицированной функции Бесселя первого рода нулевого порядка:

$$\psi(r) = AI_0(\gamma r).$$

Таким образом, распределение электрического поля в поперечном сечении пролетного канала описывается формулой

$$E_z(r) = E_{z0}\frac{I_0(\gamma r)}{I_0(\gamma a)}, \qquad \text{(П3.1.7)}$$

где E_{z0} — значение продольной составляющей напряженности электрического поля на границе пролетного канала. График функции E_{z0} показан на рисунке П3.1.2 для различных значений γa. Как видно, на оси пролетного канала напряженность поля меньше, чем у его границы. Неравномерность поля приводит

к неравномерному взаимодействию электронов с полем резонатора. Чтобы уменьшить отрицательные последствия этого эффекта, радиус пролетного канала обычно выбирают из условия $\gamma a \ll 1$, что соответствует отношению $E_z(0)/E_z(a) \approx 0{,}8$.

Графики распределения поля по радиусу и по оси тороидального резонатора, полученные с помощью программы моделирования, показаны на рисунке П3.1.3. Как видно, максимальное значение продольная составляющая электрического поля имеет в области торцов пролетных труб.

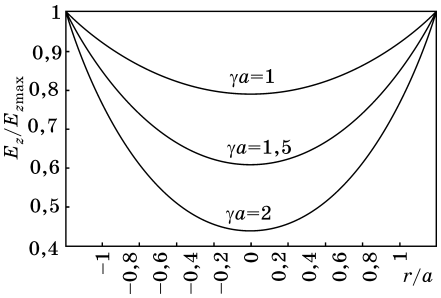


Рис. П3.1.2
Распределение электрического поля по радиусу в резонаторе с бессеточным зазором

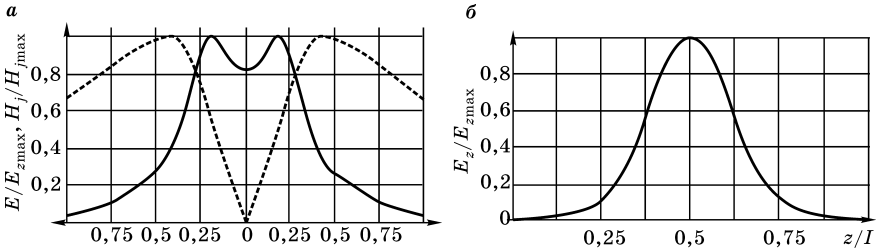


Рис. П3.1.3
Распределение продольной составляющей электрического поля по радиусу (*а*) и по оси (*б*) аксиально-симметричного резонатора с бессеточным зазором

П3.1.3. ТИПЫ И КОНСТРУКЦИИ ОБЪЕМНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Большой диапазон частот, в котором работают микроволновые приборы, обусловливает большое разнообразие типов и конструкций объемных резонаторов, которые применяются в этих приборах.

Прежде всего ОР разделяются на закрытые и открытые. Последние в основном используются в приборах миллиметрового и субмиллиметрового диапазона. Рассмотрим сначала *закрытые резонаторы*. Для повышения эффективности взаимодействия электрическое поле таких резонаторов должно быть сосредоточено в зоне, где проходит поток заряженных частиц. Соответственно, магнитное поле сосредоточено в других частях резонатора. Этим частям можно приписать емкость и индуктивность, т. е. такие резонаторы хорошо описываются эквивалентными схемами. Такие резонаторы называют резонаторами с квазисосредоточенными параметрами.

Наибольшее распространение среди этих резонаторов получил *тороидальный резонатор*, одна из конструкций которого показана на рисунке П3.1.4. Он представляет собой цилиндр *1* с крышками, в котором выполнены две втулки *2*. Во втулках выполнены отверстия, образующие пролетный канал *3*. Пространство между втулками образует высокочастотный зазор, в котором сосредоточено электрическое поле рабочего вида колебаний. Отверстия во втулках

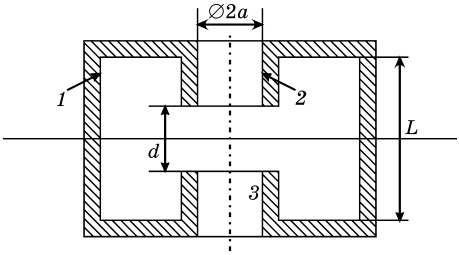


Рис. П3.1.4
Конструкция тороидального резонатора

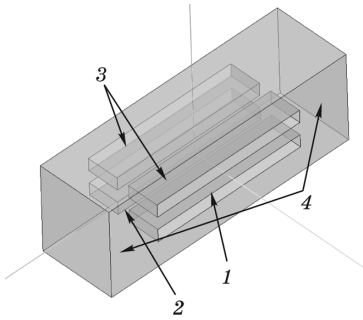


Рис. П3.1.6
Н-образный резонатор
для взаимодействия
с ленточным пучком

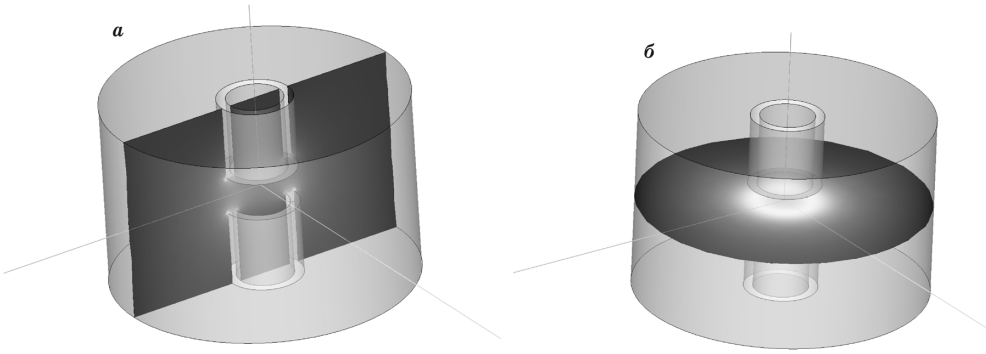


Рис. П3.1.5
Распределение электрического поля в пролетном канале тороидального резонатора:
а — в плоскости **r** = const; *б* — в плоскости *z* = const.

могут быть затянутыми сетками (*сеточный зазор*) или не иметь сеток (*бессеточный зазор*). Резонаторы с бессеточными зазорами применяются в основном в мощных приборах, в которых сетки не выдерживают тепловой нагрузки, возникающей за счет бомбардировки их электронами. В периферийной части резонатора сосредоточено магнитное поле. Распределение электрического поля рабочего вида колебаний в тороидальном резонаторе с бессеточным зазором показано на рисунке П3.1.5.

На рисунке П3.1.4 изображен так называемый Н-образный резонатор. Однако может успешно использоваться и одна из его симметричных половин (П-образный резонатор). При прочих равных условиях Н-образный резонатор имеет преимущество в виде более высокого волнового сопротивления.

Аналогом тороидального резонатора может считаться резонатор на отрезке Н-образного волновода (плоский Н-образный резонатор), предназначенный для взаимодействия с ленточным электронным потоком (рис. П3.1.6). Резонатор состоит из отрезка Н-образного волновода, выступы которого образованы ламелями *3*, нагруженного на концах закороченными отрезками прямоугольного волновода *4*. Пролетный канал *1* и зазор *2* имеют прямоугольную форму. Отрезки прямоугольного волновода на рабочем виде колебаний резонатора имеют

длину $\lambda_g/4$, поэтому они создают граничные условия типа магнитной стенки на концах Н-образного волновода. В результате частота рабочего вида колебаний равна частоте отсечки Н-образного волновода, и распределение поля по его длине оказывается практически однородным.

Рассмотрим распределение поля в канале резонатора на отрезке Н-образного волновода. Считая, что поле однородно по оси y, запишем уравнение Гельмгольца:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + k^2 E_z = 0.$$

Проделав преобразования, аналогичные тем, которые использовались для анализа поля в тороидальном резонаторе, получим выражение для функции, описывающей распределение поля в поперечном сечении пролетного канала:

$$\psi(x) = A\mathrm{ch}(\gamma x).$$

Графики этой функции для различных значений γa показаны на рисунке П3.1.7. Для того чтобы поле в плоскости симметрии канала отличалось от поля на границе канала не более чем в 1,25 раза, необходимо выполнение условия $\gamma a \le 0{,}7$. Как видно, это более жесткое условие, чем для цилиндрического канала.

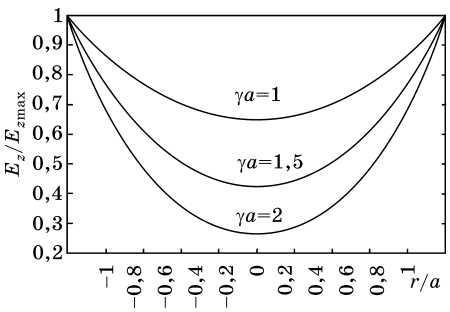


Рис. П3.1.7
Графики функции $\psi(x)$

На рисунке П3.1.8 показано распределение электрического поля в Н-образном резонаторе вдоль осей x, y, z, рассчитанное с помощью программы моделирования. Как можно убедиться, распределение поля вдоль оси x близко к равномерному.

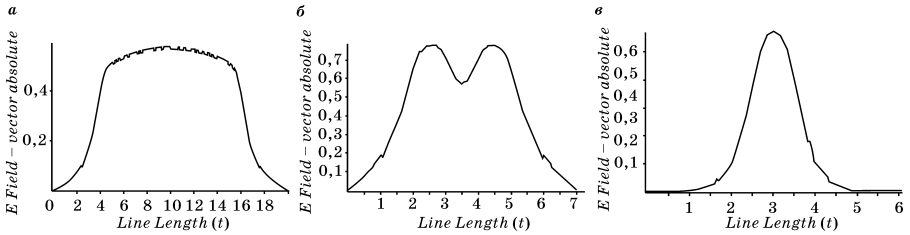


Рис. П3.1.8
Расчетное распределение поля в зазоре плоского Н-образного резонатора:
а — по оси x; *б* — по оси z; *в* — по оси y.

Для взаимодействия с полыми электронными потоками используют резонаторы с кольцевым зазором. Схема такого резонатора и распределение поля в нем показаны на рисунке П3.1.9. В этих целях используют также кольцевые резонаторы (рис. П3.1.10). Такие же резонаторы могут использоваться и в многолучевых приборах.

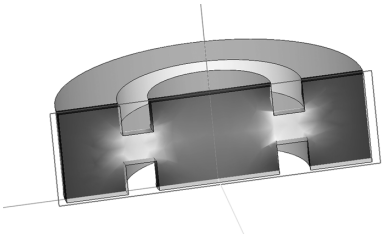


Рис. П3.1.9
Тороидальный резонатор
с кольцевым зазором
и распределение электрического
поля в нем

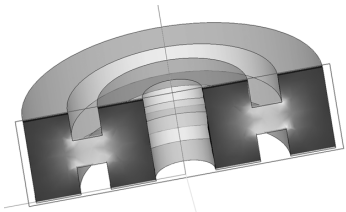


Рис. П3.1.10
Кольцевой резонатор
и распределение
электрического поля в нем
в сечении

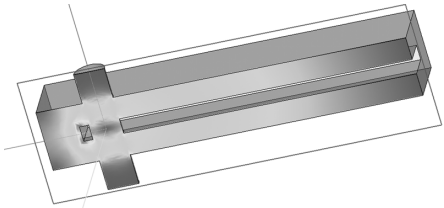


Рис. П3.1.11
Двухзазорный резонатор
и распределение электрического поля
в нем

Стремление увеличить волновое сопротивление резонатора привело к появлению *многозазорных резонаторов*. Представим, что с помощью элементов связи N однозазорных резонаторов объединяются в один так, что электронный поток последовательно пронизывает все зазоры. Расстояние между зазорами выбирается так, чтобы электронный поток проходил каждый из них в одной и той же фазе поля. Очевидно, что при этом энергия, запасенная в резонаторе, увеличивается в N раз, а суммарное напряжение, действующее на электронный поток, также увеличивается в N раз. Но, поскольку в формуле для волнового сопротивления напряжение стоит в квадрате, волновое сопротивление увеличивается в N раз по сравнению с его значением для однозазорного резонатора. В действительности выигрыш получается меньше, так как часть энергии запасается дополнительно в элементах связи, однако он все равно значителен.

Наиболее часто используется двухзазорный резонатор на основе коаксиальной или полосковой линии передачи. Линия закорочена на одном конце и содержит втулку с отверстием для пропуска электронного потока на другом. Такие же отверстия выполнены и во внешней оболочке резонатора (рис. П3.1.11). Длина линии близка к четверти длины волны. Электрические поля в зазорах направлены в противоположные стороны, поэтому угол пролета между серединами зазоров должен составлять 180°. Волновое сопротивление таких резонаторов может достигать 200 Ом.

Резонаторы с большим числом зазоров выполняются на закороченном с двух сторон отрезке замедляющей системы. Обычно используются ЗС типа ЦСР, гребенчатая ЗС или ЗС типа встречные штыри. Более подробное описание свойств этих резонаторов содержится в разделе П3.3.

В многоствольных приборах используют специальные резонаторы, конструкции которых могут быть достаточно сложными. Одна из таких конструкций, разработанная в Саратовском техническом университете и предназначенная для четырехствольного многолучевого прибора, показана на рисунке П3.1.12. Двухзазорный резонатор состоит из цилиндрического корпуса *1* со штоком *2*, на котором расположены радиальные стержни с блоками пролетных труб *3*. Индуктивная петля *4* предназначена для связи резонатора с внешней линией передачи. К сожалению, сложность конструкции не позволяет использовать подобные резонаторы в коротковолновой части микроволнового диапазона.

Открытые волноводные резонаторы (ОВР) используются в гирорезонансных приборах. Такой резонатор состоит из отрезка круглого неоднородного волновода *1* (рис. П3.1.13*а*), один конец которого соединен с запредельным волноводом *2*, служащим для введения электронного потока, а другой конец через диафрагму *3* соединен с волноводом *4*, через который выводится энергия. Этот волновод служит и коллектором, собирающим отработанные электроны. Форма резонатора, т. е. зависимость радиуса волновода *1* от координаты z, подбирается так, чтобы получить оптимальное распределение поля по длине резонатора, обеспечивающее наиболее эффективное взаимодействие с электронным потоком (рис. П3.1.13*б*). Диафрагма *3* обеспечивает необходимую степень связи резонатора с волноводом и определяет его нагруженную добротность. В мощных приборах она может отсутствовать.

Поскольку в гирорезонансных приборах электроны отдают полю энергию своего вращательного движения, в ОВР используются колебания вида H_{mnp}, не имеющие продольной компоненты электрического поля. Продольный индекс p обычно выбирается равным единице, при этом собственная частота резонатора

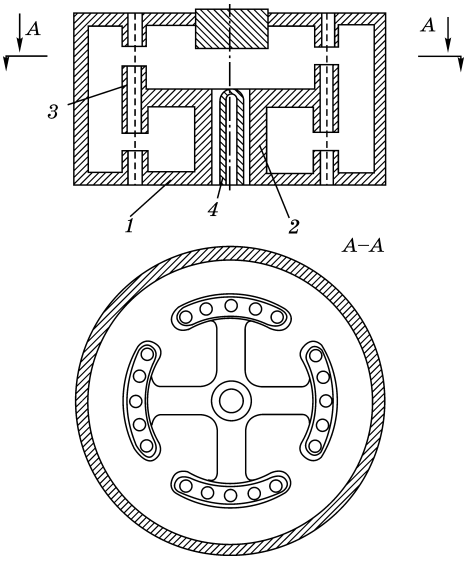


Рис. П3.1.12
Двухзазорный резонатор
для многоствольного прибора

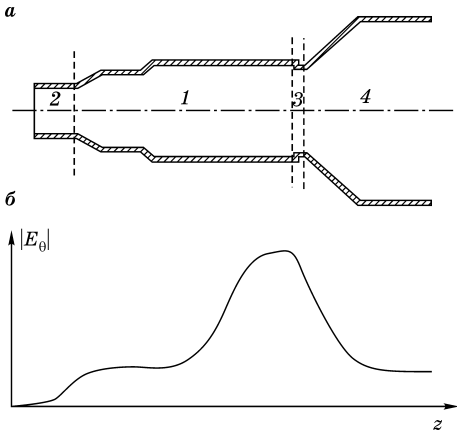


Рис. П3.1.13
Открытый волноводный резонатор (*а*)
и распределение электрического поля
по его длине (*б*)

примерно равна критической частоте неоднородного волновода, усредненной по его длине. Второй индекс, определяющий распределение поля по радиусу, выбирается так, чтобы обеспечить максимальное значение азимутальной составляющей электрического поля в области электронного потока. Первый индекс определяет число вариаций поля по азимуту. Часто его выбирают равным нулю, так как колебания вида H_{0np} имеют наибольшую собственную добротность.

При конструировании ОВР приходится решать сложную задачу разделения частот рабочего и соседних, паразитных видов колебаний. Эта задача решается выбором рабочего вида колебаний и формы резонатора. Иногда для подавления нежелательных видов колебаний в конструкцию резонатора приходится вводить специальные поглощающие элементы. Так, в мощных гиротронах с большим радиусом потока используются резонаторы, работающие на колебаниях вида H_{m11}, $m \gg 1$ (на модах шепчущей галереи, МШГ). Поле МШГ имеет каустическую поверхность радиуса R, так что при $r < R$ поле быстро убывает. Это позволяет ввести по оси резонатора стержень, покрытый поглощающим материалом, без возмущения рабочего вида колебаний. Виды колебаний с другими индексами, не имеющие каустики, будут сильно поглощаться стержнем, за счет чего спектр видов колебаний резонатора станет более разреженным. Используются и другие методы разрежения спектра.

Зеркальные открытые резонаторы используются в оротронах, ЛСЭ и некоторых других релятивистских приборах. Зеркальный ОР состоит из двух металлических пластин (зеркал), между которыми устанавливается стоячая волна. Одно или оба зеркала обычно имеют сферическую форму. Отверстие в одном из зеркал предназначено для вывода энергии. На поверхность зеркала может быть нанесена дифракционная решетка.

П3.1.4. ВОЗБУЖДЕНИЕ ОБЪЕМНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

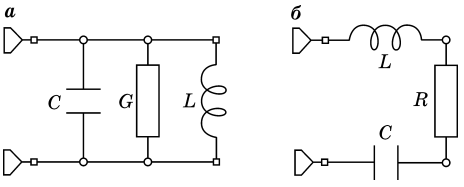


Рис. П3.1.14
Эквивалентная схема резонатора вблизи собственной частоты:
а — параллельная; *б* — последовательная.

Вблизи собственной частоты резонатор может быть представлен эквивалентной схемой в виде параллельного (рис. П3.1.14*а*) или последовательного (рис. П3.1.14*б*) колебательного контура, параметры которого определяются электродинамическими параметрами резонатора на данном виде колебаний:

$$L_e = \rho/\omega_0', \quad C_e = 1/(\omega_0'\rho).$$

Для параллельного контура

$$G_e = 1/(Q_0\rho),$$

для последовательной схемы

$$R_e = \rho/Q_0.$$

Входная проводимость параллельной эквивалентной схемы вблизи собственной частоты:

$$Y_{\text{вх}} = G_{\text{вх}} + \mathrm{i}B_{\text{вх}} = G_e + \mathrm{i}[\omega C_e - 1/(\omega L_e)] = G_e(1 + \mathrm{i}\xi),$$

где

$$\xi = Q_0\left(\frac{\omega}{\omega_0'} - \frac{\omega_0'}{\omega}\right) \approx 2Q_0(\omega - \omega_0')$$

— обобщенная расстройка. Полное сопротивление этой схемы: $Z_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} + \mathrm{i}X_{\text{вх}} = 1/Y_{\text{вх}}$. Графики этих зависимостей показаны на рисунке П3.1.15. Как видно, активная проводимость вблизи резонанса остается постоянной, а реактивная меняется линейно. Наибольшее значение активного сопротивления $R_{\text{вх}} = 1/G_e$ наблюдается при резонансе ($\xi = 0$). Активное сопротивление резонатора уменьшается в $\sqrt{2}$ раз при $\xi = \pm 0{,}5$, что определяет ширину полосы пропускания резонатора.

Аналогично входное сопротивление последовательной схемы:

$$Z_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} + \mathrm{i}X_{\text{вх}} = R_e + \mathrm{i}[\omega L_e - 1/(\omega C_e)] = R_e(1 + \mathrm{i}\xi).$$

Графики этих зависимостей аналогичны графикам рисунка П3.1.15 с заменой Y на Z.

Если резонатор подключен к внешней цепи, часть энергии колебаний уходит в нагрузку этой цепи (или излучается в свободное пространство). В этом случае вводят внешнюю и нагруженную добротности резонатора:

$$Q_{\text{вн}} = \frac{W}{\omega_0' P_{\text{вн}}}, \quad Q_{\text{н}} = \frac{W}{\omega_0'(P_{\text{вн}} + P_0)},$$

где P_0 и $P_{\text{вн}}$ — мощность, рассеиваемая в самом резонаторе и его внешней цепи. Очевидно, справедливо соотношение

$$\frac{1}{Q_{\text{н}}} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{\text{вн}}}.$$

Для связи резонаторов с внешними линиями передачи используются различные элементы — индуктивные петли, штыри и отверстия в стенках резонатора. Иногда конец штыря соединяется с каким-либо элементом конструкции резонатора. Такую связь называют кондуктивной. Эквивалентную схему любого элемента связи можно представить в виде идеального трансформатора, последо-

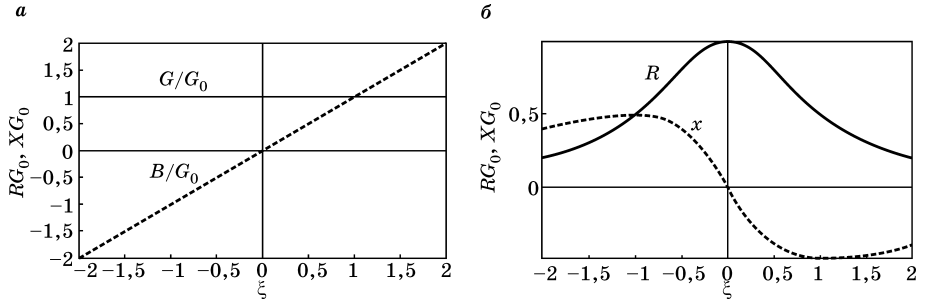


Рис. П3.1.15
Зависимость проводимости (*а*) и сопротивления (*б*) параллельной эквивалентной схемы резонатора от частоты

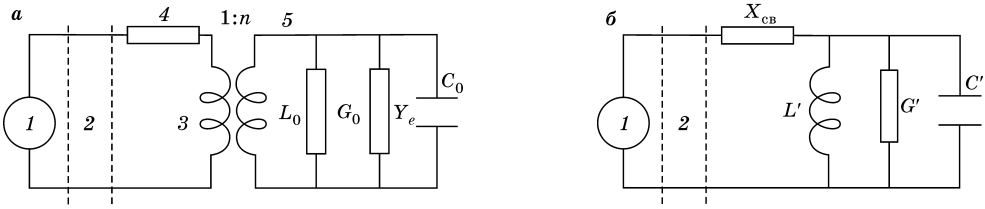


Рис. П3.1.16
Схема резонатора с элементом связи, нагруженного на внешнюю линию передачи (*а*). Эквивалентная схема, пересчитанная в первичную цепь (*б*)

вательно или параллельно с первичной обмоткой которого (соединенной с резонатором) включена собственная реактивность элемента связи. Петли и штыри используются, как правило, для связи с коаксиальной линией передачи, а отверстия (диафрагмы) — с волноводами. В открытых резонаторах используется и так называемая дифракционная связь — часть энергии резонатора через отверстие в зеркале возбуждает при этом волну в свободном пространстве.

Рассмотрим возбуждение резонатора от внешнего источника, используя эквивалентную схему резонатора в виде параллельного колебательного контура. Наибольший интерес представляет зависимость напряжения на конденсаторе (на зазоре резонатора) от частоты возбуждения. Эквивалентная схема всего устройства изображена на рисунке П3.1.16*а*. Она состоит из генератора мощности *1*, линии передачи *2* с волновым сопротивлением Z_0, элемента связи, состоящего из идеального трансформатора *3* с коэффициентом трансформации n, собственной реактивности элемента связи *4* и собственно резонатора *5* с параметрами L_0, C_0, G_0. Зазор резонатора соответствует конденсатору C_0. Параллельно зазору подключена электронная проводимость $Y_e = G_e + B_e$ (см. раздел 4.2.4). При небольших изменениях частоты активную часть электронной проводимости можно считать не зависящей от частоты, а реактивную часть — пропорциональной ей. В этом случае можно упростить эквивалентную схему резонатора, введя параметры $G = G_0 + G_e$, $C = C_0 + B_e/\omega$. Отметим, что, если на некоторой частоте выполняются амплитудные и фазовые условия $G_0 + G_e \le 0$, $B_0 + B_e = 0$, резонатор самовозбуждается на этой частоте (при отсутствии связи с нагрузкой).

После пересчета параметров контура в первичную цепь трансформатора (рис. П3.1.16*б*) входное сопротивление элемента связи определится формулой

$$Z_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} + \mathrm{i}\,X_{\text{вх}} = X + \frac{1}{Y'} = X + \frac{R'_e}{1+\mathrm{i}\xi} = X + \frac{R'_e(1-\mathrm{i}\xi)}{1+\xi^2},$$

где $R'_e = \rho' Q = n^2 R_e$. Для полной передачи мощности от генератора в нагрузку необходимо, чтобы

$$R_{\text{вх}} = \frac{n^2 R_e}{1+\xi^2} = Z_0,$$

$$X_{\text{вх}} = X - \xi\frac{n^2 R_e}{1+\xi^2} = 0.$$

Из этих уравнений получаем обобщенную расстройку, необходимую для согласования резонатора с генератором:

$$\xi_{opt} = X/Z_0.$$

Напряжение на зазоре резонатора:

$$U = I_2 Z = I_2 R_e \frac{1 - \mathrm{i}\xi}{1 + \xi^2} = I_2 \frac{R_e}{1 + \xi^2} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi},$$

где $\varphi = \mathrm{arctg}(1/\xi)$. Поскольку $I_2 = I_1/n$, а $I_1 = \sqrt{2P/Z_0}$, для модуля напряжения на зазоре получаем выражение

$$|U| = \sqrt{\frac{R_e}{Z_0}} \frac{1}{1 + \xi^2} = \sqrt{2PR_e} \frac{R_e Z_0}{Z_0^2 + X^2},$$

где P — мощность возбуждения. При одинаковой мощности, отдаваемой генератором в нагрузку (резонатор), напряжение на зазоре увеличивается с ростом эквивалентного сопротивления резонатора и с уменьшением реактивного сопротивления элемента связи.

Колебания в резонаторе могут возбуждаться и сгруппированным электронным потоком. В этом случае эквивалентная схема устройства имеет вид, показанный на рисунке П3.1.17*а*. Электронный поток создает в цепи резонатора наведенный ток $I_н$. Влияние электронного потока учитывается также электронной проводимостью Y_e, включенной параллельно емкости зазора C_0. С резонатором через элемент связи соединена выходная линия передачи с волновым сопротивлением $Z_в$. Та же схема с параметрами ЛП, пересчитанными в цепь резонатора, показана на рисунке П3.1.17*б*.

Мощность, отдаваемая в нагрузку, определяется выражением

$$P_н = \frac{1}{2}|U|^2 G'_в,$$

где $G'_в = 1/(Z_в n^2)$. Пренебрегая реактивным сопротивлением элемента связи, найдем напряжение на нагрузке:

$$U = \frac{I}{G_0 + G_e + G'_н + \mathrm{i}[\omega C - 1/(\omega L) + B_e]}.$$

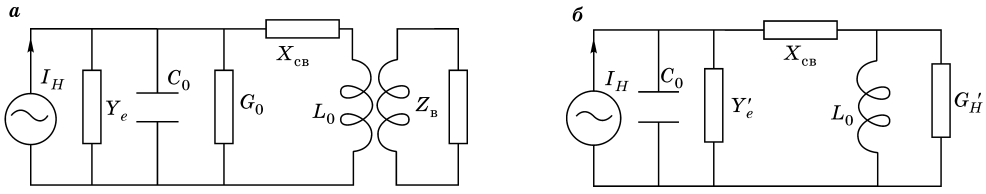


Рис. П3.1.17
Эквивалентная схема резонатора, возбуждаемого электронным потоком (*а*). Схема с нагрузкой, пересчитанной в первичную цепь (*б*)

Очевидно, максимальное напряжение соответствует частоте, на которой мнимая часть знаменателя равна нулю:

$$P_{\text{н}} = \frac{|I_{\text{н}}|^2}{2G'_{\text{в}}} \frac{1}{\left(1 + \dfrac{G_0 + G_e}{G'_{\text{в}}}\right)^{-2}}.$$

Как видно, выходная мощность растет при уменьшении связи резонатора с нагрузкой (коэффициента трансформации n). Однако рост мощности прекращается, когда напряжение достигает значения U_0. Дальнейшее уменьшение нагрузки приводит к возникновению эффекта выбрасывания, вследствие чего наведенный ток начинает уменьшаться.

Фильтровые системы. Для расширения рабочей полосы частот в выходной цепи клистрона часто используют связанные резонаторы — активный (возбуждаемый электронным потоком) и пассивный, расположенный в выходной линии передачи. Как правило, пассивный резонатор выполняется в виде отрезка волновода, ограниченного двумя индуктивными диафрагмами. На рисунке П3.1.18 показан один из вариантов связанных резонаторов. Тороидальный резонатор *1* с помощью диафрагмы *2* связан с прямоугольным волноводом *3*. Обычно используется нестандартный волновод с уменьшенной высотой узкой стенки. Пассивный резонатор образован отрезком волновода, расположенным между индуктивными диафрагмами *4*. Волновод *5* соединен с вакуумным окном (на рисунке не показанным). Расстояние от активного резонатора до пассивного должно составлять целое число полуволн, с тем чтобы коэффициент трансформации этого отрезка был равен единице.

На рисунке П3.1.19 показаны амплитудно-частотные характеристики одиночного выходного резонатора (кривая *1*) и выходного резонатора с пассивным резонатором (кривая *2*). Как видно, использование пассивного резонатора позволяет существенно расширить полосу пропускания выходной системы за счет некоторого уменьшения амплитуды выходного напряжения.

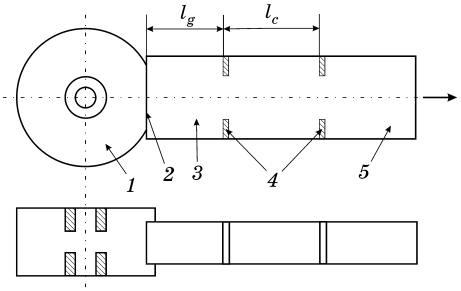


Рис. П3.1.18
Схема выходного резонатора с пассивным резонатором

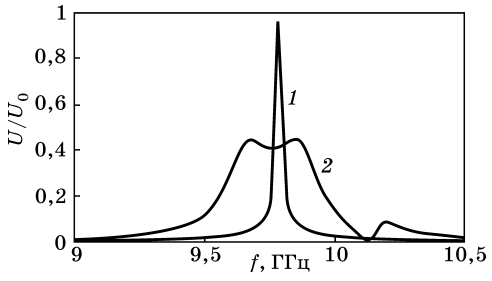


Рис. П3.1.19
АЧХ одиночного выходного резонатора (*1*) и выходного резонатора с пассивным резонатором (*2*)

П3.2. ЗАМЕДЛЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ

П3.2.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ЗС

Замедляющие системы (ЗС) используются в ЛБВ типа О, твистронах, приборах типа М, оротронах и некоторых других микроволновых приборах. Закороченные с двух сторон или замкнутые в кольцо отрезки ЗС образуют резонаторы с распределенным взаимодействием, используемые в клистронах и магнетронах.

Назначение ЗС состоит в замедлении фазовой скорости распространяющейся в ней волны в n_p раз по сравнению со скоростью света в вакууме. Это позволяет осуществить длительное взаимодействие поля ЗС с электронным потоком, при котором волна в ЗС и электроны в потоке движутся с почти одинаковыми скоростями. Для замедления волны ЗС выполняются в виде периодической линии передачи, которая совмещается сама с собой при смещении (трансляции) на расстояние, кратное некоторому минимальному расстоянию, называемому периодом ЗС D. Существуют одномерно-периодические ЗС, в которых совмещение возможно при трансляции только в одном направлении, и двухмерно-периодические ЗС, в которых совмещение наступает при трансляции в двух независимых направлениях. Наиболее распространены одномерно-периодические ЗС, которые и рассматриваются в данном приложении.

В ЗС, как в любых линиях передачи, возможно существование различных типов волн. На основании теоремы Флоке электромагнитное поле каждого типа волны может быть представлено в виде суперпозиции пространственных гармоник:

$$\mathbf{E}(z)=\sum_{p=-\infty}^{\infty}\mathbf{E}_p\,\mathrm{e}^{-\alpha z}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\beta_p z},\quad \mathbf{H}(z)=\sum_{p=-\infty}^{\infty}\mathbf{H}_p\,\mathrm{e}^{-\alpha z}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\beta_p z},$$

где p — номер гармоники; $\mathbf{E}_p$, $\mathbf{H}_p$ — комплексные амплитуды напряженности ее электрического и магнитного поля; $\beta_p=(\varphi+2\pi p)/D$ — постоянная фазы гармоники; $-\pi\le\varphi\le\pi$ — сдвиг фазы на периоде ЗС; α — постоянная затухания, общая для всех гармоник. Фазовая скорость гармоники определяется выражением

$$v_{\mathrm{ф}\,p}=\frac{\omega}{\beta_p}=\frac{\omega D}{\varphi+2\pi p}. \qquad (\text{П3.2.1})$$

Групповая скорость

$$v_{\mathrm{гр}}=\left(\frac{d\beta_p}{d\omega}\right)^{-1}=D\left(\frac{d\varphi}{d\omega}\right)^{-1},$$

как видно, также общая для всех гармоник.

Амплитуды пространственных гармоник определяются как коэффициенты ряда Фурье:

$$\mathbf{E}_p=\frac{1}{D}\int_{-D/2}^{D/2}\mathbf{E}(z)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\beta_p z}dz,\quad \mathbf{H}_p=\frac{1}{D}\int_{-D/2}^{D/2}\mathbf{H}(z)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\beta_p z}dz.$$

Обычно наибольшую амплитуду имеют гармоники с малыми номерами p. Пространственную гармонику, имеющую наибольшую фазовую скорость, называют *основной*.

Дисперсионная характеристика ЗС строится как зависимость замедления фазовой скорости от длины волны в свободном пространстве. Другая форма дисперсионной характеристики — зависимость волнового числа в свободном пространстве от постоянной фазы. Дисперсионная характеристика позволяет определить тип дисперсии пространственной гармоники (нормальная положительная, аномальная положительная или аномальная отрицательная), замедление фазовой и групповой скорости.

Кроме дисперсии, важной характеристикой ЗС является сопротивление связи рабочей пространственной гармоники, определяемое по формуле

$$R_{\text{ср}} = \frac{|E_{zp}|^2}{2\beta_p^2 P}, \qquad \text{(П3.2.2)}$$

где E_{zp} — амплитуда продольной составляющей напряженности электрического поля p-й пространственной гармоники; P — мощность, переносимая данным типом волны. Сопротивление связи зависит от номера пространственной гармоники и от частоты.

В миллиметровом диапазоне важное значение имеет постоянная затухания ЗС α, которая может существенно влиять на параметры прибора.

П3.2.2. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

Спиральная ЗС использовалась в первых ЛБВО, созданных Компфнером, и до сих пор широко используется в этих приборах. Простейшая спиральная ЗС состоит из медной или молибденовой проволоки, свитой в спираль и помещенной в металлическую оболочку (экран) (рис. П3.2.1*а*). Проводник спирали может иметь прямоугольное поперечное сечение (ленточная спираль) *1* (рис. П3.2.1*б*). Спираль внутри экрана *2* поддерживается керамическими опорными стержнями *3*. В ЗС с проводником круглого сечения амплитуды высших пространственных гармоник ($|p| > 0$) невелики по сравнению с основной ($p = 0$). У ЗС с ленточной спиралью амплитуды высших пространственных гармоник с $p = \pm 1$ сравнимы с основной, что позволяет использовать такие ЗС в ЛОВ. На

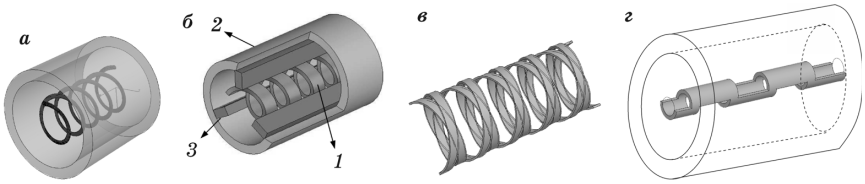


Рис. П3.2.1
Спиральные ЗС:

а — с круглой спиральной проволокой; *б* — с ленточной спиралью; *в* — с двойной спиралью с встречной намоткой; *г* — типа кольцо — стержень.

рисунке П3.2.1*в* показана ЗС с двумя спиралями со встречной навивкой, а на рисунке П3.2.1*г* — ЗС типа кольцо — стержень, которую можно рассматривать как разновидность спиральной ЗС с встречной навивкой. Этот тип ЗС отличается жесткой конструкцией и используется в ЛБВ повышенной мощности. ЗС с двойной спиралью отличаются сильной дисперсией и более узкой полосой пропускания по сравнению с обычными спиральными ЗС.

В самом грубом приближении можно считать, что волна в спиральной ЗС распространяется вдоль проволоки со скоростью света. Тогда замедление фазовой скорости основной пространственной гармоники можно найти как отношение длины витка к периоду:

$$n_{\text{ф}0} = \frac{\sqrt{(2\pi a)^2 + D^2}}{D} = \sqrt{1 + \left(\frac{2\pi a}{D}\right)^2} = \frac{1}{\sin\xi},$$

где $\xi = \text{arctg}[D/(2\pi a)]$ — угол навивки спирали. Как видно, эта величина не зависит от частоты, т. е. дисперсия в спиральной ЗС отсутствует. На самом деле дисперсия основной пространственной гармоники в спиральной ЗС наблюдается, однако в весьма широком диапазоне частот она достаточно мала (рис. П3.2.2). Для управления формой дисперсионной характеристики используются радиальные металлические ребра, соединенные с экраном (рис. П3.2.3). Регулируя высоту и количество ребер, можно управлять формой дисперсионной характеристики.

Сопротивление связи основной гармоники спиральных ЗС имеет величину порядка 100 Ом и сравнительно слабо зависит от частоты. На величину сопротивления связи сильное влияние оказывают поддерживающие стержни и радиальные ребра (если они есть). Для увеличения R_c для них необходимо выбирать материал с низкой диэлектрической проницаемостью.

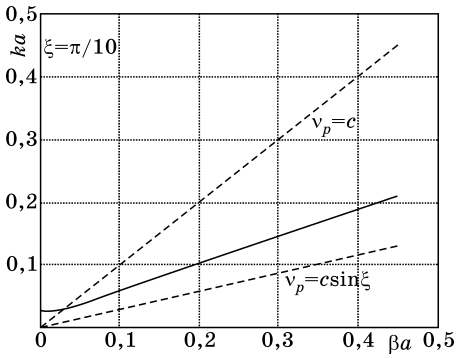


Рис. П3.2.2
Дисперсионная характеристика спиральной ЗС

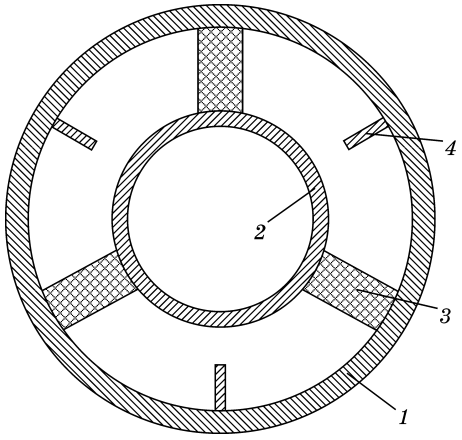


Рис. П3.2.3
Спиральная ЗС с радиальными ребрами:

1 — металлическая оболочка; *2* — спираль; *3* — опорные стержни; *4* — радиальные ребра.

Спиральные ЗС отличаются низкой теплорассеивающей способностью. Поэтому они не могут использоваться в мощных приборах. Для улучшения тепловых характеристик стержни иногда выполняются из керамики на основе оксида бериллия, имеющей хорошую теплопроводность. Иногда применяют металлические держатели, заканчивающиеся алмазными стержнями, осуществляющими тепловой контакт со спиралью (рис. П3.2.4). Такие держатели одновременно корректируют дисперсионную характеристику ЗС.

ЗС типа цепочка связанных резонаторов (ЦСР) имеют жесткую конструкцию, обеспечивающую хороший теплоотвод. Поэтому они применяются в мощных ЛБВ типа О. Схема конструкции ЗС показана на рисунке П3.2.5. Круглый волновод *1* разделен диафрагмами *2* на отдельные резонаторы. Щели *4* служат для связи резонаторов между собой. Число щелей в диафрагме, их размеры и угол поворота относительно соседних щелей могут варьироваться. Обычно используется одна щель, повернутая на 180° по отношению к соседним, как показано на рисунке П3.2.5.

Дисперсия основной пространственной гармоники ЦСР ($p = 0$) отрицательна, поэтому в ЛБВ в качестве рабочей используется минус первая гармоника ($p = -1$), имеющая положительную дисперсию. На рисунке П3.2.6 показаны зависимости замедления и сопротивления связи минус первой пространственной гармоники типичной ЦСР от длины волны в свободном пространстве в двух наиболее низкочастотных полосах пропускания — резонаторной и щелевой. Эти полосы названы так потому, что граничная частота одной из них практически совпадает с собственной частотой резонатора без щелей связи, а граничная частота другой (в данном случае более высокочастотной) — с собственной частотой щели.

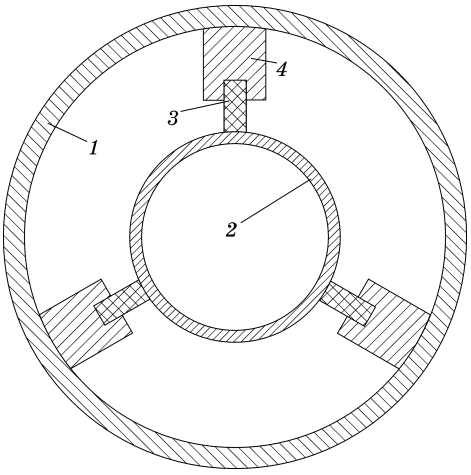


Рис. П3.2.4
Спиральная ЗС
с алмазными стержнями:

1 — оболочка; *2* — спираль; *3* — стержни из искусственного алмаза; *4* — металлические опоры.

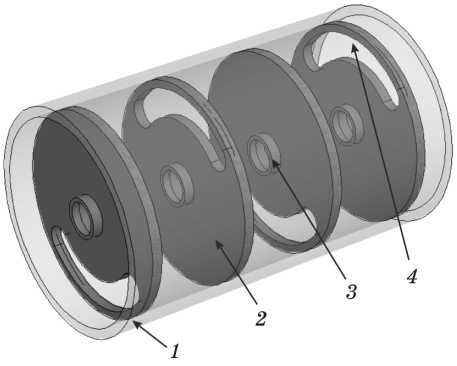


Рис. П3.2.5
Схема ЗС типа цепочка
связанных резонаторов:

1 — круглый волновод; *2* — диафрагмы; *3* — втулки с пролетным каналом; *4* — щели связи.

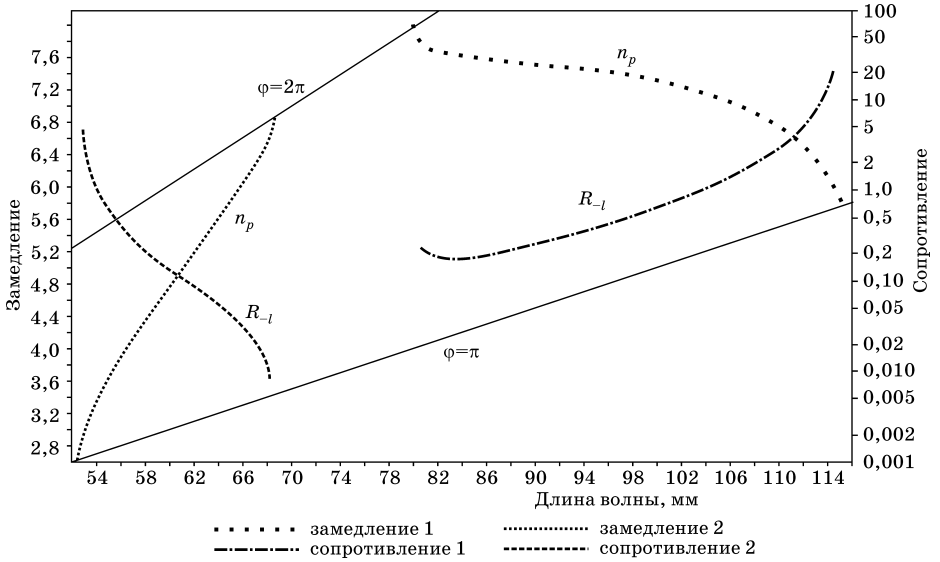


Рис. П3.2.6
Дисперсионная характеристика ЗС типа ЦСР в двух полосах пропускания

Относительная ширина резонаторной полосы пропускания составляет 36%, сопротивление связи в этой полосе меняется от 0,2 до 10 Ом. Подбором геометрических параметров ЗС можно соединить резонаторную и щелевую полосы пропускания, создав одну широкую полосу.

Гребенчатые ЗС (гребенки) применяются в ЛБВО миллиметрового диапазона вследствие их простой и технологичной конструкции. Особенно эффективно их использование в приборах с ленточным электронным потоком. Схемы некоторых разновидностей гребенчатых ЗС показаны на рисунке П3.2.7. На рисунке П3.2.7*а* изображена простая открытая гребенка с пазами прямоугольной формы. Электронный поток пропускается между торцами гребней и экраном. Дисперсионные характеристики гребенки для различных значений отношения высоты пролетного канала d к глубине паза h показаны на рисунке П3.2.8.

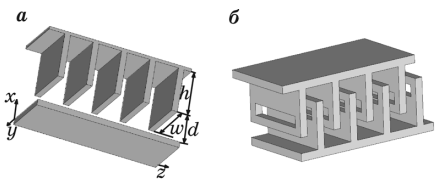


Рис. П3.2.7
Гребенчатые ЗС:
а — гребенка с экраном; *б* — типа встречные гребни.

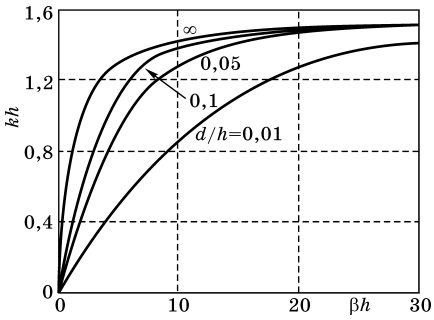


Рис. П3.2.8
Дисперсионные характеристики гребенчатой ЗС

Дисперсия увеличивается с увеличением отношения d/h, однако при этом растет и сопротивление связи. В электронных приборах гребенку закрывают с боков металлическими стенками, отстоящими на четверть длины волны от гребней. Такой экран слабо влияет на дисперсионную характеристику гребенки.

Пазы гребенки могут иметь различную форму и быть разного размера. Подробнее об этом написано в разделе, посвященном многорезонаторным магнетронам.

На рисунке П3.2.7*б* показана гребенчатая ЗС типа встречные гребни. В такой системе поле каждого типа волны можно представить в виде суммы двух совокупностей пространственных гармоник, называемых симметричной и антисимметричной составляющими. Если для одной из составляющих сдвиг фазы на период ЗС равен φ, то для другой от равен $\pi - \varphi$. Электрическое поле симметричной составляющей симметрично относительно скользящей плоскости симметрии ЗС, а электрическое поле антисимметричной составляющей антисимметрично и равно нулю в плоскости симметрии. Поэтому электронный поток, пропускаемый в плоскости симметрии ЗС через пролетные отверстия, взаимодействует только с симметричной составляющей полного поля.

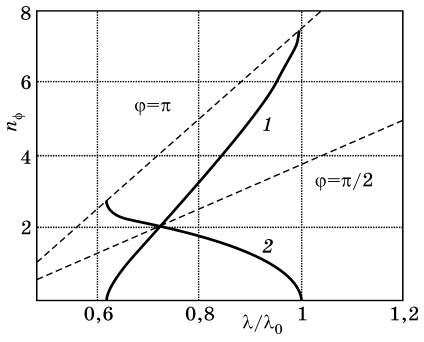


Рис. П3.2.9
Дисперсионная характеристика ЗС типа встречные гребни

Дисперсионная характеристика нулевой пространственной гармоники ЗС типа встречные гребни показана на рисунке П3.2.9. Симметричнная составляющая (кривая *1*) имеет отрицательную дисперсию, что позволяет использовать эту ЗС в широкополосных ЛОВ.

Штыревые ЗС используются в ЛБВ и ЛОВ типа О, а также в приборах типа М (митронах и магнетронах). На рисунке П3.2.10 показаны наиболее распространенные типы стержневых ЗС: лестничные ЗС с выступом (рис. П3.2.10*а*) и пазом (рис. П3.2.10*б*), ЗС типа встречные штыри (рис. П3.2.10*в*) и меандр (рис. П3.2.10*г*). Дисперсионные характеристики лестничных ЗС показаны на рисунке П3.2.11. Как видно, они обладают сильной дисперсией, однако простая и технологичная конструкция позволяет применять их в ЛБВ миллиметрового диапазона.

ЗС типа встречные штыри имеет дисперсионную характеристику, подобную ЗС типа встречные гребенки (рис. П3.2.9). Они применяются в ЛОВ. ДХ ЗС типа меандр показана на рисунке П3.2.12. Симметричная составляющая этой ЗС имеет малую дисперсию при $\varphi \le 0{,}3\pi$, что позволяет использовать эти системы в широкополосных ЛБВ. Сопротивление связи симметричной составляющей основной пространственной гармоники в стержневых ЗС составляет несколько десятков Ом.

Отметим, что штыревая структура ЗС этого типа может располагаться на диэлектрической подложке (в том числе выполненная в виде печатной платы). Такие системы обеспечивают большее замедление при снижении сопротивления связи.

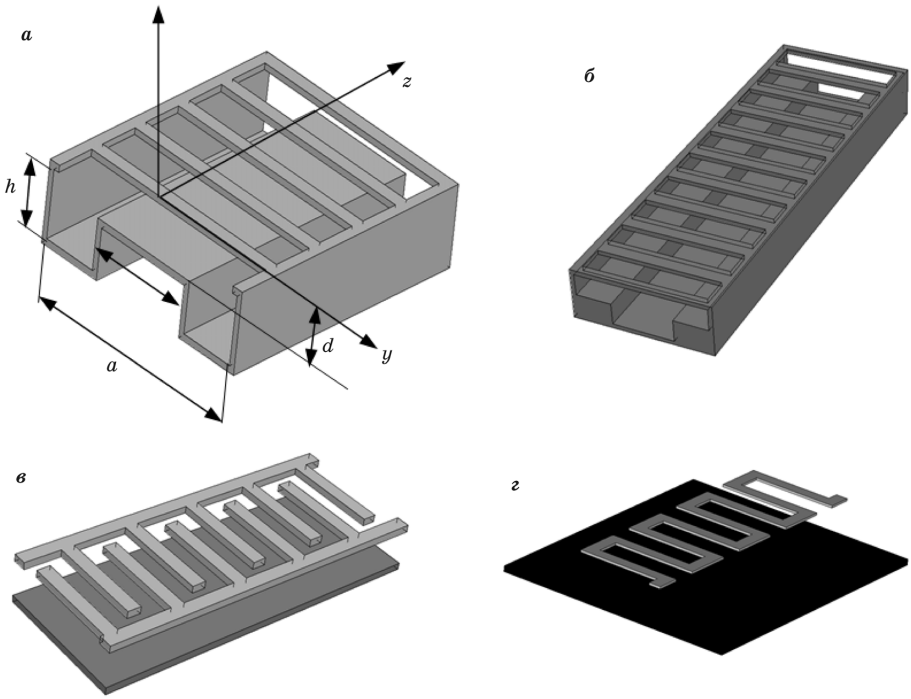


Рис. П3.2.10
Стержневые ЗС:

а — лестничная с выступом; *б* — лестничная с пазом; *в* — типа встречные штыри; *г* — типа меандр.

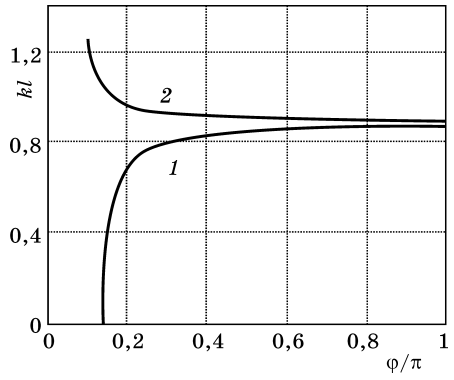


Рис. П3.2.11
Дисперсионные характеристики лестничных ЗС:

1 — с выступом; *2* — с пазом.

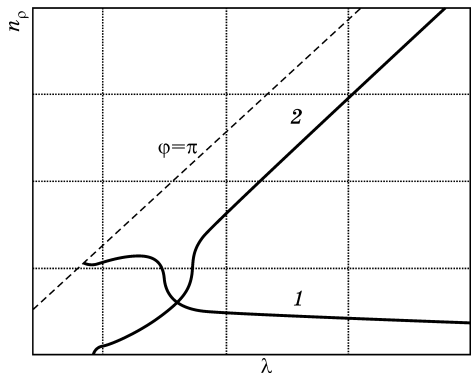


Рис. П3.2.12
Дисперсионные характеристики ЗС типа меандр:

1 — симметричная составляющая; *2* — антисимметричная.

П3.3. РЕЗОНАТОРЫ НА ОСНОВЕ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

Отрезки ЗС можно использовать как резонаторы. Возможны два вида резонаторов — линейные, выполненные их прямолинейного отрезка ЗС, закороченного с обоих концов, и кольцевые, выполненные из отрезка ЗС, замкнутого в кольцо.

Условием резонанса в линейном резонаторе является сложение волны, двукратно отразившейся от торцов, с первоначальной волной. Это условие записывается следующим образом:

$$2\varphi N = 2\pi m + 2\pi, \qquad \text{(П3.3.1)}$$

где N — число периодов ЗС в отрезке; $m = 0, 1, \ldots$ — целое число, последнее слагаемое в правой части учитывает, что при отражении от идеально проводящей стенки фаза волны меняется на 180°. Из (П3.3.1) следует, что сдвиг фазы на периоде ЗС может принимать фиксированные значения

$$\varphi_m = \frac{\pi m}{N}.$$

Каждому значению m соответствует свой вид колебаний в резонаторе, имеющий собственную частоту ω_m. Так как физически различимы сдвиги фазы, лежащие в диапазоне $0 \le \varphi \le \pi$, в резонаторе на данном типе волны может существовать $N + 1$ видов колебаний, соответствующих $m = 0, 1, \ldots, N$. Первый вид колебаний обычно называют нулевым, а последний — π-видом. Эти виды, как правило, и используются в качестве рабочих.

Следует отметить, что, поскольку на π-виде колебаний продольные составляющие электрического поля в соседних периодах сдвинуты и имеют противоположные направления, для реализации π-вида колебаний необходимо использовать на торцах резонатора граничные условия типа магнитной стенки. Поскольку это невозможно, π-вид колебаний в резонаторах не возбуждается, а последним видом становится вид с $m = N - 1$. Нетрудно видеть, что поле этого вида также имеет противоположные направления в соседних периодах, однако амплитуда поля меняется от зазора к зазору, принимая максимальное значение в середине резонатора (рис. П3.3.1). Пунктирной кривой на этом рисунке показана огибающая амплитуды поля в зазорах, а сплошной — амплитуда продольной составляющей электрического поля в зазорах. Для корректировки распределения поля периоды ЗС делают неодинаковыми.

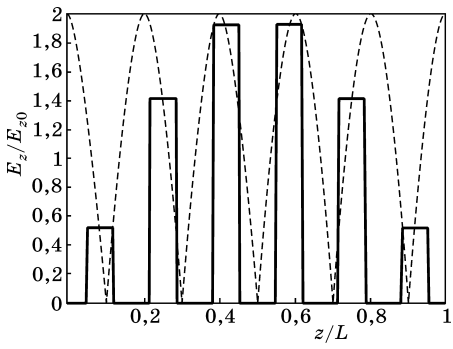


Рис. П3.3.1
Распределение продольной составляющей электрического поля в зазорах многозазорного резонатора на отрезке ЗС на π-виде колебаний

Расчет волнового сопротивления многозазорного резонатора по формуле (П3.1.1) может дать нуль, как, напри-

мер, для двухзазорного резонатора с одинаковыми зазорами, работающего на π-виде колебаний. Нужно учитывать, что в микроволновой электронике волновое сопротивление характеризует степень воздействия поля резонатора на заряженную частицу. Для того чтобы это воздействие было максимальным, скорость частицы необходимо выбирать так, чтобы в каждый зазор она влетала в одной и той же фазе поля. Тогда действие всех зазоров на частицу суммируется. Поэтому в формуле (П3.1.1) эквивалентное напряжение необходимо рассчитывать по формуле

$$U_e = \int_0^L |E_z(z)|dz,$$

беря абсолютное значение напряженности поля в каждом зазоре.

В кольцевых резонаторах на основе ЗС резонанс наблюдается в том случае, если волна, пройдя по резонатору, совпадает по фазе с первоначальной волной, т. е.

$$\varphi N = 2\pi m, \quad m = 0, 1, \ldots, N/2.$$

Отсюда значения угла фазового сдвига, соответствующие различным видам колебаний в кольцевом резонаторе:

$$\varphi_m = 2\pi m/N.$$

Каждому виду колебаний соответствует своя собственная частота, которую можно определить по дисперсионной характеристике ЗС. В качестве рабочего вида колебаний обычно используется π-вид ($m = N/2$).

П3.4. ВАКУУМНЫЕ ОКНА

Ввод и вывод энергии из вакуумного прибора необходимо осуществлять через вакуум-плотные переходы, которые называют *вакуумными окнами*. Конструкция вакуумных окон зависит от типа линий передачи, в которые они встраиваются, и уровня передаваемой мощности.

Маломощные коаксиальные вакуумные окна состоят из отрезка коаксиальной линии передачи, в которую впаян керамический изолятор (рис. П3.4.1). Диаметр внутреннего проводника в месте расположения изолятора уменьшают с тем, чтобы волновое сопротивление линии оставалось постоянным.

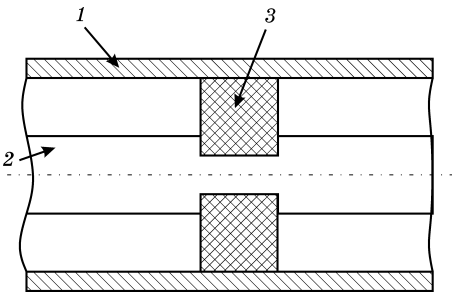


Рис. П3.4.1
Коаксиальное вакуумное окно:
1 — внешний проводник; *2* — внутренний проводник; *3* — керамический изолятор.

Волноводные окна состоят из отрезка прямоугольного волновода *1* (рис. П3.4.2), в который впаяна металлическая диафрагма *2*. Диафрагма выполняется из металла, коэффициент теплового расширения (КТР) которого близок

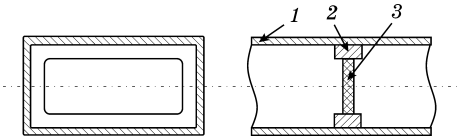


Рис. П3.4.2
Волноводное вакуумное окно:

1 — волновод; *2* — диафрагма; *3* — керамический изолятор.

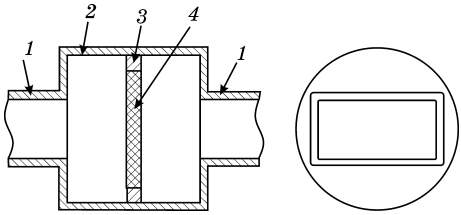


Рис. П3.4.3
Баночное волноводное окно:

1 — прямоугольный волновод; *2* — круглый волновод; *3* — диафрагма; *4* — керамическое окно.

к КТР керамики. В диафрагму впаян керамический изолятор *3*. Размеры отверстия в диафрагме подбираются так, чтобы окно имело почти нулевой коэффициент отражения на рабочей частоте прибора.

Для вывода энергии из мощных приборов используют баночные окна (рис. П3.4.3). Они состоят из отрезка круглого волновода *2*, встроенного в прямоугольный волновод *1*. Волна типа H_{10} в прямоугольном волноводе возбуждает волну типа H_{11} в круглом. На другом конце круглого волновода волна типа H_{11} преобразуется обратно в волну H_{10} в прямоугольном волноводе. Длина круглого волновода выбирается равной половине длины волны. Если резонатор, образованный отрезком круглого волновода, слабо связан с прямоугольными волноводами, в нем устанавливается почти стоячая волна, и в средней плоскости, где расположено вакуумное окно *4*, напряженность электрического поля уменьшается почти до нуля, что резко снижает потери в керамике и тепловыделение в ней. Условия для возникновения электрического пробоя по поверхности керамики также затрудняются. Однако полоса пропускания такого окна очень мала, поэтому связь с волноводами делается достаточно сильной и поле в области керамики ослабляется в 1,5...2 раза по сравнению с полем бегущей волны в круглом волноводе такого же сечения. Тем не менее такие окна могут пропускать большие мощности, вплоть до нескольких мегаватт. При необходимости наружная поверхность круглого волновода принудительно охлаждается воздухом или жидкостью. В качестве материала окна используется керамика на основе Al_2O_3, BeO, кварца и искусственного алмаза.

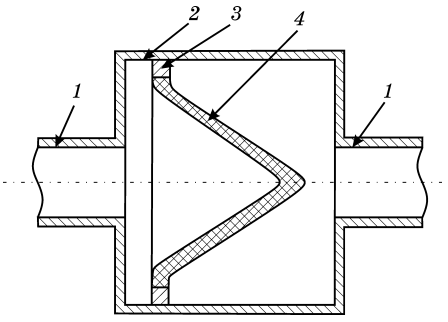


Рис. П3.4.4
Баночное окно с коническим керамическим изолятором:

1 — прямоугольные волноводы; *2* — круглый волновод; *3* — диафрагма; *4* — керамический изолятор.

Следует отметить, что диэлектрическая перегородка сама представляет собой резонатор, резонансные частоты которого могут лежать в рабочей полосе частот прибора. Поэтому параметры перегородки (толщину, радиус, диэлектрическую проницаемость) следует выбирать из условия отсутствия паразитных резонансов в рабочей полосе частот прибора.

Еще бóльшую импульсную мощность могут пропускать окна с коническими изоляторами (рис. П3.4.4), так как у них удлиняется путь для поверхностного пробоя. Однако путь для отвода тепла от керамики в таких окнах длиннее, чем в плоских, поэтому их нецелесообразно применять для пропускания больших средних мощностей. В современных мощных приборах конические окна применяются редко.

Современные конструкции окон могут пропускать в трехсантиметровом диапазоне длин волн мощность до 10 МВт в импульсном и сотни кВт в непрерывном режиме. Рабочая полоса частот обычно составляет 10…15%, достигая в специальных конструкциях до 50%. Тем не менее в сверхмощных микроволновых приборах мощность, пропускаемая окном, иногда оказывается недостаточной, и приходится делать несколько выводов энергии с тем, чтобы выходная мощность делилась между ними.

ЛИТЕРАТУРА

УЧЕБНИКИ И УЧЕБНЫЕ ПОСОБИЯ ПО МИКРОВОЛНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

1. *Лебедев*, *И. В.* Техника и приборы СВЧ. Т. 2. Электровакуумные приборы СВЧ. — М. : Высш. шк., 1972.
2. *Дулин*, *В. Н.* Электронные и квантовые приборы СВЧ. — М. : Энергия, 1972.
3. *Кацман*, *Ю. А.* Приборы СВЧ. — М. : Высш. шк., 1983.
4. *Васильев*, *В. Н.* Электронные и квантовые приборы СВЧ. — М. : Связь, 1972.
5. *Федоров*, *Н. Д.* Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы. — М. : Атомиздат, 1979.
6. *Андрушко*, *Л. М.* Электронные и квантовые приборы СВЧ / Л. М. Андрушко, Н. Д. Федоров. — М. : Радио и связь, 1981.
7. *Березин*, *В. М.* Электронные приборы СВЧ / В. М. Березин, В. С. Буряк, Э. М. Гутцайт [и др.]. — М. : Высш. шк., 1985.
8. *Трубецков*, *Д. И.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. В 2 т. Т. 1 / Д. И. Трубецков [и др.]. — М. : Физматлит, 2003.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВАКУУМНОЙ МИКРОВОЛНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

9. *Пирс*, *Дж.* Лампа с бегущей волной : пер. с англ. — М. : Сов. радио, 1952.
10. *Гвоздовер*, *С. Д.* Теория электронных приборов сверхвысоких частот. — М. : Гостехиздат, 1956.
11. *Шевчик*, *В. Н.* Основы электроники сверхвысоких частот. — М. : Сов. радио, 1959.
12. *Капица*, *П. Л.* Электроника больших мощностей. — М. : Изд-во АН СССР, 1962.
13. *Клеен*, *В.* Введение в электронику сверхвысоких частот. В 2 т. / В. Клеен, К. Пешль ; пер. с нем. — М. : Сов. радио, 1963.
14. *Люиселл*, *У.* Связанные и параметрические колебания в электронике. — М. : Изд-во ин. лит-ры, 1968.
15. *Роу Дж.*, *Е.* Теория нелинейных явлений в приборах сверхвысоких частот : пер. с англ. — М. : Сов. радио, 1969.
16. *Шевчик*, *В. Н.* Аналитические методы расчета в электронике СВЧ / В. Н. Шевчик, Д. И. Трубецков. — М. : Сов. радио, 1970.
17. *Гайдук*, *В. И.* Физические основы электроники СВЧ / В. И. Гайдук, К. И. Палатов, Д. М. Петров. — М. : Сов. радио, 1971.
18. *Филимонов*, *Г. Ф.* Нелинейное взаимодействие электронных потоков и радиоволн в ЛБВ / Г. Ф. Филимонов, Ю. Н. Бадлевский. — М. : Сов. радио, 1971.
19. *Вайнштейн*, *Л. А.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике / Л. А. Вайнштейн, В. А. Солнцев. — М. : Сов. радио, 1973.
20. *Хайков*, *А. З.* Клистронные усилители. — М. : Связь, 1974.
21. *Кац*, *А. М.* Нелинейные явления в СВЧ-приборах О-типа с длительным взаимодействием / А. М. Кац, Е. М. Ильина, И. А. Манькин. — М. : Сов. радио, 1975.
22. *Диденко*, *А. Н.* СВЧ-энергетика / А. Н. Диденко, Б. В. Зверев. — М. : Наука, 2000.
23. *Канавец*, *В. И.* Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах / В. И. Канавец, Ю. Д. Мозговой, А. И. Слепков. — М. : Изд-во МГУ, 1993.

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ МИКРОВОЛНОВЫХ ПРИБОРОВ

24. *Пирс, Дж.* Теория и расчет электронных пучков : пер. с англ. — М. : Сов. радио, 1956.
25. *Алямовский, И. В.* Электронные пучки и электронные пушки. — М. : Сов. радио, 1966.
26. *Кирштейн, П. Т.* Формирование электронных пучков / П. Т. Кирштейн, Г. С. Кайно, У. Е. Уотерс ; пер. с англ. — М. : Мир, 1970.
27. *Молоковский, С. И.* Интенсивные электронные и ионные пучки / С. И. Молоковский, А. Д. Сушков. — М. : Энергоатомиздат, 1991.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫХ ПРИБОРОВ

28. *Михалевский, В. С.* Элементы теории сверхвысокочастотных замедляющих систем. — Ростов-на-Дону : Изд-во РГУ, 1964.
29. *Тараненко, В. И.* Замедляющие системы / В. И. Тараненко, Я. К. Трохименко. — Киев : Техника, 1965.
30. *Вайнштейн, Л. А.* Открытые резонаторы и открытые волноводы. — М. : Сов. радио, 1966.
31. *Силин, Р. А.* Замедляющие системы / Р. А. Силин, В. П. Сазонов. — М. : Сов. радио, 1966.
32. *Григорьев, А. Д.* Резонаторы и резонаторные системы СВЧ / А. Д. Григорьев, В. Б. Янкевич. — М. : Радио и связь, 1984.
33. *Силин, Р. А.* Периодические волноводы. — М. : Фазис, 2002.

ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

34. *Левинштейн, М. Е.* Эффект Ганна / М. Е. Левинштейн, Ю. К. Пожела, М. Шур. — М. : Сов. радио, 1975.
35. *Пожела, Ю. К.* Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. — М. : Наука, 1977.
36. *Валиев, К. А.* Применение контакта металл–полупроводник в электронике / К. А. Валиев, Ю. И. Пашинцев, Г. В. Петров. — М. : Радио и связь, 1981.
37. *Зи, С.* Физика полупроводниковых приборов. В 2 т. ; пер. с англ. — М. : Мир, 1984.
38. *Пожела, Ю.* Физика сверхбыстродействующих транзисторов / Ю. Пожела, В. Юцене. — Вильнюс : Мокслас, 1985.
39. *Барыбин, А. А.* Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами. — М. : Наука, 1986.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МИКРОВОЛНОВЫЕ ПРИБОРЫ

40. *Тагер, А. С.* Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ / А. С. Тагер, В. М. Вальд-Перлов. — М. : Сов. радио, 1968.
41. СВЧ-полупроводниковые приборы и их применение / под ред. Г. Уотсона. — М. : Мир, 1972.
42. *Кэррол, Дж.* СВЧ-генераторы на горячих электронах : пер. с англ. — М. : Мир, 1972.

МИКРОВОЛНОВЫЕ УСТРОЙСТВА НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ

43. *Бова, Н. Т.* Управляющие устройства СВЧ / Н. Т. Бова, П. А. Стукало, В. А. Храмов. — Киев : Техника, 1973.
44. *Ризкин, И. Х.* Умножители и делители частоты. — М. : Связь, 1976.
45. *Хотунцев, Ю. Л.* Полупроводниковые СВЧ-устройства. — М. : Связь, 1978.
46. Полупроводниковые приборы в схемах СВЧ / под ред. М. Хауэса и Д. Моргана ; пер. с англ. — М. : Мир, 1979.
47. *Каганов, В. И.* СВЧ-полупроводниковые передатчики. — М. : Радио и связь, 1981.
48. *Хижа, Г. С.* СВЧ-фазовращатели и переключатели / Г. С. Хижа, И. Б. Вендик, Е. А. Серебрякова. — М. : Радио и связь, 1984.
49. *Шур, М.* Современные приборы на основе арсенида галлия : пер. с англ. — М. : Мир, 1991.

ШУМЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

50. Шумы в электронных приборах / под ред. Л. Д. Смуллина и Г. А. Хауса ; пер. с англ. — М. : Энергия, 1964.
51. *Ван дер Зил, А.* Шум (источники, описание, измерение) : пер. с англ. — М. : Сов. радио, 1973.
52. *Букингем, М.* Шумы в электронных приборах и системах : пер. с англ. — М. : Мир, 1986.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 5

Введение 7

Основные обозначения 10

ЧАСТЬ 1
Физические основы микроволновой электроники

Глава 1
Основные этапы развития микроволновой электроники 15
1.1. Предыстория 15
1.2. Вакуумная микроволновая электроника 17
1.3. Полупроводниковая микроволновая электроника 19
1.4. Сравнительная характеристика вакуумных и полупроводниковых приборов 21
1.5. Перспективы развития микроволновой электроники 22

Глава 2
Взаимодействие потоков заряженных частиц с переменным электромагнитным полем 23
2.1. Индивидуальное и коллективное излучение заряженных частиц 23
2.2. Макроскопические уравнения микроволновой электроники 28
2.3. Уравнения движения заряженных частиц 30
2.3.1. Движение одиночной частицы в вакууме 30
2.3.2. Движение ансамбля частиц в вакууме 32
2.3.3. Движение ансамбля частиц в твердом теле 33
2.4. Параметры среды и процессы релаксации 35
2.5. Шумы в микроволновых приборах 43
Контрольные вопросы 51

Глава 3
Колебания и волны в потоках заряженных частиц 53
3.1. Колебания пространственного заряда 53
3.2. Волны пространственного заряда в электронных потоках 55
3.3. Волны носителей заряда в полупроводниках 58
Контрольные вопросы 61

Глава 4
Взаимодействие потока заряженных частиц с высокочастотным электромагнитным полем 62
4.1. Мощность взаимодействия 62
4.2. Взаимодействие с квазистатическим полем 66
4.2.1. Наведенный ток. Теорема Шокли — Рамо 66
4.2.2. Ток плоского междуэлектродного промежутка и его внешней цепи 67
4.2.3. Воздействие электрического поля зазора на движение заряженных частиц 71
4.2.4. Обмен энергией между электронами и полем зазора 73
4.3. Взаимодействие потока ЗЧ с полем бегущей волны 76
Контрольные вопросы 77

Глава 5
Микроволновый прибор как элемент схемы 78
5.1. Требования к микроволновым приборам 78
5.2. Классификация микроволновых приборов 79
5.3. Основные функциональные узлы электронных приборов 82
5.4. Параметры и характеристики микроволновых приборов 83
5.4.1. Параметры приборов 83
5.4.2. Характеристики микроволновых приборов 84
Контрольные вопросы 87

ЧАСТЬ 2
Электровакуумные микроволновые приборы

Глава 6
Приборы с квазистатическим управлением 91
6.1. Общая характеристика приборов с квазистатическим управлением и их параметры 91
6.2. Входная проводимость монотрона и диода 93
6.3. Режимы работы электронных ламп 95
6.4. Схемы включения усилительных приборов 97
6.5. Влияние индуктивности катодного ввода 99
6.6. Влияние объемного заряда и тока смещения в пространстве катод — сетка 101
6.7. Движение электронов в пространстве сетка — анод 103
6.8. Современные тетроды средней и большой мощности 103
6.9. Приборы микроволновой вакуумной микроэлектроники 106
Контрольные вопросы 109

Глава 7
Микроволновые приборы типа О 110
7.1. Общая характеристика приборов типа О 110
7.2. Клистроны 111
7.2.1. Устройство и принцип действия двухрезонаторного пролетного клистрона 111
7.2.2. Скоростная модуляция в зазоре взаимодействия 112
7.2.3. Кинематическая теория группирования 113

7.2.4. Учет продольного расталкивания электронов 118
7.2.5. Отбор энергии
от сгруппированного электронного потока 120
7.2.6. Многорезонаторные клистроны 124
7.2.7. Использование многозазорных резонаторов 132
7.2.8. Многолучевые и многоствольные
усилительные клистроны 134
7.2.9. Клистроны с ленточным лучом 137
7.2.10. Конструкция, параметры и характеристики
современных усилительных многорезонаторных
клистронов 138
7.2.11. Другие типы клистронов 143
7.3. Лампы с бегущей волной типа О 149
7.3.1. Принцип действия лампы с бегущей волной 149
7.3.2. Линейная теория ЛБВ типа О 151
7.3.3. Элементы нелинейной теории ЛБВ 164
7.3.4. Способы повышения КПД лампы с бегущей волной 170
7.3.5. Конструкция ЛБВ 173
7.3.6. Параметры и области применения ЛБВО 175
7.4. Лампы обратной волны 177
7.4.1. Принцип действия лампы обратной волны 177
7.4.2. Линейная теория ЛОВ. Пусковой ток 179
7.4.3. Электронная настройка ЛОВ 181
7.4.4. Электронный КПД ЛОВ 182
7.4.5. Резонансные ЛОВ 183
7.4.6. Конструкция и параметры ЛОВ 183
7.5. Гибридные приборы типа О 185
7.5.1. Преимущества гибридизации 185
7.5.2. Твистрон 185
7.5.3. Клистрод 186
7.5.4. Оротрон 189
Контрольные вопросы 192

Глава 8
Электронные приборы типа М 194
8.1. Общая характеристика приборов типа М 194
8.2. Взаимодействие электронов
с высокочастотным полем в приборах типа М 195
8.2.1. Движение электронов в постоянных скрещенных полях 195
8.2.2. Взаимодействие электронов с медленной волной 198
8.2.3. Линейная теория взаимодействия в приборах типа М 200
8.3. Приборы типа М с незамкнутым электронным потоком 205
8.3.1. Лампа с бегущей волной типа М 205
8.3.2. Лампа с обратной волной типа М 210
8.4. Приборы типа М с замкнутым электронным потоком 211
8.4.1. Многорезонаторный магнетрон 211
8.4.2. Другие типы магнетронов 227
8.4.3. Платинотрон 232
Контрольные вопросы 236

Глава 9
Гирорезонансные приборы 237
9.1. Принцип действия гирорезонансных приборов 237
9.2. Взаимодействие электронного потока
с высокочастотным электрическим полем 238

9.2.1. Циклотронный резонанс 238
9.2.2. Азимутальная группировка 240
9.2.3. Уравнения движения электронов 243
9.2.4. Укороченные уравнения движения 244
9.2.5. Взаимодействие электронов и переменного поля на гармониках циклотронной частоты 245
9.3. Гиротрон 246
9.3.1. Устройство и принцип действия 246
9.3.2. Электронный КПД 248
9.3.3. Общий КПД и выходная мощность 250
9.3.4. Стартовый ток гиротрона 251
9.3.5. Влияние разброса скоростей электронов на работу гиротрона 251
9.3.6. Гиротроны на больших орбитах 252
9.3.7. Параметры и применение гиротронов 253
9.4. Гироклистроны 254
9.4.1. Устройство гироклистрона 254
9.4.2. Азимутальная группировка в гироклистроне 255
9.4.3. Параметры и применение гироклистронов 258
9.5. Гиро-ЛБВ 258
9.5.1. Устройство гиро-ЛБВ 258
9.5.2. Особенности взаимодействия потока и поля 259
9.6. Гиро-ЛОВ 261
Контрольные вопросы 262

Глава 10
Релятивистские микроволновые приборы 263
10.1. Общая характеристика релятивистских приборов 263
10.2. Классические релятивистские приборы 263
10.2.1. Релятивистские клистроны 263
10.2.2. Релятивистские ЛБВ и ЛОВ 265
10.2.3. Релятивистский магнетрон 267
10.3. Лазеры на свободных электронах 269
10.3.1. Принцип действия лазера на свободных электронах 269
10.3.2. Убитрон — предшественник ЛСЭ 270
10.3.3. ЛСЭ — релятивистский убитрон-автогенератор 273
10.3.4. Анализ процессов излучения в ЛСЭ 275
10.3.5. ЛСЭ-скеттрон 277
10.3.6. Сильноточный ЛСЭ 278
10.3.7. Рентгеновский лазер на свободных электронах 278
10.4. Виркаторы 283
10.4.1. Явление виртуального катода 283
10.4.2. Типы и параметры виркаторов 284
10.4.3. Низковольтные виркаторы 286
10.5. Гироконы и магниконы 287
Контрольные вопросы 290

ЧАСТЬ 3
Полупроводниковые микроволновые приборы

Глава 11
Основные функциональные элементы микроволновых полупроводниковых приборов 295
11.1. Элементы зонной теории твердого тела 295
11.2. Полупроводниковые материалы для микроволновой электроники 299

11.3. Функциональные элементы МПП 301
11.3.1. Особенности функциональной схемы МПП 301
11.3.2. Однородно легированный полупроводник 302
11.3.3. Свойства контакта металл — полупроводник 303
11.3.4. Свойства p–n-перехода 308
11.3.5. Омический контакт 313
11.4. Классификация микроволновых полупроводниковых приборов 314
Контрольные вопросы 315

Глава 12
Диоды с положительным динамическим сопротивлением 316
12.1. Детекторные диоды 316
12.1.1. Назначение и конструкция детекторного диода 316
12.1.2. Статические и динамические характеристики 319
12.1.3. Динамические параметры 321
12.1.4. Схемотехническое использование 325
12.2. Смесительные диоды 326
12.2.1. Функциональное назначение и принцип использования смесительного диода (СД) 326
12.2.2. Схемотехнические особенности применения смесительного диода 329
12.3. p–i–n-диоды 330
12.3.1. Особенности функционирования, структура и эквивалентная схема p–i–n-диода 330
12.3.2. Особенности схемотехнического использования p–i–n-диодов 335
12.4. Варакторный диод 338
12.4.1. Назначение, конструкции и эквивалентная схема варакторного диода 338
12.4.2. Особенности конструкции и технологии изготовления варакторного диода 338
12.4.3. Схемы использования варакторных диодов 341
12.4.4. Соотношения Мэнли — Роу 344
Контрольные вопросы 346

Глава 13
Диоды с отрицательным динамическим сопротивлением 347
13.1. Общая характеристика диодов с отрицательным динамическим сопротивлением 347
13.2. Анализ динамического сопротивления полупроводникового образца 349
13.3. Способы получения переменного конвекционного тока в диодных структурах 356
13.4. Лавинно-пролетные диоды 359
13.4.1. Структура и принцип действия лавинно-пролетного диода 359
13.4.2. Анализ процессов в зоне лавинного умножения. Эквивалентное сопротивление 361
13.4.3. Малосигнальный импеданс ЛПД 365
13.4.4. Нелинейный режим работы лавинно-пролетного диода 366
13.4.5. Режим работы ЛПД с захватом плазмы (TRAPATT) 371
13.4.6. Структуры и конструкции лавинно-пролетных диодов 373
13.4.7. Конструкция и параметры генераторов на ЛПД 375
13.5. Инжекционно-пролетный диод 377

13.6. Приборы с междолинным переносом электронов 378
13.6.1. Эффект Ганна. Бегущий домен сильного поля 378
13.6.2. Распределение статического поля в диоде Ганна 382
13.7. Туннельный диод 384
13.7.1. Структура, принцип действия, ВАХ. Отрицательное дифференциальное сопротивление 384
13.7.2. Эквивалентная схема. Особенности использования в микроволновом диапазоне 385
13.7.3. Резонансный туннельный диод (РТД) 386
Контрольные вопросы 389

Глава 14
Микроволновые транзисторы 390
14.1. Полевые транзисторы 390
14.1.1. Структура полевого транзистора с управляющим барьером Шоттки 390
14.1.2. Статические характеристики полевого транзистора с управляющим барьером Шоттки 393
14.1.3. Малосигнальные параметры и эквивалентная схема ПТШ 395
14.1.4. Моделирование полевых транзисторов 403
14.1.5. Особенности математического моделирования полевых транзисторов 409
14.1.6. Квазидвумерная температурная модель ПТШ 410
14.1.7. Шумовые характеристики полевых транзисторов 414
14.1.8. Шумовые параметры транзистора как функция режима 417
14.1.9. Полевой транзистор с модулированным легированием канала 418
14.1.10. Перспективы развития микроволновых полевых транзисторов 421
14.2. Биполярные транзисторы в микроволновом диапазоне 422
14.2.1. Структура и принцип действия 422
14.2.2. Эквивалентная схема и ВЧ параметры БТ 424
14.2.3. Гетероструктурные биполярные транзисторы 427
14.3. Особенности применения транзисторов в микроволновом диапазоне 429
14.3.1. Физические и технологические ограничения в создании микроволновых транзисторов 429
14.3.2. «Генеалогическое древо» транзисторов 430
14.3.3. Сравнение быстродействия транзисторов 432
14.4. Применение транзисторов в гибридных и монолитных ИС микроволнового диапазона 433
Контрольные вопросы 434

Приложения 437

Литература 488

Андрей Дмитриевич ГРИГОРЬЕВ
Вячеслав Александрович ИВАНОВ
Сергей Иванович МОЛОКОВСКИЙ

МИКРОВОЛНОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Под редакцией профессора А. Д. Григорьева

У ч е б н и к

Зав. редакцией
инженерно-технической литературы *Т. Ф. Гаврильева*
Ответственный редактор *Н. В. Черезова*
Технический редактор *А. В. Андреев*
Корректор *О. И. Смирнова*
Подготовка иллюстраций *А. П. Маркова*
Верстка *Е. Е. Егорова*
Выпускающие *Т. С. Симонова*, *Н. А. Крылова*

ЛР № 065466 от 21.10.97
Гигиенический сертификат 78.01.07.953.П.007216.04.10
от 21.04.2010 г., выдан ЦГСЭН в СПб

Издательство «ЛАНЬ»
lan@lanbook.ru; www.lanbook.com
196105, Санкт-Петербург, пр. Юрия Гагарина, д. 1, лит. А.
Тел./факс: (812) 336-25-09, 412-92-72.
Бесплатный звонок по России: 8-800-700-40-71

ГДЕ КУПИТЬ

ДЛЯ ОРГАНИЗАЦИЙ:

Для того, чтобы заказать необходимые Вам книги, достаточно обратиться в любую из торговых компаний Издательского Дома «ЛАНЬ»:

по России и зарубежью
«ЛАНЬ-ТРЕЙД». 192029, Санкт-Петербург, ул. Крупской, 13
тел.: (812) 412-85-78, 412-14-45, 412-85-82; тел./факс: (812) 412-54-93
e-mail: trade@lanbook.ru; ICQ: 446-869-967
www.lanpbl.spb.ru/price.htm

в Москве и в Московской области
«ЛАНЬ-ПРЕСС». 109263, Москва, 7-я ул. Текстильщиков, д. 6/19
тел.: (499) 178-65-85; e-mail: lanpress@lanbook.ru

в Краснодаре и в Краснодарском крае
«ЛАНЬ-ЮГ». 350901, Краснодар, ул. Жлобы, д. 1/1
тел.: (861) 274-10-35; e-mail: lankrd98@mail.ru

ДЛЯ РОЗНИЧНЫХ ПОКУПАТЕЛЕЙ:

интернет-магазин:
Издательство «Лань»: http://www.lanbook.com

магазин электронных книг:
Global F5: http://globalf5.com/

Подписано в печать 29.02.16.
Бумага офсетная. Гарнитура Школьная. Формат 70×100 $^{1}/_{16}$.
Печать офсетная. Усл. п. л. 40,30. Тираж 200 экз.

Заказ № 030-16.

Отпечатано в полном соответствии с качеством
предоставленного оригинал-макета.
в ПАО «Т8 Издательские Технологии».
109316, г. Москва, Волгоградский пр., д. 42, к. 5.