

Федеральное агентство по образованию

**ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ  
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)**

**Кафедра электронных приборов и устройств**

**Ж.М. Соколова**

# **МИКРОВОЛНОВЫЕ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА**

**Учебное пособие**

**2009**

Рецензенты: канд. техн. наук, доцент кафедры электронных приборов и устройств ТУСУРа  
Аксенов А.И.;  
канд. физ.- мат. наук, доцент кафедры сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники ТУСУРа  
Кущ Г.Г.

Корректор: Осипова Е.А.

**Соколова Ж.М.**

Микроволновые приборы и устройства: Учебное пособие. — Томск: Томский межвузовский центр дистанционного образования, 2009. — 272 с.

В пособии содержится систематизированный материал общей теории электронных микроволновых приборов (вакуумных и твердотельных), вопросы электронно-оптических систем формирования потоков заряженных частиц, электродинамических систем микроволновых приборов; рассмотрены принципы работы таких приборов, как: клистроны, лампы бегущей и обратной волн, магнетроны, приборы типа М, генераторы и усилители на туннельных диодах, на диодах Ганна и на лавинно-пролетных диодах; работа полупроводниковых приборов с положительным динамическим сопротивлением в различных устройствах. Рассматриваются основные характеристики и влияние режима питания на получение оптимальных выходных параметров.

Пособие предназначено для студентов технических специальностей вузов по образовательным направлениям «Электронные приборы», «Радиотехника» и «Телекоммуникация» для различных форм обучения.

© Соколова Ж.М., 2009

© Томский межвузовский центр  
дистанционного образования, 2009

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Предисловие .....</b>	<b>6</b>
<b>Введение .....</b>	<b>7</b>
<b>Глава 1. Общие физические процессы в микроволновых приборах .....</b>	<b>12</b>
1.1 Основные уравнения для анализа процессов .....	12
1.2 Время и угол пролета.....	14
1.3 Пространственно-временные диаграммы.....	19
1.4 Ток во внешней цепи МВП. Уравнение и форма наведенного тока .....	20
1.5 Наведенный ток модулированным потоком.....	24
1.6 Отбор энергии от движущихся носителей заряда.....	27
1.7 Управление электронным потоком .....	33
<b>Глава 2. Электродинамические системы приборов СВЧ .....</b>	<b>35</b>
2.1 Резонаторы.....	35
2.2 Замедляющие системы, параметры и характеристики их .....	40
2.3 Типы замедляющих систем.....	48
2.4 Применение СВЧ-нагрева .....	62
<b>Глава 3. Электроннооптические системы приборов СВЧ.....</b>	<b>66</b>
3.1 Требования к электронной пушке .....	66
3.2 Обзор пушек ЭОС .....	68
3.3 Поперечно ограничивающая система .....	75
<b>Глава 4. Общие вопросы генераторов и усилителей.....</b>	<b>79</b>
4.1 Эквивалентная схема генераторов и усилителей с резонансной колебательной системой .....	79
4.2 Влияние электронной проводимости на работу генераторов с резонансной колебательной системой .....	81
4.3 Влияние внешней нагрузки на мощность и частоту генерации.....	89
4.4 Нагрузочные характеристики МВП .....	92
4.5 Основные параметры и характеристики МВП.....	95
<b>Глава 5. Клистроны .....</b>	<b>99</b>
5.1 Пролетный клистрон .....	100

5.2 Воздействие поля первого резонатора на электронный поток .....	101
5.3 Конвекционный ток в пространстве дрейфа .....	106
5.4 Гармонический состав конвекционного тока.....	109
5.5 Электронный КПД пролетного клистрона .....	111
5.6 Усилительный пролетный клистрон .....	112
5.7 Пролетные генераторные клистроны.....	117
5.8 Двухрезонаторный клистрон-умножитель частоты .....	121
5.9 Многорезонаторные пролетные клистроны .....	121
5.10 Отражательные клистроны .....	127
<b>Глава 6. Лампы бегущей волны и лампы обратной волны — типа О.....</b>	<b>139</b>
6.1 Схема устройства и принцип действия ЛБВО .....	139
6.2 Взаимодействия поля волны с электронами в «горячем» режиме ЛБВО (линейное приближение) .....	143
6.3 Коэффициент усиления ЛБВ.....	152
6.4 Коэффициент полезного действия (КПД) ЛБВО .....	154
6.5 Характеристики ЛБВО .....	156
6.6 Лампа обратной волны типа О (ЛОВО).....	159
<b>Глава 7. Магнетроны — резонансные приборы типа М .....</b>	<b>162</b>
7.1 Устройство магнетрона .....	162
7.2 Движение электронов в скрещенных полях .....	163
7.3 Виды колебаний в магнетроне.....	166
7.4 Формирование электронных сгустков. Условие синхронизма в магнетроне .....	172
7.5 Электронный КПД магнетрона.....	176
7.6 Рабочие характеристики магнетрона .....	177
7.7 Коаксиальные и обращенные магнетроны .....	178
7.8 Магнетроны, настраиваемые напряжением .....	181
<b>Глава 8. Нерезонансные приборы типа М.....</b>	<b>185</b>
8.1 Платинотроны .....	185
8.2 Усилители на ЛБВ типа М (ЛБВМ) .....	192
8.3 Генератор на ЛОВМ .....	201
<b>Глава 9. Микроволновые полупроводниковые приборы и устройства различного назначения .....</b>	<b>204</b>

9.1 Полупроводниковые СВЧ-диоды с положительным дифференциальным сопротивлением .....	205
9.1.1 Параметры СВЧ-диодов.....	205
9.1.2 Детекторные и смесительные диоды .....	206
9.1.3 Управляющие (переключательные) диоды .....	210
9.2 Диоды с отрицательным дифференциальным сопротивлением .....	219
9.2.1 Туннельные диоды .....	219
9.2.2 Лавинно-пролетный диод .....	222
9.2.3 Диоды Ганна .....	238
9.3 Полупроводниковые СВЧ-транзисторы .....	255
9.3.1 Биполярные транзисторы.....	255
9.3.2 Полевые транзисторы СВЧ.....	259
9.3.3 Микроволновые устройства на транзисторах.....	261
<b>Список сокращений и условных обозначений параметров.....</b>	<b>265</b>
<b>Литература.....</b>	<b>267</b>
<b>Приложение А. Основные параметры полупроводниковых материалов при <math>T = 300</math> К.....</b>	<b>269</b>
<b>Приложение Б. Справочные данные по функциям Бесселя .....</b>	<b>270</b>
<b>Приложение В. Классификация и условное обозначение твердотельных МВП .....</b>	<b>271</b>
<b>Приложение Г. Параметры диодов Ганна и ЛПД.....</b>	<b>272</b>

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Характерной чертой непрерывного прогресса в области развития микроволновых приборов является создание все более мощных генераторов, более чувствительных приемников и освоение более короткого диапазона волн. Использование микроволнового диапазона значительно расширяет информационную емкость каналов связи, уменьшает габариты и обеспечивает интегрируемость аппаратуры.

Основная цель данного методического пособия — дать представление о физических процессах, происходящих в микроволновых приборах и устройствах (МВПиУ) разного типа, об основных их технических характеристиках и влиянии режима питания на получение оптимальных выходных параметров и тем самым подготовить специалистов к технически грамотному применению приборов.

В пособии дается изложение общих физических процессов, лежащих в основе любых электронных микроволновых приборов (вакуумных и твердотельных), вопросов электронно-оптических систем формирования потоков заряженных частиц (ПЗЧ), электродинамических систем микроволновых приборов. При изложении материала обращено внимание на работу наиболее распространенных приборов, таких как: клистроны, лампы бегущей и обратной волн, магнетроны, генераторы и усилители на диодах Ганна и на лавинно-пролетных диодах; на работу в различных устройствах полупроводниковых приборов с положительным динамическим сопротивлением. Приведены их основные характеристики и параметры. Проводится сравнительный анализ приборов и делается заключение об их применении в том или ином частотном диапазоне.

Пособие включает необходимый материал для успешного применения его в практической работе (при решении контрольных работ и для расчета режима работы конкретного прибора). Некоторая часть теоретических вопросов опущена, и для углубленного изучения дисциплины рекомендуется литература [1—24].

Автор выражает благодарность за большую помощь при оформлении пособия аспиранту кафедры СВЧ и КР Б.Ф. Ноздревых и студентам ТУСУРа специальности 210105.

## ВВЕДЕНИЕ

### **Сведения о микроволновом диапазоне, приборах и устройствах**

**Микроволновыми приборами и устройствами (МВПиУ)** называются приборы и системы, предназначенные для генерирования, усиления и преобразования колебаний [1] в интервале частоты от  $3 \cdot 10^6$ — $3 \cdot 10^{12}$  Гц. В приборах свободные носители зарядов (электроны) взаимодействуют с постоянными и переменными электрическим и, в отдельных случаях, магнитным полями, при этом происходит преобразование вида энергии.

**Микроволновый диапазон частот** в связи с большой протяженностью делится на пять поддиапазонов [2], названия которых соответствуют длинам волн: метровые (МВ, длина волны от 10—1 м; частота 30—300 МГц — мега Герцы), дециметровые (ДМВ, длина волны 100—10 см; 300—3000 МГц), сантиметровые (СМВ, 10—1 см; 3—30 ГГц — гига Герцы), миллиметровые (ММВ, 10—1 мм; 30—300 ГГц), субмиллиметровые волны (СБВ, 1—0,1 мм; 300 ГГц—3 ТГц — тера Герцы).

**Применение микроволнового диапазона** началось в конце 30-х годов прошлого века. Радиолокация и радионавигация выступили основными двигателями развития ДМВ- и СМВ-диапазонов. Требования космической радиосвязи и радионавигации 60-х годов и спутникового телевидения вызвали интенсивное развитие микроволновых приборов. В области средств связи (особенно телевидения и многоканальной телефонии) диапазон сверхвысоких частот (СВЧ) позволяет обеспечить одновременную работу большого числа приемно-передающих устройств (до сотен тысяч с полосой  $n$  — мегагерц каждый).

В радиолокации применяются более короткие волны, для промышленного нагрева в микроволновых печах [3] используются более длинные волны (ДМВ). В медицине: в устройствах радиотерапии и в устройствах микроволнового размораживания используются волны от дециметрового диапазона до миллиметрового. Энергия СВЧ применяется [15], [16] в химической промышленности при создании полимеров и для ускорения реакции;

в строительстве — для отверждения бетона и разрушения горных пород при проходке тоннелей; в сельском хозяйстве — для сушки зерна, сублимации пищевых продуктов. Используются источники СВЧ-энергии в линейных ускорителях заряженных частиц и в устройствах разогрева плазмы, применяются в радиоастрономии, радиоспектроскопии, в эталонах точного времени и т.д. Очень перспективно использование СВЧ в энергоснабжении Земли для создания космических электростанций. Столь широкое применение СВЧ-диапазона обостряет, конечно, экологические проблемы, т.к. повышается фон электромагнитных излучений.

**Микроволновые электронные приборы классифицируются по типу [6] активных сред (вакуум, газ или полупроводник) и включают электровакуумные приборы (ЭВП), полупроводниковые приборы (ППП), газоразрядные и квантовые. Основную роль во взаимодействиях электромагнитных полей и заряженных частиц в этих приборах играют электроны, поэтому и название приборов — электронные.**

На рис. В.1 приведена диаграмма достигнутого уровня выходной мощности генераторов и усилителей различного типа в зависимости от частоты. Серийные ЭВП: магнетроны, амплитроны, клистроны и ЛБВ широко используются в диапазонах ММВ, СМВ и ДМВ благодаря своим наилучшим выходным параметрам, ППП СВЧ, включающие лавинно-пролетные диоды (ЛПД), диоды Ганна (ДГ) и транзисторы, хотя уступают по мощности, КПД и коэффициенту усиления некоторым вакуумным приборам, но превосходят их по величине питающих напряжений, шумам, массогабаритными параметрами.

При изучении МВПиУ будут рассмотрены электровакуумные и полупроводниковые приборы.

Классификация электронных приборов показана на рис. В.2.

В приборах О-типа статические магнитные поля применяются только для фокусировки длинных потоков электронов. В приборах М-типа электроны двигаются во взаимно ортогональных статических электрическом и магнитном полях. Приборы О-типа и М-типа по конструктивному выполнению бывают с резонансными и нерезонансными электродинамическими системами. К резонанс-



ным приборам О-типа относятся клистроны, М-типа — магнетроны. Приборами с нерезонансными колебательными системами являются: О-тип — лампа бегущей волны (ЛБВО) и лампа обратной волны (ЛОВО); М-тип — ЛБВМ, ЛОВМ, платинотроны.

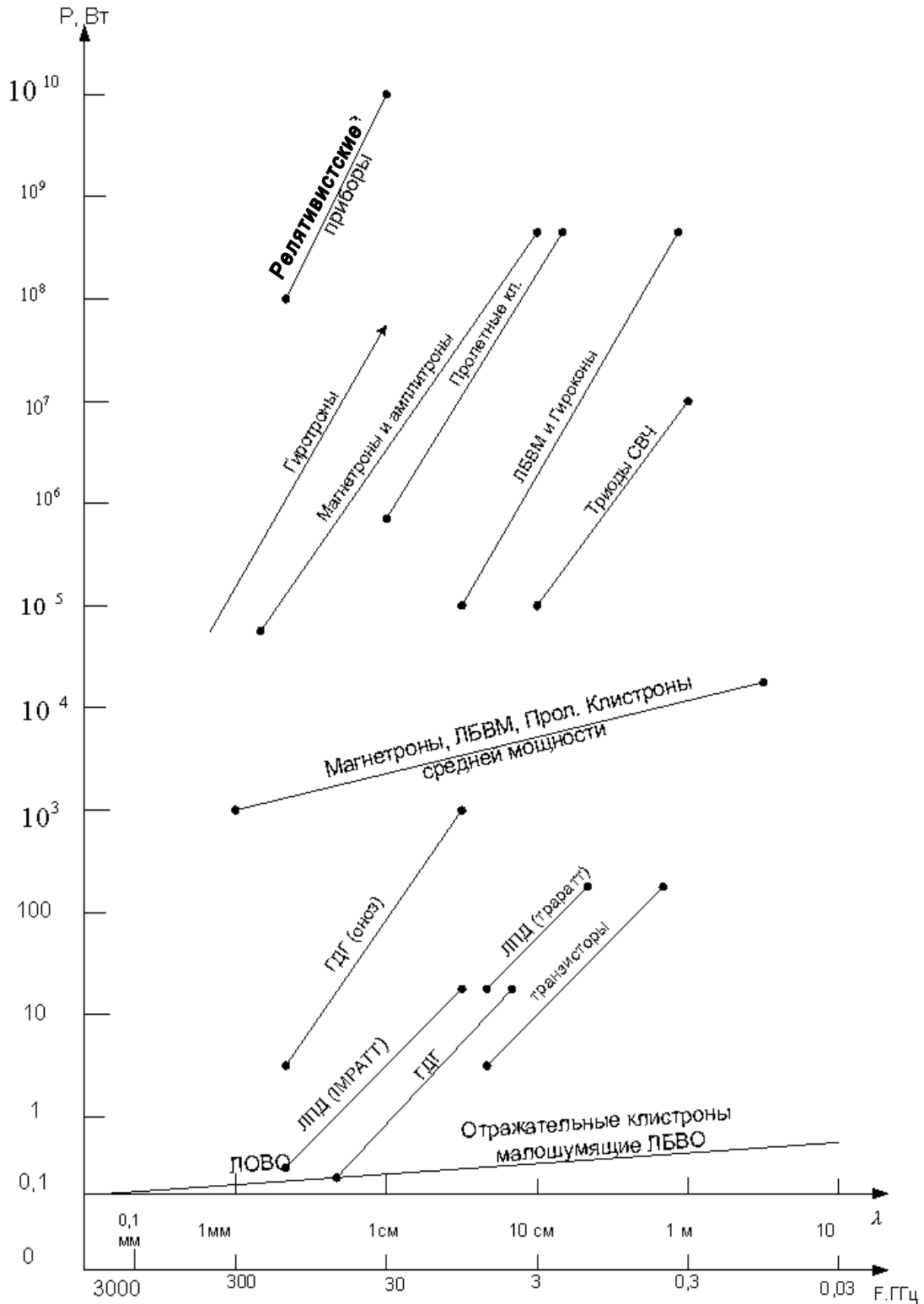


Рис. В.1

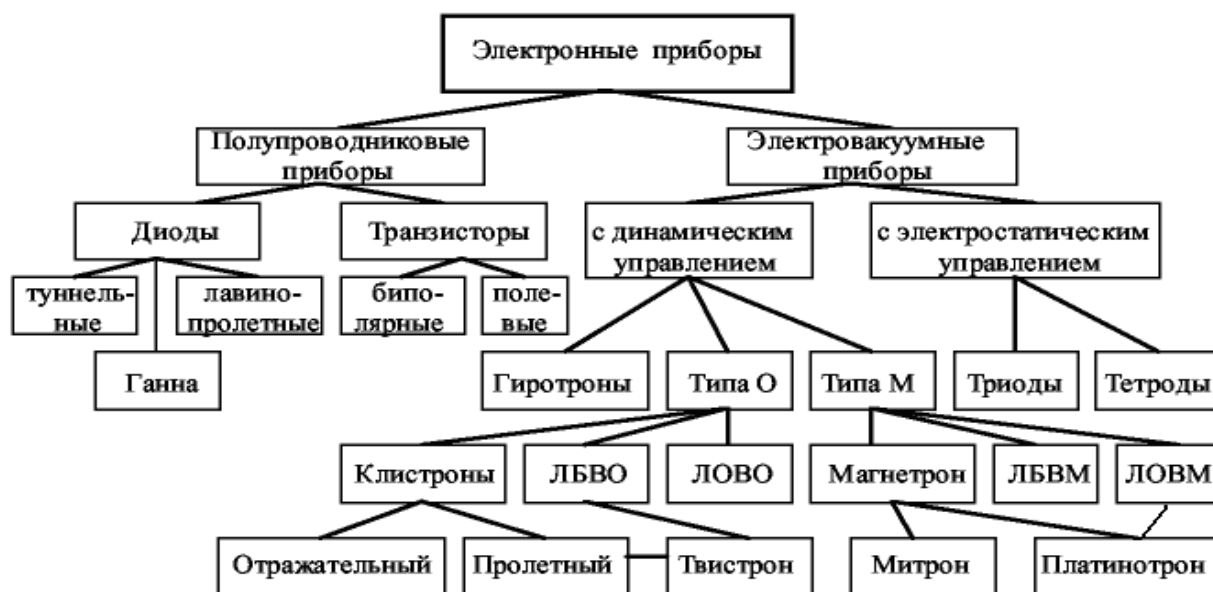


Рис. В.2 — Классификация микроволновых электронных приборов

**К особенностям** микроволновых электровакuumных приборов (МЭВП) относится — **объединение активной области** (пушки, создающие поток электронов, фокусирующие системы, область взаимодействия, электрод с функциями коллектора, пространство, где создаются носители заряда) и **электродинамической системы** (резонаторы или замедляющие системы и связанные с ними внешние линии), **в одном приборе**.

**Быстродействие МВП** ограничено двумя группами факторов.

Первая группа: **инерционность процессов в электрических цепях** определяется:

- временем перезарядки межэлектродных емкостей;
- резонансами, возникающими вследствие наличия индуктивности выводов и межэлектродных емкостей;
- соизмеримостью геометрии прибора с рабочей длиной волны и конечностью времени прохождения сигнала в цепях прибора.

Вторая группа: **инерционность самих носителей заряда**, перемещающихся в рабочем пространстве прибора, время, сравнимое с периодом колебания.

Уменьшая геометрию прибора, можно снизить влияние некоторых факторов [1, 6].

Менее жестким является ограничение, связанное с временем запаздывания ( $\Delta t$ ) электромагнитного сигнала во внешней цепи прибора. Так, при равенстве скоростей (фазовой, групповой и света)  $V_\phi = V_{gp} = C$  и длине пути  $l = 3$  мм,  $\Delta t = 10^{-11}$  с. Это соответствует периоду гармонических колебаний на частоте 100 ГГц. Если принять, что время задержки  $\Delta t$  определяет минимальное время переключения в цифровой технике, то максимальное быстродействие ЭВМ с такими приборами будет порядка 100 млрд операций в секунду. Скорость передачи информации в системах цифровой связи при указанном значении  $\Delta t$  может достичь 100 Гбит/с. Сравним: скорость передачи информации на 1 телефонный канал равна 64 Кбит/с, на один канал цветного телевидения высокой четкости — 216 Мбит/с. Уменьшение на порядок  $l$  (до 0,3 мм) позволяет реализовать сверхвысокое быстродействие с временем переключения порядка  $10^{-12}$  с. Создание пассивных элементов электронной схемы не встречает принципиальных трудностей до частот 300 ГГц. А вот факторы второй группы, связанные с движением носителей заряда в активных приборах (генераторах), и их взаимодействие с быстроизменяющимися полями очень ограничивают создание приборов миллиметрового диапазона.

Перспективными направлениями [5] в развитии МВПиУ являются

- миниатюризация и развитие ММВ и СБВ диапазонов;
- развитие модулей на твердотельных приборах;
- создание гибридных и многорежимных приборов;
- для повышение мощности и использование схем сумматоров;
- внедрение компьютерных технологий;
- максимальная надежность и срок службы;
- широкое использование новых разработок в промышленности, сельском хозяйстве, медицине и быту.

## Глава 1. ОБЩИЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МИКРОВОЛНОВЫХ ПРИБОРАХ

Микроволновые приборы различаются конструктивным оформлением, принципом действия, параметрами и характеристиками. Но вопросы токопрохождения во внешней цепи при движении носителей заряда, преобразование энергии постоянного источника питания в СВЧ-мощность, особенности колебательных систем являются общими для любого прибора.

### 1.1 Основные уравнения для анализа процессов

В микроволновых приборах (МВП) конструктивно объединены линии передачи, колебательные системы и электронные потоки или свободные носители зарядов. Поэтому при теоретическом анализе процессов в приборе требуется решение уравнений Максвелла с учетом зарядов и токов:

$$\operatorname{rot} \bar{H} = \rho \bar{v} + \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \sigma \bar{E} = \bar{J}_n; \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}; \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div} \bar{E} = \rho \varepsilon_0 \varepsilon_r; \quad (1.3)$$

$$\operatorname{div} \mu_0 \mu_r \bar{H} = 0,$$

где  $\varepsilon_r$ ,  $\mu_r$ ,  $\sigma$  — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости и удельная проводимость среды.

Для вакуума:  $\varepsilon_0 = 0,886 \cdot 10^{-11} \frac{\text{А} \cdot \text{с}}{\text{В} \cdot \text{м}}$  — диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6} \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{А} \cdot \text{м}}$  — магнитная проницаемость вакуума;  $\sigma = 0$ ;

$\rho, v$  — объёмная плотность заряда и скорость движения свободных зарядов.

Поля зависят от времени и координаты. Плотность полного тока  $J_n$  в приборе состоит из плотности тока переноса  $\bar{J}_e = \rho \bar{v}$  (то-

ка конвекционного), плотности тока смещения  $J_{см} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \partial E / \partial t$  и плотности тока проводимости  $\bar{J}_{пр} = \sigma \bar{E}$ .

Скорость  $\bar{v}$  определяется как переменными полями  $\bar{E}$  и  $\bar{H}$ , так и статическими полями, возникающими при приложении к прибору постоянных напряжений. Поэтому для нахождения скорости следует использовать уравнение движения, учитывающее электрические и магнитные силы.

$$\frac{d(M_q \cdot \bar{V})}{dt} = q \left\{ \bar{E} + [\bar{V} \cdot \bar{B}] \right\} = \bar{F}_e + \bar{F}_m = \bar{F}, \quad (1.4)$$

где  $q$  — заряд частицы;

$M_q$  — масса заряженной частицы;

$\bar{F}$  — сила, действующая на заряженную частицу.

Для случая одиночного электрона заряд  $q = -e$ , (1.4) записывается в виде:

$$m \frac{d\bar{v}}{dt} = -e \left\{ \bar{E} + [\bar{v} \bar{B}] \right\}, \quad (1.5)$$

где  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл;  $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$  кг. (1.6)

Для анализа процессов в приборах используется уравнение непрерывности 
$$\operatorname{div}(\rho \bar{v}) = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (1.7)$$

и уравнение, определяющее скорость заряженной частицы, движущейся в постоянном потенциальном электрическом поле (закон сохранения энергии)

$$eU_0 = \frac{mv_0^2}{2}. \quad (1.8)$$

откуда 
$$v_0 = \sqrt{\frac{2eU_0}{m}}, \quad (1.9)$$

где  $U_0$  — разность потенциалов между рассматриваемой точкой пространства и точкой, где скорость электрона равна нулю.

Величина  $v_0$  в (1.9) с учетом (1.6) будет равна:

$$v_0 = 5,93 \cdot 10^5 \sqrt{U_0}. \quad (1.10)$$

Чтобы решить систему уравнений (1.1)÷(1.7), должны быть заданы граничные и начальные условия. Граничные условия

предполагают известными величины электрических и магнитных полей на металлических электродах.

Начальные условия предполагают, что для фиксированного момента времени известны (задаются) скорость или координата заряженной частицы или то и другое.

## 1.2 Время и угол пролета

При рассмотрении движения и взаимодействия носителей заряда с быстропеременными полями существенную роль играют время и угол пролета.

**Время пролета**  $\tau$  свободного заряда определяется при решении уравнения движения (1.4) этой частицы с учетом всех действующих факторов. Если в явной форме удастся записать зависимость скорости направленного движения частицы от координаты  $V(x)$ , то время пролета определяется в виде

$$\tau = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{v(x)}, \quad (1.11)$$

где  $x_1, x_2$  — координаты поверхностей, ограничивающих пролетную область.

Рассмотрим несколько случаев определения времени пролета  $\tau$ .

**1-й случай:** Движение электрона в плоском зазоре вакуумного прибора, имеющего размер  $d$  (рис. 1.1). На зазоре разность потенциалов  $U_0$ .

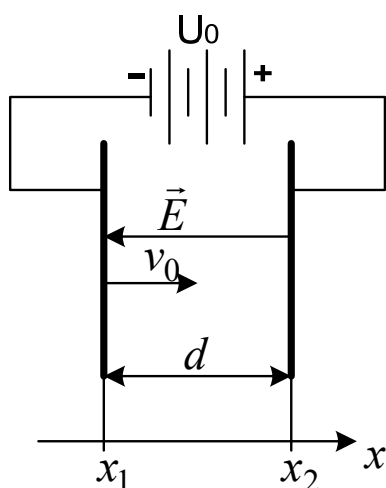


Рис. 1.1 — Движение электрона в зазоре под действием постоянного электрического поля  $E$

Плоским зазором называется система, образованная двумя металлическими плоскостями с линейным изменением потенциала между ними (это выполняется, когда размер  $d$  много меньше поперечных линейных размеров поверхности электрода, образующей зазор), магнитное поле на зазоре отсутствует,  $B = 0$ , пространственный заряд отсутствует, предположим, электрон входит в зазор со скоростью  $v_0 \ll c$ .

Определить время пролета  $\tau$  при начальных условиях: в момент  $t = t_1$ , координата электрона была  $x_1$  и скорость  $v_0$ , а при  $t = t_2$  координата  $x = x_2$ .

Уравнение движения для рассматриваемого случая:  $\vec{v} // \vec{E}$ ;  
 $v = \frac{dx}{dt}$ ;  $\vec{E} = -x_0 \frac{U_0}{d}$ , записывается

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e \frac{U_0}{d}.$$

Интегрируя дважды это уравнение, получим скорость движения и время пролета электрона в виде

$$v = v_0 + \frac{e U_0}{m d} (t - t_1); \quad (1.12)$$

$$d = v_0 (t_2 - t_1) + \frac{e U_0}{m 2d} (t_2 - t_1)^2. \quad (1.13)$$

Здесь  $t_2 - t_1 = \tau$  — время пролета электроном зазора.

Из (1.12) и (1.13) получим выражения для частных случаев, реализуемых на практике.

**а).** Если  $v_0 = 0$ , но  $U_0 \neq 0$ , то скорость и время пролета электрона в любой точке зазора равны

$$v = \frac{e U_0}{m d} (t_2 - t_1); \quad (1.14)$$

$$(t_2 - t_1) = \tau = d \sqrt{\frac{2m}{eU_0}} = 3,375 \cdot 10^{-6} d \sqrt{U_0}. \quad (1.15a)$$

Время пролета (1.15a) соответствует случаю зазора с накалённым катодом, работающего в режиме без пространственного заряда. Учет пространственного заряда [2] приводит к увеличению времени пролета в 1,5 раза, т.е.

$$\tau_p = 1,5\tau. \quad (1.15б)$$

**б).** Если начальная скорость электрона не равна нулю, а  $U_0 = 0$ , тогда из (1.13) и (1.10):

$$\tau = \frac{d}{v_0} = 0,169 \cdot 10^{-5} d \sqrt{U_0}. \quad (1.15в)$$

Такой случай наблюдается, например, в клистронах, где в зазор электроны поступают с определенной скоростью через отверстия в первом электроде.

**2-й случай:** Пусть между электродами приложено только переменное напряжение  $U = U_0 \sin \omega t$ . Определить  $v$  и  $\tau$ . Исходное уравнение имеет вид  $m \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{eU_m}{d} \sin \omega t$ . После дважды выполненного интегрирования, при условии отсутствия начальной скорости ( $v_0 = 0$ ), получим выражение вида

$$x = x_1 + \frac{eU_m}{\omega^2 md} [(\omega t - \omega t_1) \cos \omega t_1 - \sin \omega t + \sin \omega t_1], \quad (1.13б)$$

позволяющее определить координату одного отдельного электрона  $x$  в любой момент  $t$  в зависимости от времени входа  $t_1$  электрона в зазор. Таким образом, для каждого электрона, движущегося в переменном поле, получается свое время пролета. Одного выражения для времени пролета не существует.

**3-й случай:** Определить время пролета, когда на зазоре существует и постоянное, и переменное напряжение, т.е.  $U = U_0 + U_m \sin \omega t$ . Однако если  $U_m \ll U_0$ , то можно пренебрегать малыми изменениями времени пролета от действия переменного поля, а в случае  $U_0 \ll U_m$  можно пренебречь влиянием постоянного поля. В случае больших величин  $U_0 \cong U_m$  действующая величина напряжения определяются суммированием.

Полученные выражения для времени пролета электронов можно применять и для полупроводниковых приборов (ППП) со следующими уточнениями: уравнение (1.15в)  $\tau_a = d/U_0$  соответствует случаю баллистического движения носителей заряда под действием приложенного постоянного электрического поля. Но при этом размер промежутка  $d$  должен быть меньше средней длины свободного пробега носителей заряда. Это условие выполняется при расстояниях между плоскостями  $d \leq 0,5$  мкм.

При слабом постоянном поле, т.е. когда величина поля  $E$  меньше критического значения  $E_{кр}$ , движение частицы в объёме полупроводника описывается подвижностью  $\mu$ . В этом случае скорость носителей называется дрейфовой скоростью  $v(x) = v_{a\delta} =$



$= \mu E$ . При равномерном распределении электрического поля в пролетной области протяженностью  $d$  скорость  $v_{dp} = \mu U_0 / d$ . Время дрейфового пролета частицы в слабом поле полупроводникового прибора равно

$$\tau_{dp} = \frac{d^2}{\mu \cdot U_0}. \quad (1.16)$$

При сильных полях,  $E > E_{кр}$ , наблюдается насыщение дрейфовой скорости носителей [14]:  $v_{\ddot{a}\delta} = v_i = \text{const}$  и время пролета  $\tau_i$  становится равным:

$$\tau_n = d / v_n. \quad (1.15\Gamma)$$

Скорость насыщения для различных полупроводниковых материалов известна (приложение А), поэтому  $\tau$  для промежутка  $d$  также будет известно.

При определении  $\tau$  в случае установившегося диффузионного переноса носителей за счет неоднородности распределения их концентрации в пространстве следует предположить, что на частицы не действуют внешние силы, взаимодействие частиц между собой также не учитывается. Тогда плотность диффузионного тока  $J_{\ddot{a}}$  в каждой точке пространства, равная разности между числами частиц, пересекающих за единицу времени в двух противоположных направлениях единичную поверхность, нормальную вектору градиента объёмной концентрации  $N$ , описывается выражением:

$$J_{\ddot{a}} = -D \cdot \text{grad}N, \quad (1.17a)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии частицы (приложение А).

Количество частиц  $N$ , двигающихся с направленной скоростью  $\bar{v}$ , в установившемся режиме равно  $N\bar{v}$ . Тогда плотность диффузионного тока равна

$$J_{\ddot{a}} = N\bar{v}. \quad (1.17б)$$

Приписывая диффузионному переносу частиц усредненную скорость  $v_{\ddot{a}\delta}$  и сравнивая (1.17a) и (1.17б), получим:

$$v_{\delta\phi} = -\frac{D}{N} \text{grad}N.$$

Например, для одномерного случая, когда  $N = n_0 \left(1 - \frac{x}{d}\right)$ ;  
 $\text{grad}N = \frac{dN}{dx} = -\frac{n_0}{d}$ , где  $n_0$  — максимальная концентрация. Диффузионная скорость будет равна:

$$v_{\partial\phi} = \frac{D_n}{d-x}. \quad (1.18)$$

Используя (1.11), получим время пролета при диффузионном переносе

$$\tau_{\partial\phi} = \int_0^d \frac{dx}{v_{\partial\phi}} = \frac{d^2}{2D_n}, \quad (1.19)$$

где  $D_n$  — коэффициент диффузии электрона.

Для полупроводниковых структур полученные выражения времен пролета соотносятся между собой:  $\tau_{\dot{a}} \approx \tau_{\ddot{a}\delta} \ll \tau_{\ddot{a}\dot{\delta}}$ .

**Угол пролета** определяет режим работы прибора и степень проявления инерционности носителей заряда и равен отношению времени пролета к периоду колебания, умноженному на  $2\pi$ .

$$\theta = 2\pi \frac{\tau}{T} = \omega\tau. \quad (1.20)$$

Угол пролета показывает, как изменится фаза напряжения, приложенного к рассматриваемому промежутку (зазору), за время пролета через него электрона. Величина угла пролета выражается в радианах или в градусах. Используя выражения (1.14), все (1.15), (1.16), (1.19), можно записать углы пролета для различных частных случаев и режимов работы:

$$\theta_{\ddot{a}\delta} = \frac{\omega d}{v} = \frac{\omega d}{v_H} \text{ — для зазора, когда скорость постоянная; } (1.21)$$

$$\theta_{\ddot{a}\dot{\delta}} = \frac{\omega d^2}{2D} \text{ — при диффузионном движении носителей; } (1.22)$$

$$\theta_{\dot{a}} = \omega d \sqrt{\frac{2m}{eU}}. \quad (1.23)$$

Следует отметить, что статическое описание МВП (без учета пролетных явлений) перестает быть справедливым, когда

$\tau \approx T/2$ , а граничный угол пролета  $\theta_{\ddot{a}d} \approx \pi$ . Граничная рабочая частота для углов пролета  $\theta_{\ddot{a}d}$  будет определяться

$$f_{cp} \approx 1/2\tau. \tag{1.24}$$

На основе (1.24), используя выражения времени пролета  $\tau$ , можно оценить  $f_{\ddot{a}d}$  для разных режимов движения носителей в ППП и выбранном размере промежутка  $d$ . Можно с помощью (1.24) найти требующийся размер зазора для работы на заданной частоте.

### 1.3 Пространственно-временные диаграммы

Графики движения одиночных электронов (носителей заряда) между электродами в системе координат  $x, t$  называются пространственно-временными диаграммами (ПВД).

Рассматривая последовательность носителей (электронов),

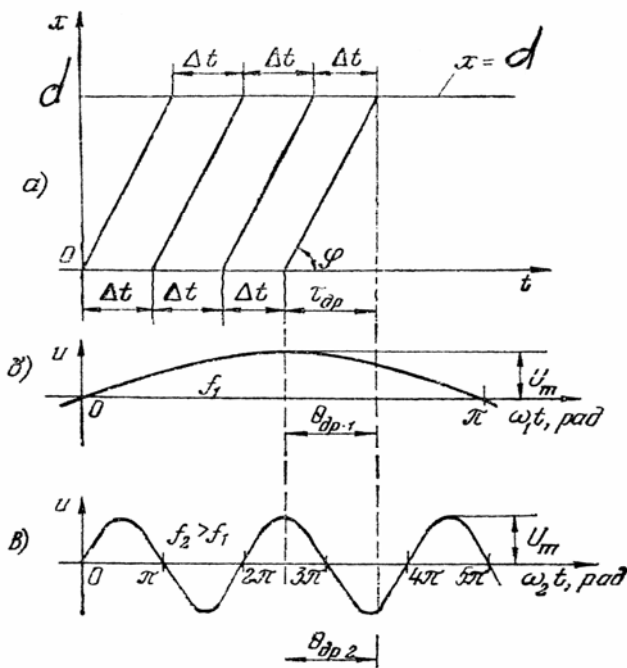


Рис. 1.2 — Пространственно-временная диаграмма дрейфового движения носителей заряда, выходящих из плоскости  $x = 0$  через равные интервалы времени  $\Delta t$ (а), и изменение СВЧ-напряжения при частотах  $f_1$  и  $f_1 > f_2$  (б, в)

стартующих из плоскости  $x = 0$  через равные интервалы времени  $\Delta t$  при постоянной скорости дрейфа  $v_H$ , получим ПВД (рис. 1.2) в виде параллельных прямых, идущих под углом  $\varphi$ :  $tg\varphi = v_H$ . ПВД (рис. 1.3, б) соответствуют случаю движения электронов под действием постоянного напряжения  $U_0$  при нулевой начальной скорости, когда

$$x = \frac{eU_0}{md} \cdot \frac{t^2}{2}.$$

На рис. 1.2 показано изменение во времени напряжений  $U = U_m \sin \omega t$  при двух значениях частоты: при

$f = f_1$ ,  $\theta_{dp} < \pi$  и при  $f = f_2$ ,  $\theta_{dp} > \pi$ .

ПВД, описывающие движение электронов под действием переменного напряжения в отсутствии постоянных полей ( $U_0 = 0$ ), построенные на основании (1.13б), изображены на рис. 1.3, б. Из рисунка видно, что не все электроны, эмитированные катодом, достигают анода. Некоторые электроны попадают на анод после нескольких «качаний» в пространстве зазора.

ПВД позволяют сделать выводы о мгновенной плотности тока в любой точке; о скорости, энергии электронов в любой точке, в том числе в плоскости анода; о количестве прошедших электронов за плоскость 2-го электрода, если он выполнен в виде сеток; о тепловой нагрузке на выходной электрод.

Пространственно-временное распределение электронов является принципиальной особенностью микроволновых приборов.

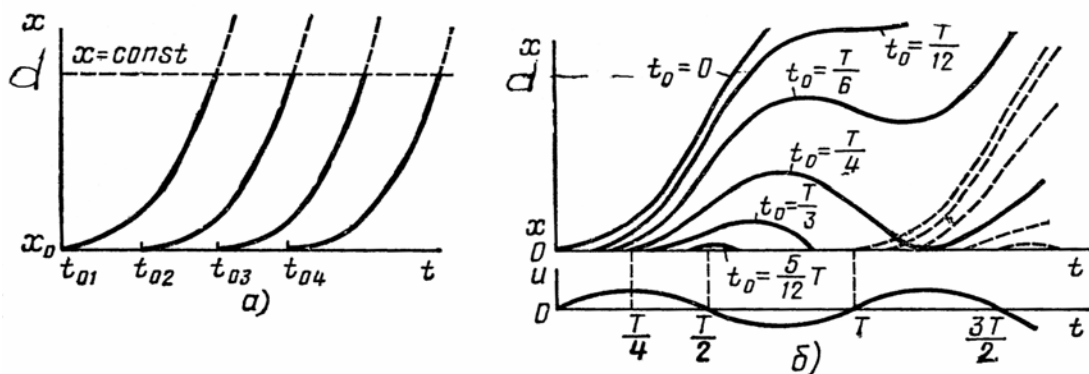


Рис. 1.3 — Пространственно-временные диаграммы движения электронов в плоском диоде:

а — в отсутствие СВЧ-напряжения на аноде при  $U_0 > 0$ ;

б — при  $U_m > 0$ ;  $U_0 = 0$

#### 1.4 Ток во внешней цепи МВП. Уравнение и форма наведенного тока

Основным назначением большинства электронных приборов является создание в их внешней цепи электрического тока, меняющегося во времени по определенному закону под действием приложенных к прибору постоянных и переменных напряжений. В результате этого должно осуществиться усиление, генерирование сигналов. Законы, определяющие протекание тока на

низких и сверхвысоких частотах, значительно различаются. Если на низких частотах мгновенный ток во внешней цепи какого-либо электрода прибора равен конвенционному току (ток переноса свободных зарядов), то на СВЧ эти токи различаются, так как во время движения электронов существенно меняется приложенное к электроду переменное напряжение.

Рассмотрим плоский слой полупроводника толщиной  $d$  с двумя не выпрямляющими контактами, к которым приложено постоянное напряжение  $U_0$  (рис. 1.4), или зазор резонатора в вакуумном приборе (рис. 1.5), во внешней цепи которого включен источник переменного напряжения с нулевым внутренним сопротивлением. Если свободных зарядов нет, то на внутренних поверхностях металлических электродов будут заряды  $\pm Q_0$ , определяемые по теореме Гаусса в виде

$$Q_0 = \epsilon_r \epsilon_0 E_0 S, \quad (1.25)$$

где  $S$  — площадь электрода;  $E_0 = U_0/d$  — напряженность поля.

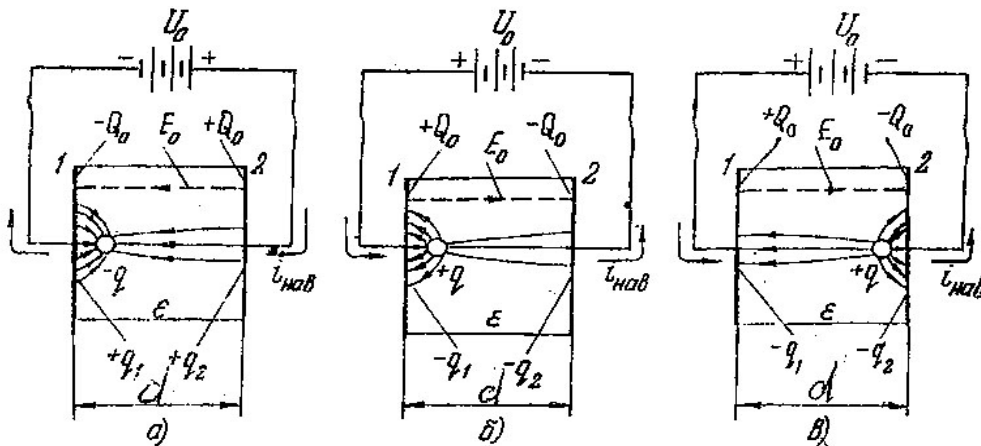


Рис. 1.4 — Наведение зарядов и тока во внешней цепи зазора

Пусть вблизи границы 1 появился свободный точечный заряд  $-q$  или  $+q$  (рис. 1.4), или заряженный слой  $q$  (рис. 1.5), вышедший из первого электрода. В целом система остается электрически нейтральной, но возникают дополнительные электрические поля по обе стороны заряда  $q$ , а на электродах появляются соответственно положительные или отрицательные заряды  $-q_1, -q_2$  (или  $+q_1, +q_2$ ). На основании закона сохранения заряда  $\sum q = 0$ , т.е.

$$q_1 + q_2 + q = 0. \quad (1.26)$$

Картина электрического поля заряда  $q$ , накладывающегося на поле  $E_0$ , показана на тех же рисунках. Если  $q$  находится вблизи электрода 1, то густота силовых линий слева от заряда  $q$  больше, чем справа, и  $|q_1| > |q_2|$ . При перемещении заряда  $q$  под действием поля  $\bar{E}_0$  ко второму электроду картина поля изменяется, так как  $|q_1| < |q_2|$ . В процессе движения в зазоре свободного заряда  $q$  во внешней цепи, соединяющей электроды 1 и 2, происходит перетекание электрического заряда, которое получило название **наведенного тока**, поскольку оно обусловлено изменением зарядов  $q_1, q_2$ , наводимых свободным зарядом  $q$ . При приближении  $q$  ко 2-му электроду имеем  $|q_1| \rightarrow 0, |q_2| \rightarrow q$ , и в момент соприкосновения свободного заряда  $q$  со вторым электродом заряды  $q_2$  и  $q$  нейтрализуют друг друга. Ток во внешней цепи исчезает в момент удара заряда  $q$  об электрод.

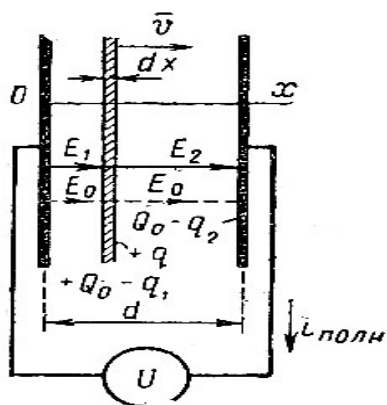


Рис. 1.5 — Наведение тока во внешней цепи при движении заряда  $+q$  в плоском зазоре

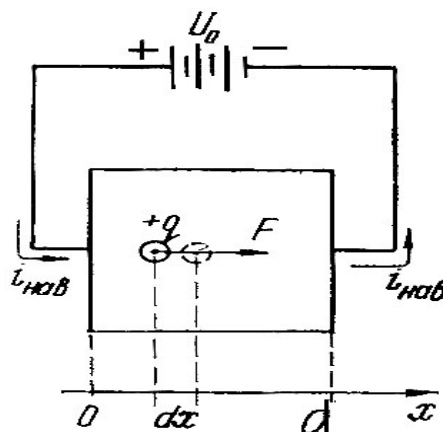


Рис. 1.6 — К выводу уравнения наведенного тока

Для вывода уравнения наведенного тока рассмотрим силу  $F$ , действующую на заряд  $q$ , находящийся внутри плоского зазора (рис. 1.6). В этом случае сила  $F = q U_0 / d$ , работа  $dW_1$ , совершаемая электрическим полем при перемещении заряда на расстояние  $dx$ , определяется соотношением

$$dW_1 = F dx = e E dx = q \frac{U_0}{d} dx . \quad (1.27)$$

Энергия  $dW_2$ , отдаваемая источником напряжения  $U_0$  за время  $dt$ , в течение которого происходит перемещение заряда, связа-

на с мгновенным наведенным током  $I_n$  (на рисунках  $i_{нав}$ ), протекающем во внешней цепи прибора, равенством

$$dW_2 = I_n U_0 dt. \quad (1.28)$$

Так как  $dW_1 = dW_2$ , наведенный ток для плоских зазоров запишем в виде

$$I_i = \frac{q dx}{d \cdot dt} = \frac{qv}{d}. \quad (1.29)$$

В случае  $n$  числа свободных зарядов, имеющих скорости  $v_n$  в поле  $E_n$ , наведенный ток следует определять в виде

$$I_n = \sum_n q_n \frac{E_n}{U_0} v_n = \int_V (\vec{E} \cdot \vec{v}) \rho \cdot dV, \quad (1.29a)$$

где  $E = \frac{E_n}{U_0}$ ,  $V$  — объем межэлектродного пространства.

**Выводы** на основании уравнений (1.29) и (1.29a):

1. В зазоре существуют конвекционный ток и ток смещения, зависящий от переменного напряжения, а во внешней цепи зазора — наведенный и емкостной токи. Если электроды сделать пронизываемыми для свободных носителей, то наведенный ток в цепи этих электродов состоится, но оседания заряженных частиц на электродах не будет. Наведение тока происходит при движении носителей вблизи какого-либо электрода.

2. Ток во внешней цепи максимален, когда скорость носителей в зазоре параллельна электрическому полю.

3. Чем больше заряженных частиц и их скорость, тем больше наведенный ток во внешней цепи. Если скорость носителей заряда  $v$  становится равной нулю, ток во внешней цепи прекращается.

4. Длительность импульса наведенного тока зависит от времени пролета носителей и длины промежутка.

**Форма наведенного тока во внешней цепи при движении точечного заряда или короткого сгустка с постоянной скоростью** будет в виде прямоугольного импульса (рис. 1.7, а) с амплитудой

$$I_n = \frac{qv_n}{d} \text{ и длительностью } \tau = d / v_n.$$

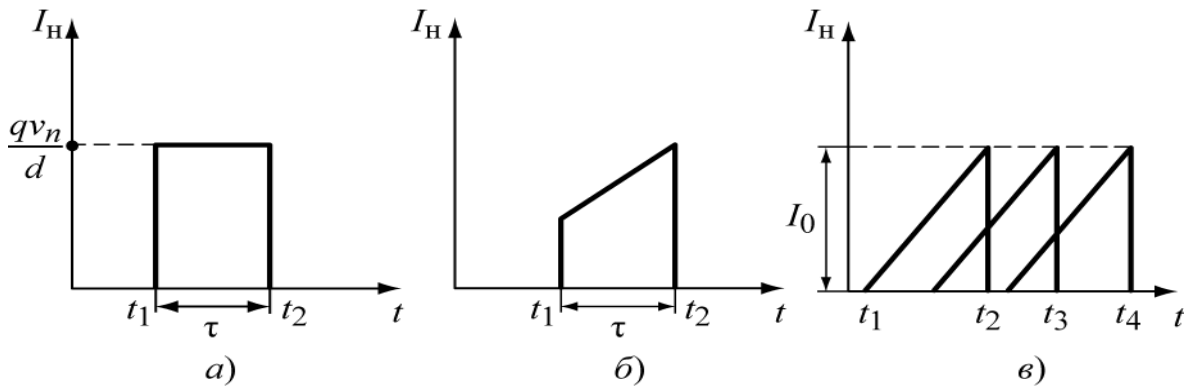


Рис. 1.7 — Прямоугольные импульсы, возникающие при движении точечного заряда или короткого сгустка

Во внешней цепи зазора, в котором скорость электронов  $v$  имеет вид (1.12), наведенный ток определяется соотношением

$$I_H = - \left[ \frac{ev_0}{d} + \frac{e^2 U_0}{md} (t - t_1) \right], \quad (1.30)$$

а форма его показана на рис. 1.7, б.

Согласно (1.30) до появления электрона в зазоре наведенный ток равен нулю. В момент  $t = t_1$  величина наведенного тока становится равной  $ev_0/d$ , после чего ток линейно изменяется во времени. В момент попадания на второй электрод наведенный ток падает до нуля.

При наличии постоянного напряжения  $U_0$  на зазоре и нулевой начальной скорости частиц, импульс наведенного тока будет иметь треугольную форму. Большое число непрерывных треугольных импульсов  $I_H$  (рис. 1.7, в), имеющих длительность  $\tau$ , образуют суммарный ток  $I_0$ , соответствующий среднему значению конвекционного тока.

## 1.5 Наведенный ток модулированным потоком

Рассмотрим наведение тока в зазоре непрерывно поступающим потоком электронов,двигающимся с одинаковой и неизменной скоростью  $v_0$ , но с модулированной по времени объемной плотностью  $\rho = \rho_0 + \rho_m \sin \omega t$ .

Величину конвекционного тока, проходящего через площадь поперечного сечения  $S$  зазора, записываем в виде:



$$I_k = \rho v_0 S = I_0 + I_m \sin \omega t. \quad (1.31)$$

Разобьем заряд в зазоре на узкие слои  $dx$ , для которых можно применить полученное уравнение наведенного тока (1.29). Обозначим время середины зазора —  $t_0$ , тогда для любой точки в зазоре  $t = t_0 + x/v_0$ ,  $dt = dx/v_0$ . Величина заряда в узком слое  $dx$  (рис. 1.5), равна  $dq = I_k dt$ , а наведенный этим слоем ток

$$dI_i = dq \frac{v_0}{d} = I_k dt \frac{v_0}{d} = I_k \frac{dx}{d}, \quad (1.32)$$

где  $dt$  — время прохождения слоем заряда  $dq$  пути  $dx$  со скоростью  $v_0$ . С учетом (1.31) получаем наведенный слоем заряда ток:

$$dI_i = (I_0 + I_m \sin \omega t) \frac{v_0}{d} dt.$$

Все слои зарядов в плоском зазоре создадут во внешней цепи наведенный ток величиной

$$I_i = \frac{v_0}{d} \int_{-d/2}^{d/2} (I_0 + I_m \sin(\omega t_0 + \omega x/v_0)) dx/v_0,$$

Взяв интеграл, получим

$$I_i = I_0 + I_m M \sin \omega t_0, \quad (1.33)$$

где

$$M = \sin \left( \frac{\omega d}{2v_0} \right) / \left( \frac{\omega d}{2v_0} \right) = \frac{\sin \theta / 2}{\theta / 2}. \quad (1.34)$$

Коэффициент  $M$  — характеризует взаимодействие носителей заряда с электрическим полем зазора, определяется углом пролета зазора  $\theta = \omega \tau_{np}$ .

Зависимость коэффициента  $M$  от угла пролета  $\theta$  показана на рис. 1.8.

Анализ выражений (1.34), (1.33) и (рис. 1.8) дает:

- постоянная составляющая наведенного тока и конвекционного тока

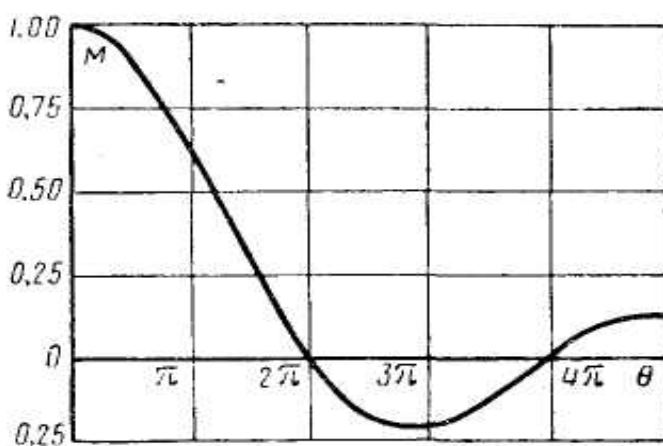


Рис. 1.8 — Зависимость коэффициента взаимодействия поля плоского зазора с электронным потоком от угла пролета через зазор

совпадают и не зависят от угла пролета  $\theta$ ;

- при малом угле пролета  $M \rightarrow 1$  и наведенный ток по величине оказывается равным конвекционному току. С увеличением  $\theta$  (рис. 1.8) происходит уменьшение амплитуды наведенного тока до величины  $MI_m$ . При  $\theta = 2 \cdot \pi$  переменная составляющая наведенного тока обращается в нуль, несмотря на то что конвекционный ток в зазоре существовал. Чтобы наведенный ток не уменьшался более чем на 20 % относительно конвекционного, рекомендуется конструктивно делать зазоры такими, чтобы  $M \geq 0,7$ ;

- частота конвекционного и наведенного токов  $\omega$  одинакова;
- реальный зазор протяженности  $d$  можно заменять в расчетах зазором нулевой протяженности, расположенным в центре реального зазора, при условии уменьшения амплитуды конвекционного тока в  $M$  раз, фаза тока в (1.33) соответствует фазе середины реального зазора.

В реальных приборах ток переноса не обязательно должен иметь гармонический характер. Более того, предпочтительны короткие импульсы конвекционного тока. Уравнение (1.33) применимо и в этом случае, но функцию тока  $I_k = \varphi(t)$  следует при этом представлять в виде гармонического ряда Фурье:

$$I_k = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} [A_n \sin(nt) + B_n \cos(n\omega t)]. \quad (1.35)$$

Коэффициенты взаимодействия  $M_n$  для каждой гармоники оказываются различными и равными:

$$M_n = \sin\left(\frac{n\omega d}{2v_0}\right) \Big/ \left(\frac{n\omega d}{2v_0}\right) = \sin\left(\frac{n\theta}{2}\right) \Big/ \left(\frac{n\theta}{2}\right). \quad (1.36)$$

Наведенный ток представляется с учетом (1.35) и (1.36) суммой

$$I_i = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \dot{I}_n [A_n \sin(n\omega t) + B_n \cos(n\omega t)]. \quad (1.37)$$

Форма наведенного тока (1.37) отличается от формы конвекционного тока (1.35), так как при больших  $n$  величина  $M_n$  уменьшается до нуля. Только при очень коротких импульсах конвекционного тока (близких к  $\delta$ -функции Дирака) амплитуды наведенного и конвекционного токов для гармоник одинаковы.

## 1.6 Отбор энергии от движущихся носителей заряда

Механизм отбора энергии от потока электронов и условия превращения ее в СВЧ-энергию представляют большой интерес. Принцип наведения тока движущимися носителями заряда, рассмотренный ранее, позволяет понять важные физические процессы, связанные с преобразованием энергии в МВП. Включим во внешнюю цепь двухэлектродного промежутка активное сопротивление  $R$  (рис. 1.9).

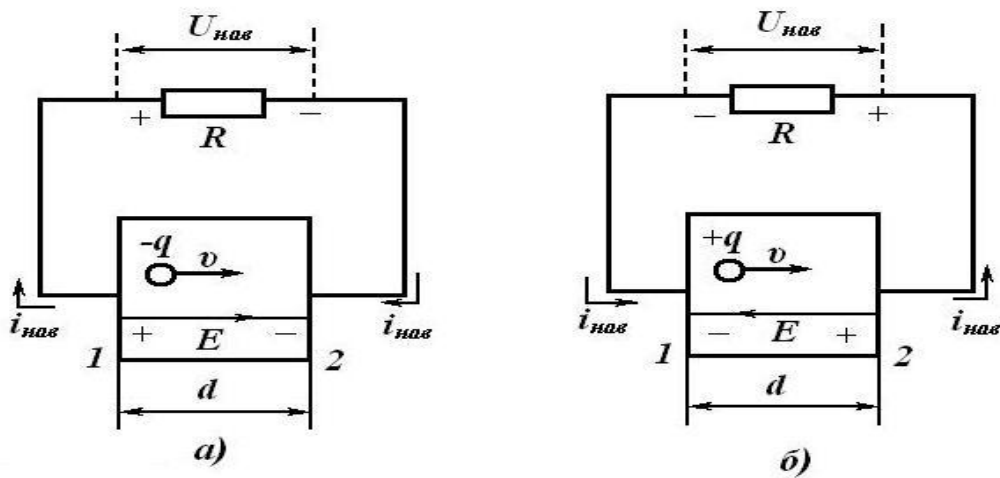


Рис. 1.9 — Отбор энергии от движущихся носителей заряда при включении сопротивления  $R$

Предположим, что отрицательные носители заряда  $-q$  движутся с уже заданной скоростью  $v$ . Во внешней цепи течет наведенный ток, на сопротивлении  $R$  появляется мгновенное наведенное напряжение

$$U_{нав} = i_n \cdot R = \frac{q \cdot v}{d} \cdot R, \quad (1.38)$$

полярность которого определяется направлением движения тока  $i_i$ . Направление тока  $i_i$  (рис. 1.9) определяется знаком движущихся зарядов, при движении отрицательных зарядов — электронов — ток во внешней цепи направлен навстречу им. Электрическое поле  $E = U_{нав} / d$ , возникающее в зазоре, оказывается тормозящим для носителей заряда. Получается, что при движении заряда в рабочем пространстве прибора автоматически соз-

даются условия, при которых происходит торможение носителей и передача во внешнюю цепь части их энергии, полученной от источника постоянного напряжения, обеспечивающего скорость  $v$ . Мгновенная мощность, передаваемая от носителей в нагрузку  $R$ , будет равна  $D = i_i^2 R$ . Если пластины зазора соединить между собой, то  $R = 0$  и  $P = 0$ .

В качестве внешнего сопротивления  $R$  (рис. 1.10) в микроволновом диапазоне можно использовать сопротивление согласованной линии передачи типа замедляющей системы (ЗС) или резонансное сопротивление резонатора (рис. 1.10, б).

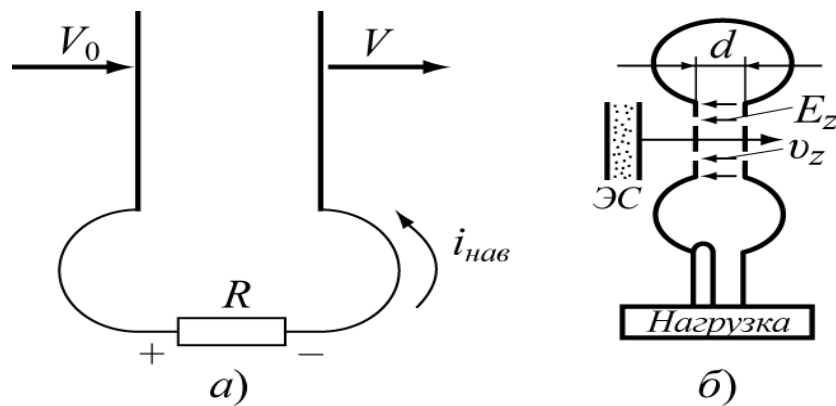


Рис. 1.10 — К пояснению процесса отбора энергии от электронов

Отметим, что сопротивление линии передачи чисто активная величина, составляющая не более 200 Ом. Резонатор на дискретных частотах ( $f = f_{d0}$ ) обладает активным резонансным сопротивлением, порядка  $10^3—10^5$  Ом [2].

Активную среду с движущимися носителями целесообразно располагать в области резонатора или линии передачи (электродинамические системы приборов — ЭДСП), где имеется максимальное электрическое СВЧ-поле (рис. 1.11).

Полезная внешняя нагрузка подключается к ЭДСП через вывод энергии, роль которого могут играть петля связи (рис. 1.11) или отверстие связи и отрезок коаксиальной, или волноводной, или микрополосковой линий.

Активное сопротивление резонансной системы  $R$  для эффективного взаимодействия должно быть согласовано с сопро-

тивлением электронного потока по постоянному току  $R_0$ . При амплитуде переменного напряжения на резонаторе, равной напряжению постоянного источника  $U_m = U_0$ , амплитуда наведенного тока составляет  $I_i = M \cdot I_0$ . Тогда  $R_0 = U_0 / I_0$  — сопротивление электронного потока. Сопротивление внешней нагрузки должно быть равно

$$R = \frac{U_m}{I_n} = \frac{U_0}{M \cdot I_0} = \frac{R_0}{M} = (1 \div 0,5) \cdot R_0. \quad (1.39)$$

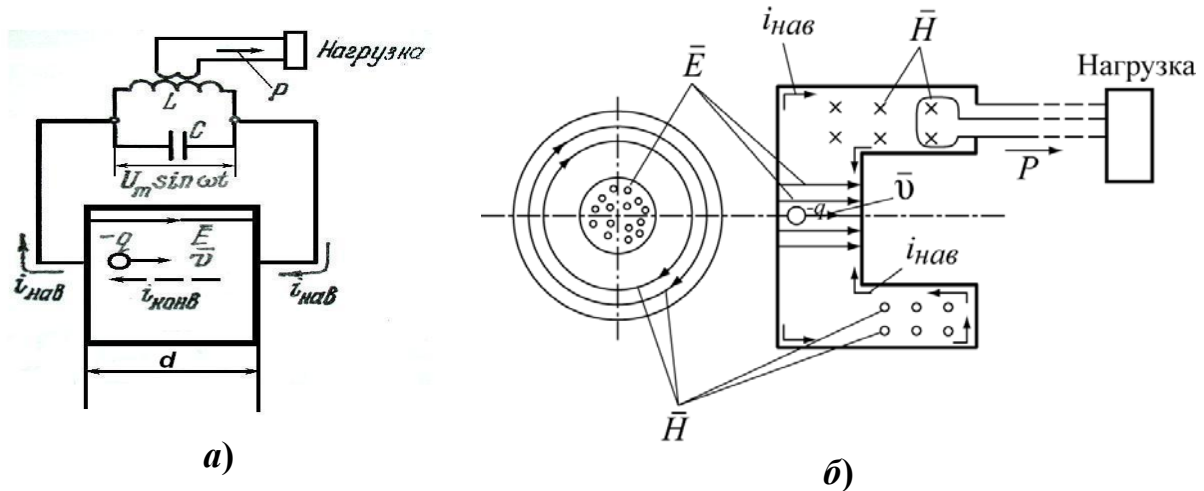


Рис. 1.11 — Отбор энергии от электронов с помощью резонатора:  
 а — эквивалентная схема; б — вариант устройства (две проекции).  
 Показана структура высокочастотного поля в резонаторе

Максимальная эффективность взаимодействия потока с контуром наблюдается при  $M \rightarrow 1$ , т.е. при равенстве сопротивления потока и контура  $R \approx R_0$ . Чтобы  $M$  не снижала величину наведенного тока, следует угол пролета зазора брать не более  $0,8\pi$  (рис. 1.8). Поэтому приборы, использующие узкие зазоры резонаторов, принято относить к устройствам с кратковременным взаимодействием потока носителей с электромагнитным полем. Выражение (1.39) будет требованием величины сопротивления электронно-оптической системы ЭВП.

Заметим, прохождение в зазоре одиночных сгустков возбуждает во внешней цепи затухающие колебания с постоянной времени  $\tau_c$ , зависящей от нагруженной добротности резонатора  $Q_i$  и  $\omega_0 = 2\pi f_0$  — круговой частоты резонатора:  $\tau_c = 2Q_i / \omega_0$ . Чтобы колебания были незатухающими, необходимо пропускать

последующий сгусток заряда в момент, когда наведенное СВЧ-поле снова станет тормозящим (рис. 1.12, *a*), т.е. частота следования сгустков  $f$ , должна быть либо равна собственной частоте резонатора  $f_0$  (рис. 1.12, *б*), либо быть в  $n$  раз меньше ( $n = 2, 3, \dots$ ). В последнем случае сгустки проходят через рабочее пространство не в каждый из тормозящих полупериодов поля, а пропускают один или большее число таких полупериодов. На этом основана работа умножителей частоты, усилители и генераторы работают при  $n = 1$ .

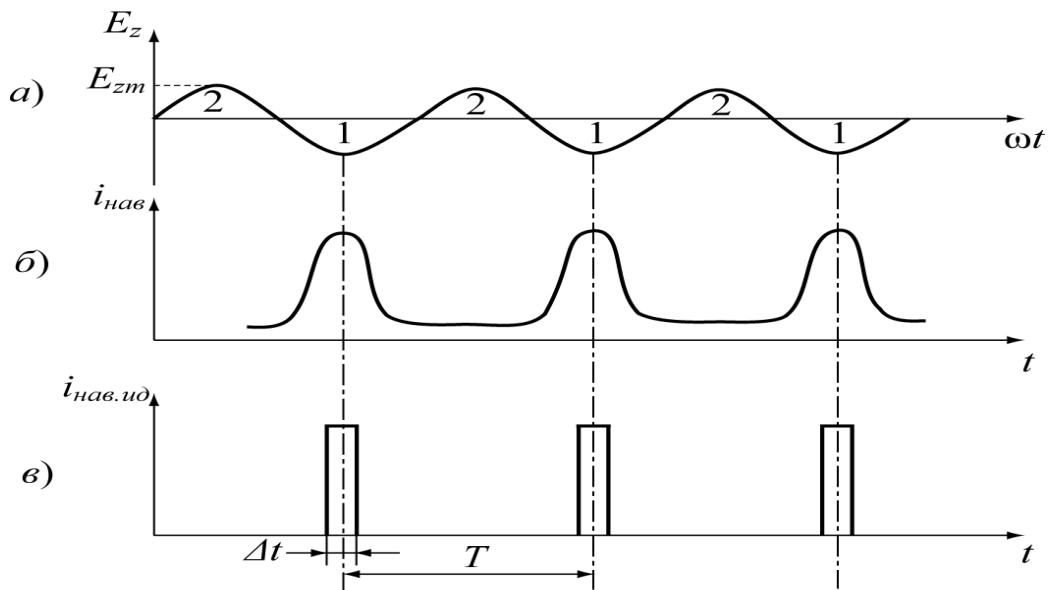


Рис. 1.12 — Обеспечение эффективной передачи энергии электронов высокочастотному полю резонатора:

1 — тормозящий полупериод; 2 — ускоряющий полупериод

Рассмотрим, при какой форме зависимости конвекционного тока от времени будет достигнута максимальная мощность в нагрузке. Пусть  $v_0 = \text{const}$ ;  $U_0 = 0$ ;  $\tau_{i\delta} < T$ . Для получения наибольшей выходной мощности необходимо, чтобы в моменты максимального тормозящего поля проходило максимальное число носителей заряда. Этому требованию удовлетворяет прямоугольная форма конвекционного тока с малой длительностью  $\Delta t$  (рис. 1.12, *в*) —  $\delta$ -функции. Это означает, что при  $U_m = U_0$  вся кинетическая энергия носителей будет использована и преобразована в энергию СВЧ-колебаний.

На практике не удастся осуществить идеальную форму конвекционного тока (рис. 1.12, в). Но получение коротких, хорошо выраженных сгустков является одной из важнейших задач МВП, которая в разных классах приборов решается по-разному.

В нерезонансных приборах используются замедляющие системы (ЗС), в которых осуществляется длительное взаимодействие носителей заряда с переменным полем и непрерывный отбор энергии от электронного потока. В замедляющих системах распространяются бегущие волны с фазовой скоростью не только меньшей скорости света,  $v_\phi < c$ , но  $v_\phi$  замедлены до скоростей электронных сгустков  $v_0$ . Если вводить электронные сгустки в тормозящее электрическое поле ЗС (рис. 1.13) через одинаковые интервалы, равные  $\lambda_\phi$  при  $v_0 \geq v_\phi$ , то они будут тормозиться полем и передавать ему свою кинетическую энергию. Обеспечить высокие КПД в таких системах невозможно, так как снизить скорость носителей до нуля нельзя.

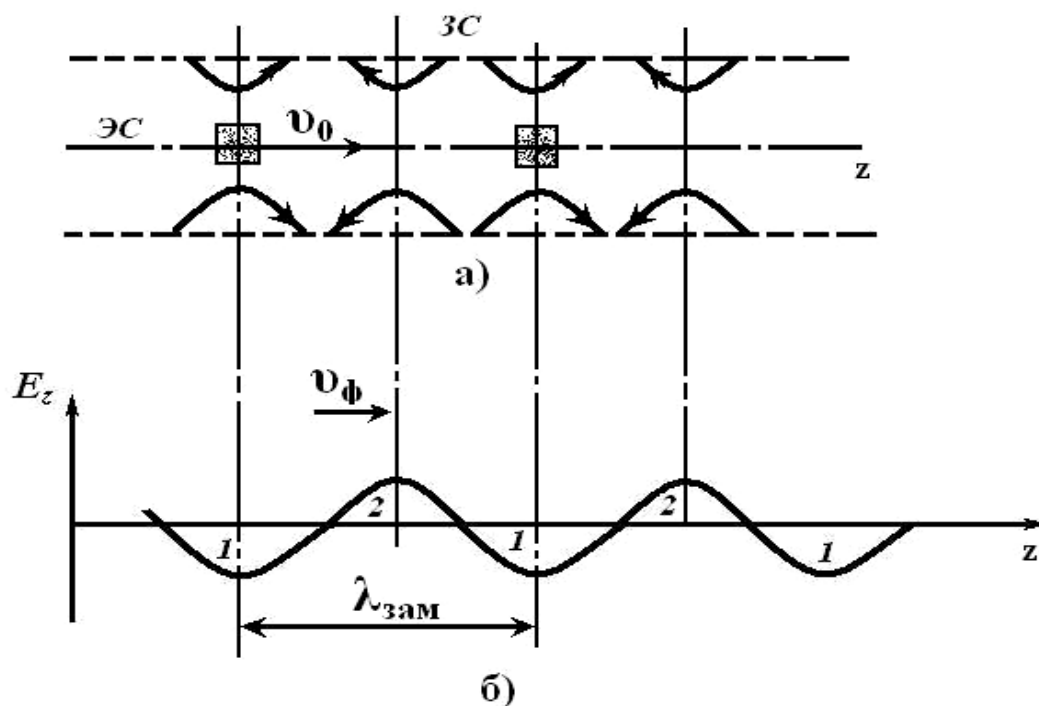


Рис. 1.13 — Обеспечение эффективной передачи энергии электронных сгустков высокочастотному полю замедляющей системы

Следует различать два физических механизма отбора энергии:

- отбор *кинетической* энергии у носителей, при котором в результате торможения происходит уменьшение направленной скорости движения частиц. Идеальный режим отбора соответствует затормаживанию частиц и их остановке в пределах второго электрода;
- отбор *потенциальной* энергии, когда средняя направленная скорость частиц остается неизменной в течение всего времени пролета, несмотря на наличие непрерывного торможения. Постоянное электрическое поле, созданное в пространстве взаимодействия, непрерывно восстанавливает скорость носителей до среднего значения. Носители заряда играют при этом роль «промежуточной инстанции» в процессе преобразования потенциальной энергии в СВЧ-энергию.

#### **Выводы:**

1. Отбор энергии у носителей заряда (электронов) осуществляется только тормозящим электрическим полем, создаваемым резонатором, или линией типа замедляющей системы (ЗС).
2. Конвекционный ток носителей заряда должен поступать в пространство отбора энергии только в моменты тормозящего электрического поля, он должен быть модулирован по плотности.
3. Максимальная отдача энергии наблюдается при коротких сгустках носителей ( $\Delta t \ll T/2$ ) и прохождении их в моменты максимумов тормозящего поля; когда направления скорости движения носителей и электрического поля коллинеарны;
4. Частота следования сгустков электронов в генераторах, усилителях на входе и выходе одинакова  $f_{0\text{âđ}} = f_{0\text{âîđ}}$ , в умножителях частоты меньше в  $n$  раз.
5. На резонансном сопротивлении резонатора  $R_0$  выделяется напряжение только на резонансной частоте  $f_0$ . Для остальных частот резонатор представляет нулевое сопротивление.
7. Любой микроволновый прибор может быть представлен по функциональным назначениям входящих в его конструкцию узлов в виде схемы (рис. 1.14).



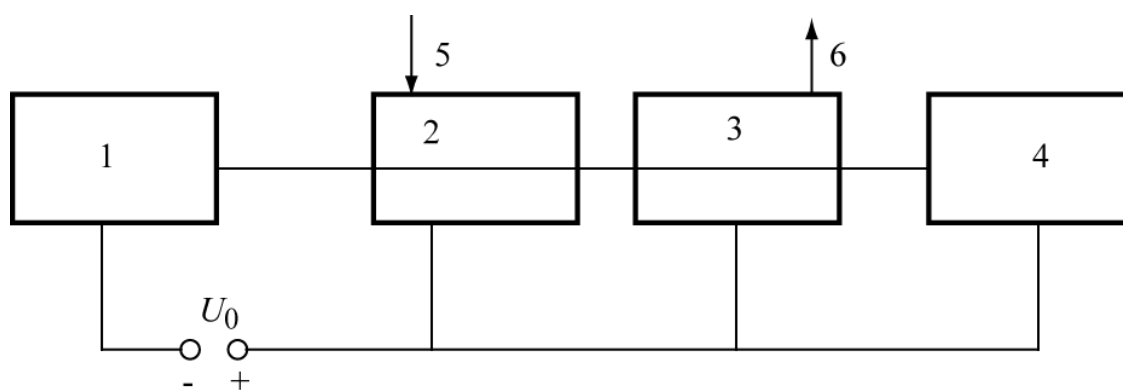


Рис. 1.14 — Схема принципиальных узлов МВП:

- 1 — электронная оптическая система (ЭОС), носители заряда;
  - 2 — управляющая система, создающая из непрерывного электронного потока сгустки, называется также модулятором электронного потока;
  - 3 — устройство отбора СВЧ-энергии от потока носителей;
  - 4 — коллектор для удаления отработанных электронов;
  - 5 — входное устройство (ввод энергии);
  - 6 — выходное устройство (вывод энергии).
- $U_0$  — система обеспечения постоянным напряжением

## 1.7 Управление электронным потоком

Для получения необходимой формы наведенного тока (рис. 1.12, в) в устройстве отбора энергии непрерывный поток электронов должен быть перегруппирован в последовательность коротких импульсов. Процесс преобразования непрерывного потока в модулированный по плотности называется управлением, а устройства, выполняющие эту процедуру, — управляющими.

Существует два метода управления потоком:

1. *Электростатическое управление*, применяется в триодах, тетрадах, транзисторах вплоть до сантиметровых волн;
2. *Динамическое управление*, применяется в остальных СВЧ-приборах.

При электростатическом управлении на сетку, например, триода, тетрода или на затвор транзистора подается постоянное отрицательное напряжение  $U_{0c}$  (рис. 1.15) относительно катода или базы. В рабочем режиме на зазор катод-сетка подаются колебания с амплитудой переменного напряжения  $U_{mc}$ . Когда в определенные моменты времени напряжение становится  $U_{mc} - U_{0c} > 0$ , в последующий зазор прибора начинает поступать конвекцион-

ный ток в виде импульсов, длительность которых зависит от длительности разности напряжений  $U_{mc} - U_{0c}$  (рис. 1.15). На коротких волнах сантиметрового диапазона из-за большого угла пролета  $\theta_{k-c}$  и связанных с этим потерь входной мощности этот вид управления потоками заряженных частиц не применяется.

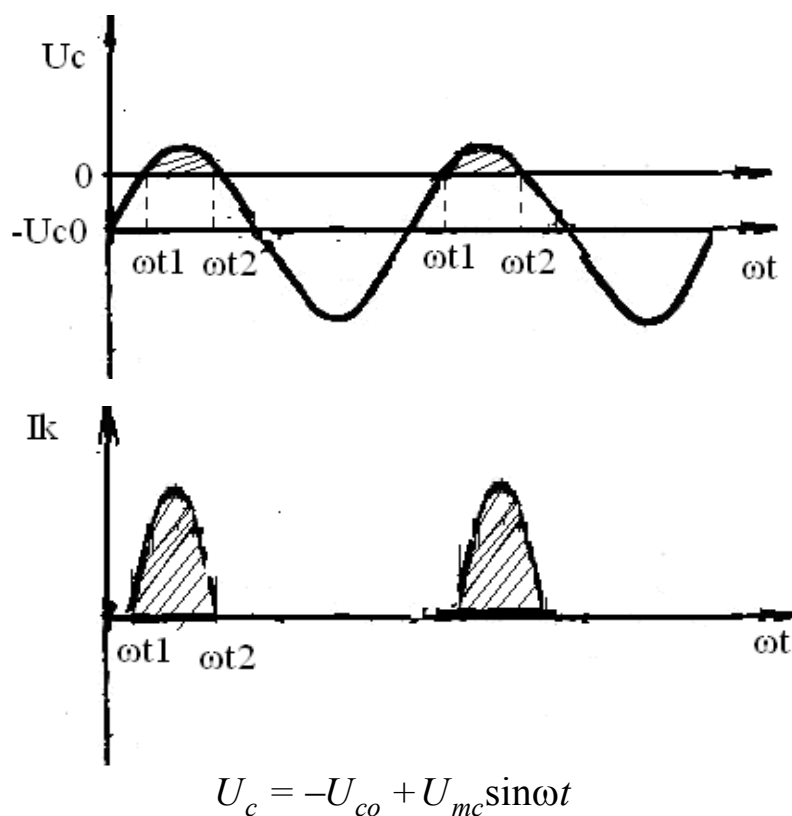


Рис. 1.15 — Конвекционный ток при электростатическом управлении

Динамическое управление потоком носителей заряда опирается на использование механизмов скоростной модуляции и модуляции плотности.

Переменная составляющая конвекционного тока  $I(t)$  не обязательно должна создаваться в управляющем устройстве. Управляющее устройство должно обеспечить в пространстве отбора энергии ток, изменяющийся по закону  $I_k = I_0 + I(t)$ , где  $I(t)$  периодическая функция времени.

Поэтому процессы модуляции скорости и плотности в одних приборах бывают разнесены пространственно, в других приборах эти механизмы применяются одновременно. Рассмотрение конкретных механизмов управления (группировки) электронов в потоках будет проведено дальше в каждом микроволновом приборе.

## Глава 2. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПРИБОРОВ СВЧ

### 2.1 Резонаторы

В микроволновых приборах электромагнитные поля резонаторов и замедляющих систем (электродинамических систем) задействованы в принципе работы. Переменные электрические поля, вводимые или наводимые в электродинамических системах приборов СВЧ, взаимодействуют с пропускаемыми электронными потоками. Выходные параметры приборов СВЧ определяются параметрами и характеристиками электродинамических систем.

Объемные резонаторы [2], [12] — это колебательные системы микроволнового диапазона, представляющие собой полые металлические системы, внутри которых концентрируется переменное электромагнитное поле. Область существования этого поля  $V$  можно отделить от остального пространства условной границей  $S$ , излучение энергии через которую отсутствует.

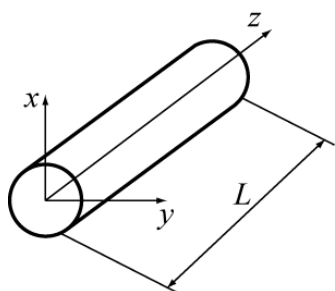


Рис. 2.1 — Резонатор

Простейшим резонатором может служить отрезок любого волновода (рис. 2.1), закрытый с обеих сторон металлическими крышками. Резонанс в системе наступает тогда, когда выполняется фазовое условие резонанса, имеющее следующий вид:

$$2\beta l + \varphi_1 + \varphi_2 = 2\pi n, \quad (2.1)$$

где  $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_g}$  — фазовая постоянная волны в

линии, имеющей длину волны —  $\lambda_g$ ;  $n = 1, 2, \dots$  — целое число;  $\varphi_1, \varphi_2$  — набег фазы волны при ее отражении от торцевых крышек. Фазовый набег волны при отражении от металлической крышки равен  $\pi$ , в отсутствии крышки — нулю.

В микроволновых приборах применяются следующие типы резонаторов: тороидальные (рис. 2.2, а), коаксиальные с сосредоточенной емкостью (рис. 2.2, б), призматические (на базе прямоугольного волновода) с укорачивающей емкостью (рис. 2.2, в), многоззорные (рис. 2.2, г), магнетронные (рис. 2.2, д) и различные их модификации.

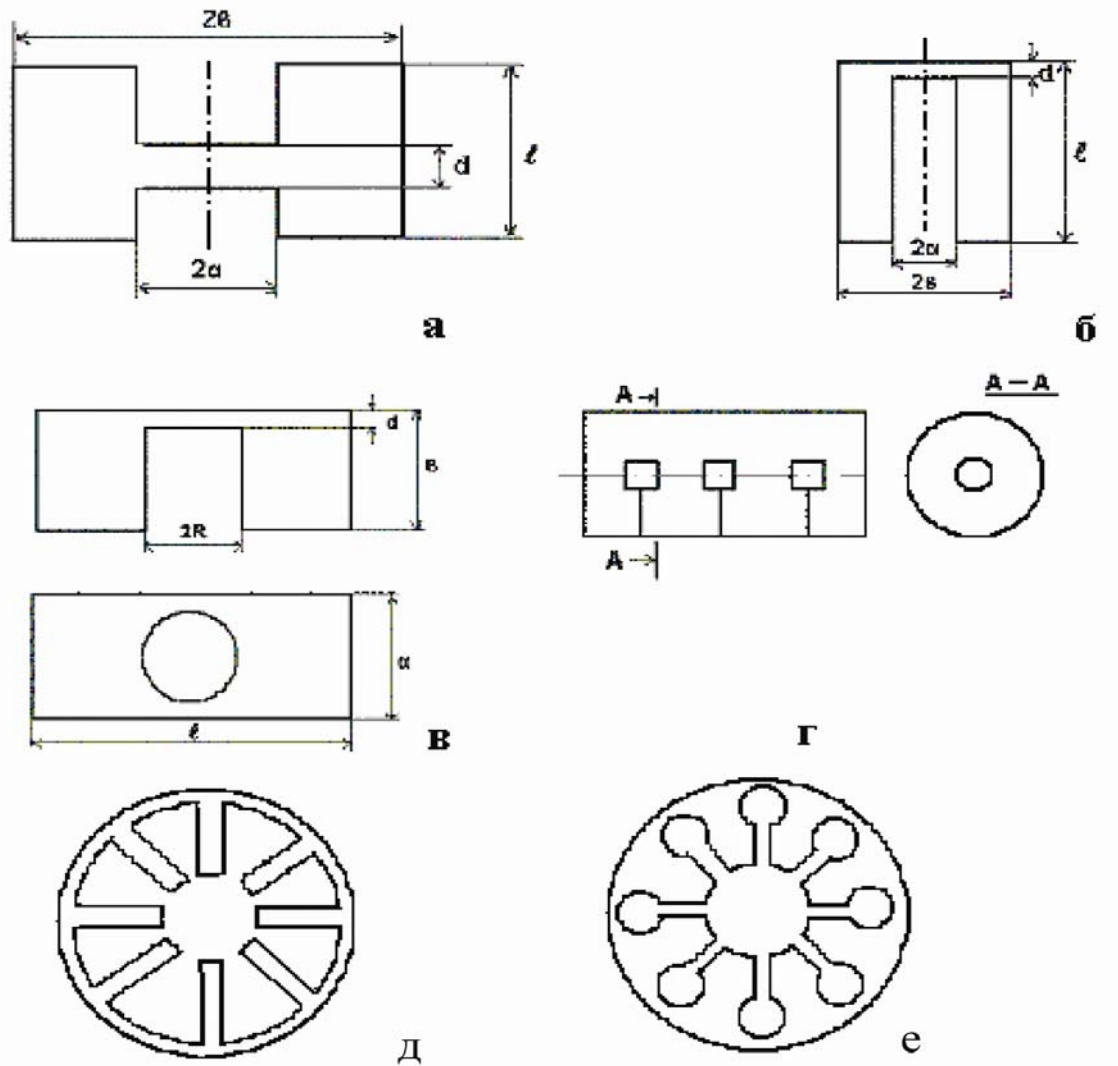


Рис. 2.2 — Типы резонаторов СВЧ-приборов

Основными (собственными) параметрами резонаторов являются те, которые легко измеряются, рассчитываются и определяются только типом колебания, электродинамическими параметрами материала и геометрией резонатора. В диапазоне СВЧ такими параметрами приняты:

**резонансная длина волны  $\lambda_0$**  (резонансная частота  $f_0$  или круговая частота  $\omega_0$ ), на которой резонатор способен накапливать максимальную энергию. Определяется из (2.1);

**активная проводимость  $G_0$** , являющаяся мерой активных потерь мощности в резонаторе;

**собственная или ненагруженная добротность  $Q_0$** , определяющаяся отношением активной и реактивной проводимостей резонатора вблизи резонансной частоты.

Параметры  $\lambda_0$ ,  $G_0$ ,  $Q_0$  полностью заменяют собой параметры контуров низкочастотной радиотехники. При определении собственных параметров резонатор предполагается изолированным от внешних нагрузок, влияние которых учитывается дополнительно в понятиях внешней  $Q_{BH}$  и нагруженной  $Q_H$  добротностей:

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W_{зан}}{P_{пот.p}}; Q_{BH} = \omega_0 \frac{W_{зан}}{P_{пот.нагр}}; Q_H = \omega_0 \frac{W_{зан}}{P_{пот.рез} + P_{пот.нагр}}. \quad (2.2)$$

Добротности связаны часто применяемым уравнением

$$\frac{1}{Q_H} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{BH}}, \quad (2.3)$$

где  $W_{зан}$  — запасенная энергия в резонаторе;  $P_{пот.p}$  — мощность потерь в резонаторе (обычно в стенках);  $P_{пот.нагр}$  — мощность потерь в нагрузке;  $P_{пот}$  — мощность потерь в резонаторе и в нагрузке.

С помощью добротностей  $Q_0$ ,  $Q_{BH}$ ,  $Q_H$  можно определить коэффициент полезного действия резонатора двухполюсника  $\eta_{рез}$  (рис. 1.11, б) в виде

$$\eta_{рез} = \frac{Q_H}{Q_{BH}} = 1 - \frac{Q_H}{Q_0}. \quad (2.4)$$

Величины  $Q_0$ ,  $Q_{BH}$  и  $Q_H$  после изготовления резонатора могут быть измерены в измерительной линии [1] методом двухполюсника и соотношений:

$$Q_0 = \frac{\omega_0}{2G_0} \left( \frac{dB}{d\omega} \right)_{\omega \rightarrow \omega_0}, \quad Q_{BH} = \frac{\omega_0}{2G_H} \left( \frac{dB}{d\omega} \right)_{\omega \rightarrow \omega_0},$$

$$Q_H = \frac{\omega_0}{2(G_0 + G_H)} \left( \frac{dB}{d\omega} \right)_{\omega \rightarrow \omega_0}, \quad (2.5)$$

где  $G_H$  — активная проводимость нагрузки резонатора;

$(dB/d\omega)_{\omega \rightarrow \omega_0}$  — изменение реактивной проводимости резонатора вблизи резонансной частоты.

В диапазоне СВЧ при анализе работы генераторов и усилителей используется параллельная эквивалентная схема резонатора (рис. 2.3, в), для которой

$$B_0 = \omega C_0 - 1/(\omega L_0). \quad (2.6)$$

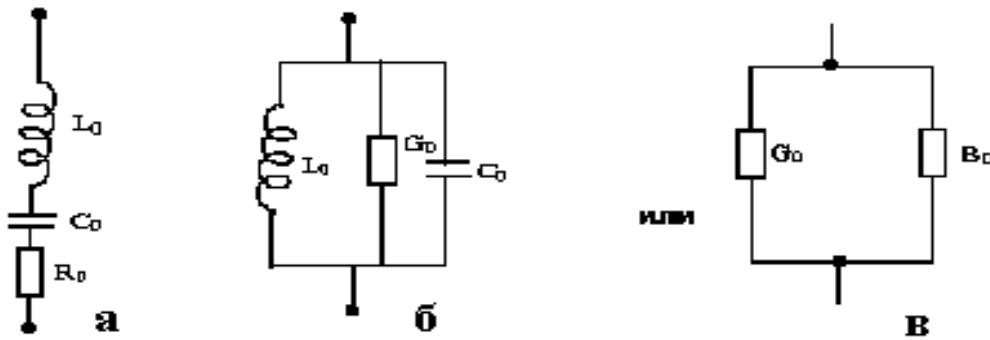


Рис. 2.3 — Эквивалентные схемы полого резонатора:  
*a* — последовательная; *б, в* — параллельные

Активная проводимость резонатора определяется выражением

$$G_0 = 2P_{\text{ном.р.}}/U_m^2, \quad (2.7)$$

где  $U_m = \int_a^b \bar{E} d\bar{l}$  — амплитуда СВЧ-напряжения в резонаторе, изме-

ряемая между заданными точками (чаще это на зазоре резонатора или на зажимах ввода-вывода энергии); напряженность электрического поля  $E$  берется между теми же точками резонатора. В случае электровакуумных приборов  $G_0$  определяется по отношению к точкам, в которых резонатор пронизывается электронным потоком, и составляет  $10^{-3}—10^{-5}$  [1/Ом или См — Сименс].

Ниже приведены некоторые формулы для определения резонансной частоты или длины волны резонаторов [12], показанных на рис. 2.2.

Для тороидального резонатора (рис. 2.2, *a*)

$$\lambda_0 = \pi\alpha \sqrt{\frac{2h}{d} \left( 1 + \frac{4d}{\pi\alpha} \ln \frac{h}{d} \right) \ln \frac{e}{a}}. \quad (2.8)$$

Собственная добротность и эквивалентное резонансное сопротивление тороидальных резонаторов (для других типов резонаторов см. [12]) вычисляются с помощью формул:

$$Q_0 = \frac{2\mu}{\delta\mu_{cm}} \cdot \frac{l \cdot \ln \frac{b}{a}}{2 \ln \frac{b}{a} + l \left[ \frac{1}{b} + \frac{1}{a} \right]}, \quad (2.9)$$

$$R_0 = \frac{R_S}{2\pi^3} \left( \frac{\lambda_0}{60L_0} \right)^2 \left[ \frac{l-d}{a} + \frac{l}{b} + 2 \ln \frac{b}{a} \right], \text{ Ом,} \quad (2.10)$$

где  $R_S = \sqrt{\frac{\omega \mu_{cm}}{2\sigma}}$  — поверхностное сопротивление; все геометрические размеры на соответствующих рисунках.

Для резонатора рис. 2.2, б частота определяется решением трансцендентного уравнения

$$\omega_0 \frac{\varepsilon \pi \alpha^2}{d} - \frac{1}{Z_C} \text{ctg} \frac{\omega_0 L}{c} = 0,$$

где  $Z_C = 60 \ln \frac{b}{a}$  — волновое сопротивление коаксиальной линии.

В случае резонатора (рис. 2.2, в) резонансная длина волны определяется также трансцендентным соотношением:

$$\frac{1}{Z_C} \text{ctg} \left\{ \frac{2\pi(l-R)}{\lambda_\varepsilon} \right\} = \frac{2\pi^2 R^2 \varepsilon_0 c}{d \lambda_0},$$

где  $c$  — скорость света;  $Z_C$  — волновое сопротивление волновода на волне  $H_{10}$ ;  $\lambda_\varepsilon$  — длина волны в волноводе;  $\lambda_{кр} = 2a$  — критическая длина волны;  $a$  — размер широкой стенки волновода;

$$Z_C = 377 \varepsilon / \sqrt{a^2 - \left( \frac{\lambda_0}{2} \right)^2}; \quad \lambda_\varepsilon = \lambda_0 / \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}} \right)^2}.$$

В случае резонатора магнетронного типа (рис. 2.2, е) [3] собственная частота отдельного резонатора (ячейки) определяется

формулой  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{d}{\varepsilon \mu \pi a}}$ , так как емкость и индуктив-

ность резонатора-ячейки равны соответственно  $C_0 = \frac{\varepsilon a h}{d}$ ,

$L_0 = \frac{\mu \pi R^2}{h}$ , размеры видны на рис. 2.4.

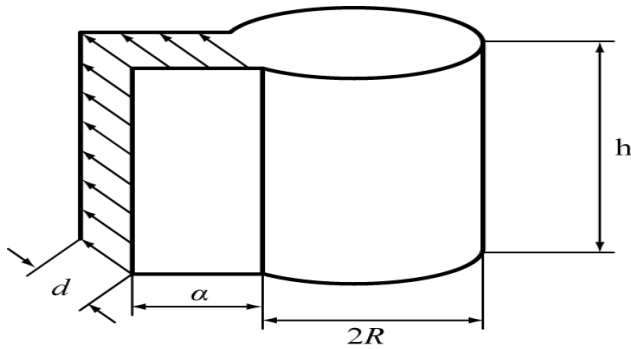


Рис. 2.4 — Резонатор магнетронного типа

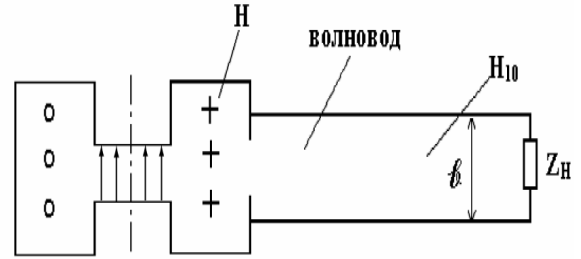


Рис. 2.5 — Связь с нагрузкой через отверстие

Перестройка частоты объемных резонаторов осуществляется путем изменения одного из размеров: высоты резонатора  $l$  (поршнем), или высоты зазора  $d$  (перемещение внутреннего выступа), или диаметра, если возможно (путем погружения нескольких металлических стержней в область с магнитным полем).

Связь с нагрузкой осуществляется либо петлей (рис. 1.13), либо через отверстие в резонаторе с выходом в торец волновода (рис. 2.5).

## 2.2 Замедляющие системы, параметры и характеристики их

В электронных приборах СВЧ нерезонансного типа для создания электромагнитных полей используются замедляющие системы (ЗС) — линии передачи, в которых фазовая скорость волны меньше скорости света в свободном пространстве, т.е.  $V_{\phi} < C$ .

Замедляющие системы (рис. 2.6) состоят из последовательности дискретных ячеек, образующих пространственную периодичность в направлении продольной оси. Расстояние между соседними идентичными элементами ЗС называется шагом структуры  $L$ , который может не совпадать с пространственным периодом  $D$  (рис. 2.6, *з*). Период  $D$  системы превышает шаг  $L$  в многоступенчатых структурах в несколько раз. Так, на рис. 2.6, *а—в* показаны одноступенчатые ЗС, когда  $L = D$ , а на рис. 2.6, *з* — двухступенчатая ( $L = D/2$ ). Для ЗС поверхностное сопротивление одной из стенок должно иметь реактивный характер. Замедляющие структуры, приведенные на рис. 2.6, удовлетворяют этому требованию.



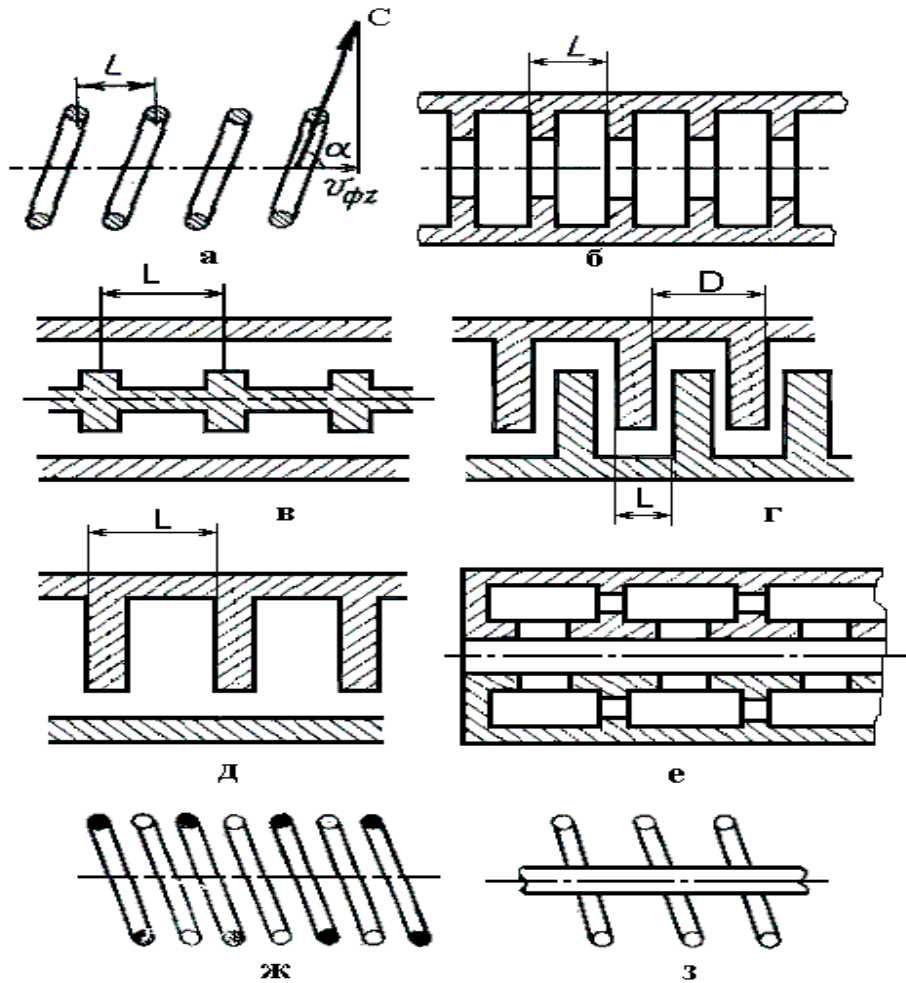


Рис. 2.6 — Виды заземляющих систем:

- а* — спиральная; *б* — цепочка связанных резонаторов;  
*в* — коаксиальная линия с диафрагмами во внутреннем проводнике;  
*г* — встречные штыри; *д* — гребенчатая; *е* — цепочка связанных резонаторов с магнитной связью; *ж* — двойная спираль;  
*з* — спираль с центральным металлическим стержнем

Принцип замедления волны легко увидеть на примере спиральной ЗС (рис. 2.6, *а*), представляющей собой коаксиальную линию передачи со спиральным внутренним проводником. При возбуждении такой линии генератором СВЧ-колебаний волна распространяется по спиральному проводнику со скоростью, близкой к скорости света. Тогда, за время движения волны вдоль одного витка спирали длиной  $2\pi\alpha$ , где  $\alpha$  — радиус спирали, волна переместится вдоль оси системы на величину шага спирали  $L$ . Отношение длины витка к шагу спирали составляет величину замедления волны  $K_3 = 2\pi\alpha/L$ . Величина  $K_3$  — называется коэффициентом замедления.

**Электрическое поле в ЗС.** При распространении электромагнитной волны по идентичным ячейкам любой ЗС фаза колебаний в соседних ячейках отличается на некоторую величину  $\varphi = \beta L$ .

$$E(z + L) = E(z)e^{j\varphi}. \quad (2.11)$$

Картина электрического поля на отрезке гребенчатой ЗС при  $\varphi < \pi$  и фиксированном моменте времени  $t$  показана на рис. 2.7. Электрическое поле в пространстве между гребнями, представляющими собой короткозамкнутые щелевые резонаторы, сосредоточено вблизи щелей (рис. 2.7, а). Поэтому зависимость продольной составляющей поля  $E_z$  от координаты  $z$  (рис. 2.7, б) представляет собой серию импульсов, имеющих синусоидальную огибающую [4]. Через интервал времени  $\Delta t$  волна переместится на величину  $\Delta z$  и максимум поля  $E_z$  окажется вблизи следующих ячеек. Через половину периода фаза колебаний в каждой из ячеек ЗС изменится на противоположную величину. Таким образом, поле  $E_z$  будет меняться в такт с частотой колебаний генератора  $\omega$ . В любой момент времени функция  $E_z(z)$  представляет собой последовательность импульсов с периодом следования, равным периоду структуры  $L$ . Такая пространственно-периодическая функция может быть представлена, подобно временной последовательности импульсов, комплексным периодическим рядом Фурье в виде

$$E_z(x, y, z, t) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} E_{znm}(x, y, z, m) e^{j\left[\omega t - \frac{z}{L}(\varphi + 2\pi m)\right]}, \quad (2.12)$$

где  $m$  — любое целое число.

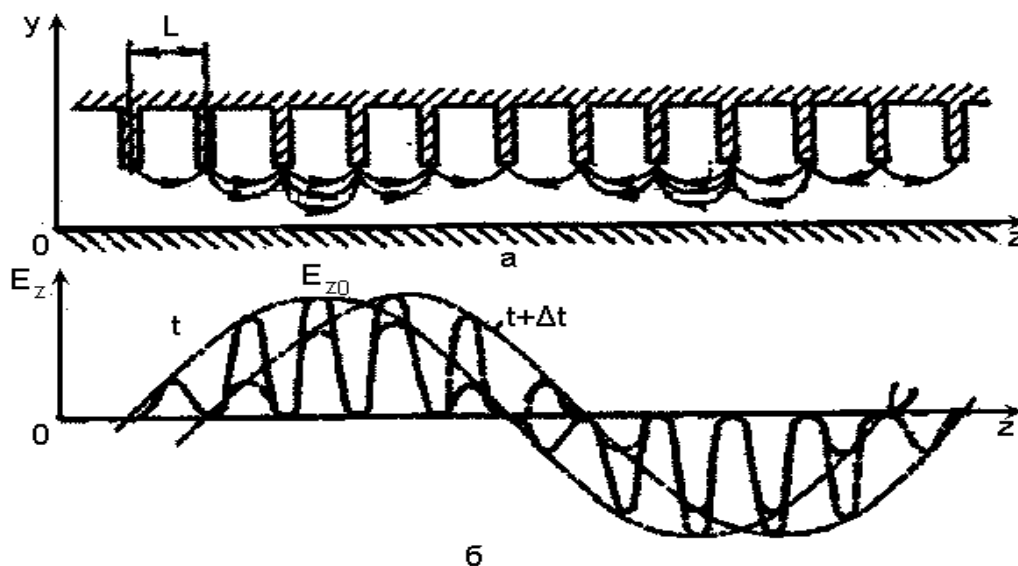


Рис. 2.7 — Электрическое поле в гребенчатой ЗС

Из (2.12) видно, что электрическое поле в периодической системе выражается суммой бесконечного ряда прямых (при  $m > 0$ ) и обратных волн ( $m < 0$ ), называемых пространственными гармониками. Математически пространственные гармоники появляются в результате разложения сложного (периодического в пространстве, не синусоидального) поля (рис. 2.7, б) в ряд Фурье, каждое слагаемое которого является гармонической функцией, характеризуется своей амплитудой, фазовой скоростью  $V_{\phi m}$  и длиной волны  $\lambda_{zm}$ . Пространственные гармоники не существуют отдельно сами по себе. Они определяют общий волновой процесс в замедляющей системе на одной частоте.

В электронных СВЧ-приборах продольное электрическое поле пространственной гармоники играет важную роль во взаимодействии электронов с волной. Обычно выбирается основная пространственная гармоника, у которой фазовая скорость  $V_{\phi m}$  максимальная.

С ростом номера гармоники  $m$  уменьшается величина поля  $E_{zm}$  на поверхности ЗС и увеличивается спад поля в поперечном сечении по мере удаления от поверхности (рис. 2.8). Это уменьшение тем больше, чем больше коэффициент замедления и чем выше номер пространственной гармоники.

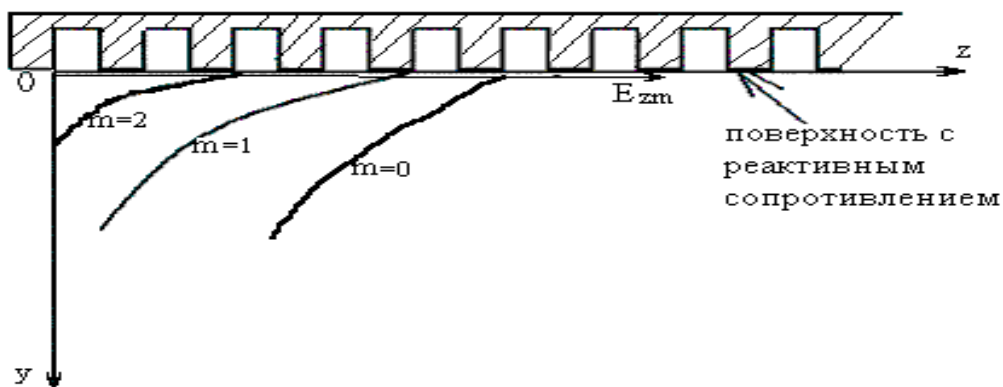


Рис. 2.8 — Затухание амплитуды электрического поля различных пространственных гармоник при удалении от поверхности ЗС

При использовании высоких номеров гармоник (рис. 2.8) будет уменьшаться эффективность взаимодействия электронного потока, проходящего вдоль ЗС при  $y = \text{const}$ , с электрическим полем волны.

**Параметры волны в ЗС.** Введем соотношения для основных параметров волны, распространяющейся в ЗС [13], [14].

**Фазовый набег волны на периоде ЗС  $D$  для гармоники  $m$**

$$\varphi_m = \beta_m D = \frac{D}{L} \left( \varphi + \frac{2\pi m}{q} \right), \quad (2.13)$$

где  $q$  — число ступеней в ЗС, в случае одноступенчатых ЗС (рис. 2.6)  $q = 1$ ;

**фазовая постоянная волны  $m$ -ой гармоники в ЗС  $\beta_m$**

$$\beta_m = \frac{\varphi + 2\pi m / q}{L}. \quad (2.14)$$

**Величина фазовой скорости в ЗС определяется**

$$V_{\varphi m} = \frac{\omega}{\beta_m} = \frac{\omega L}{\varphi + 2\pi m / q}, \quad (2.15)$$

**а длина замедленной волны**

$$\lambda_{zm} = \frac{2\pi}{\beta_m} = \frac{V_{\varphi m}}{f} = \frac{2\pi L}{\varphi + 2\pi m / q}. \quad (2.16)$$

Отметим, что электромагнитное поле в неоднородной ( $D \geq \lambda_3$ ) периодической ЗС нельзя описать одной пространственной гармоникой, т.к. не выполняются граничные условия для одной отдельно взятой гармоники. Граничным условиям удовлетворяет лишь суперпозиция бесконечного числа полей пространственных гармоник.

Перемещение некоторой точки огибающей амплитуды поля, полученной в результате суммирования пространственных гармоник, характеризуется групповой скоростью

$$V_{gpm} = \frac{d\omega}{d\beta_m} = v_{\varphi m} / \left( 1 - \frac{\omega}{v_{\varphi m}} \frac{\partial v_{\varphi m}}{\partial \omega} \right). \quad (2.17)$$

Так как знак постоянной  $m$  может быть любой, то из (2.15) следует, что фазовая скорость может быть положительной и отрицательной, групповая скорость всегда положительная величина. В первом случае гармоники называются прямыми, во втором, при  $V_{\varphi m} < 0$ , — обратными. Положительная величина  $V_{\varphi m}$  означает совпадение направлений фазовой и групповой скоростей, отрицательный знак перед фазовой скоростью  $V_{\varphi m}$  говорит о том,

что групповая скорость гармоники противоположна по направлению вектору фазовой скорости.

**Коэффициент замедления** (параметр ЗС) — отношение скорости света к фазовой скорости волны в замедляющей системе

$$K_3 = \frac{c}{V_\phi} = \frac{\beta}{k}. \quad (2.18)$$

В различных ЗС величина  $K_3 = 3 \div 50$ . Чем меньше коэффициент замедления ЗС, тем в более мощных приборах СВЧ используется такая замедляющая система. С учетом (2.14) и (2.16) коэффициент замедления (2.18) гармоники  $m$  может быть представлен в другом виде

$$K_{3m} = \frac{\lambda}{\lambda_{3m}} = c \left( \frac{\varphi + 2\pi m / q}{2\pi L} \right). \quad (2.19)$$

При  $m = 0$  (нулевая гармоника),  $K_{3m} = K_3$ , для которой

$$K_3 = \frac{\lambda}{\lambda_3} = \frac{c\varphi}{2\pi L}. \quad (2.20)$$

**Дисперсионная характеристика** [3] — это зависимость фазовой скорости от частоты, представленная графически. Дисперсионную характеристику (рис. 2.9) можно представлять, кроме графика функции  $V_\phi = \varphi(\omega)$ , также в виде  $K_3 = \varphi(\lambda)$  или  $k = f(\beta)$ , где  $k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$  — волновое число волны в свободном пространстве.

Если абсолютная величина фазовой скорости уменьшается с ростом частоты, то дисперсия называется нормальной (рис. 2.9,  $a$ ,  $b$  — кривая 1), в противном случае — аномальной (рис. 2.9,  $a$ ,  $b$  — кривая 2). Помимо этого, различают положительную (прямую) и отрицательную (обратную) дисперсии в зависимости от знака  $V_\phi$ . Для прямых гармоник ( $m > 0$ ) дисперсия положительная ( $V_\phi$ ,  $V_{гpm}$  одного направления), а для обратных гармоник ( $m < 0$ ) — дисперсия отрицательная (фазовая и групповая скорости противоположно направлены). В лампах бегущей волны применяются ЗС с положительной дисперсией, в лампах обратной волны — с отрицательной дисперсией.

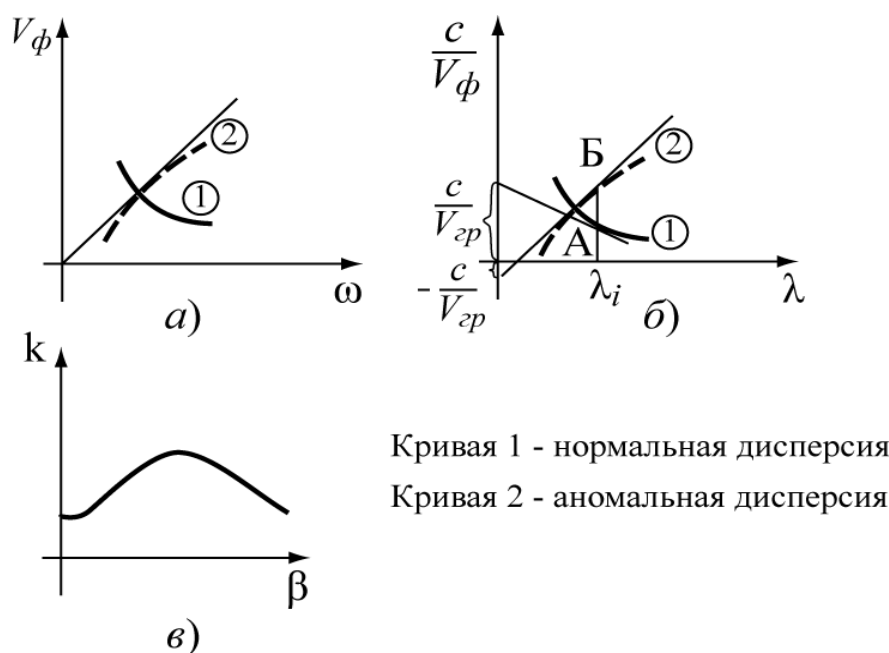


Рис. 2.9 — Виды дисперсионных характеристик

Графики дисперсионных зависимостей обладают интересными свойствами. Если провести касательные к точкам кривой (А, Б на рис. 2.9, б) до пересечения с осью  $C/V_\phi$ , то в точке пересечения оси ординат для фиксированной  $\lambda_i$  можно найти величину  $C/V_{гр}$ . Величина  $C/V_{гр}$  в случае кривой 1 положительная (дисперсия положительная), в случае кривой 2 — отрицательная (дисперсия отрицательная).

Выражение (2.19) используется для построения дисперсионных характеристик ЗС в виде зависимостей  $K_3(\lambda)$  для разных гармоник  $m$ . При этом должна быть известна зависимость  $\varphi(\lambda)$  или  $\varphi(\omega)$ , которая определяется геометрией ЗС. Если  $\varphi = \text{const}$ , то график зависимости  $K_3(\lambda)$  будет линейным. Прямые, выходящие из начала системы координат ( $K_{зам}$  и  $\lambda$ ), являются линиями постоянных  $\varphi$ .

Характерной особенностью периодических структур является наличие у распространяющегося типа волны двух длин волн (частот) отсечки — нижней и верхней, соответствующих значениям фазового сдвига на ячейку:  $\varphi = 0$  и  $\pi$ . При фазовых сдвигах  $\varphi = 0$  и  $\pi$  распространение волн в ЗС невозможно.

На рис. 2.10 изображены линии  $\varphi = \pm\pi, \pm 2\pi$ . Линия  $\varphi = 0$  совпадает с осью абсцисс. Вертикальными линиями отмечены границы полосы пропускания системы. Дисперсионная характеристика нулевой гармоники заключена между осью абсцисс и пря-

мой  $\varphi = \pi$  первой гармоники, при  $m = 1$  — между линиями  $\varphi = 2\pi$  и  $\varphi = 3\pi$ ; а при  $m = -1$ , т.е. первой обратной гармоники, — между прямыми  $\varphi = -\pi$  и  $\varphi = -2\pi$  и т.д. Обычно дисперсионные кривые обратных гармоник переносят в верхнюю (положительную) полу-плоскость чертежа и изображают пунктиром (рис. 2.10, б).

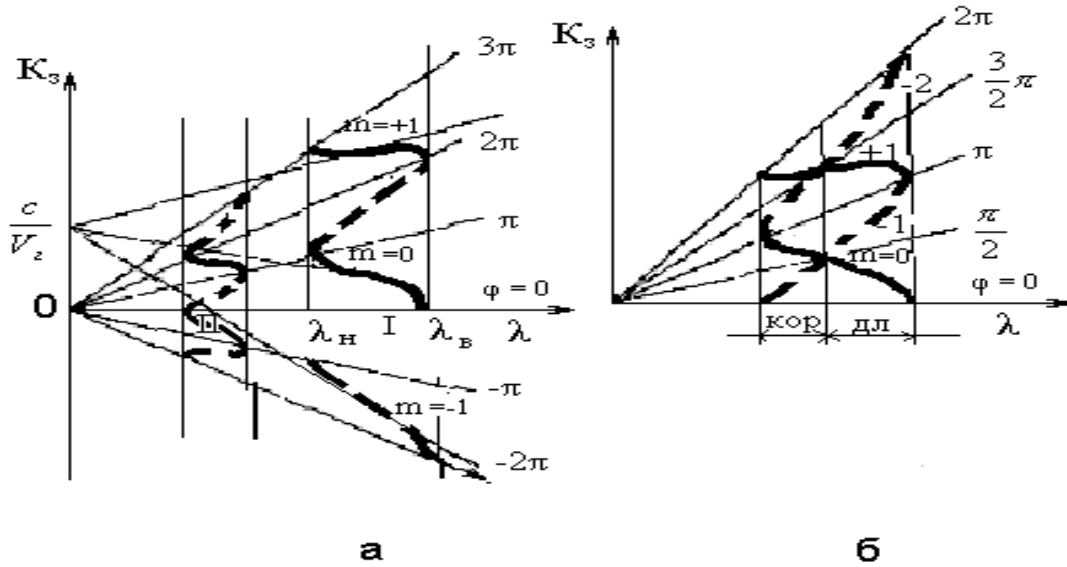


Рис. 2.10 — Дисперсионные характеристики замедляющих систем различных пространственных гармоник  $m$

По дисперсионным характеристикам, зная рабочую длину волны в свободном пространстве, легко определить коэффициент замедления, фазовую скорость любой пространственной гармоники, проектируя соответствующую точку на ось ординат. Линия, касательная к дисперсионной характеристике в точке, заданной длиной волны  $\lambda_0$ , определяет отсчет на оси ординат, соответствующий величине  $C/V_{грт}$ . Групповые скорости всех гармоник при заданной длине волны одинаковы.

**Сопротивление связи.** В приборах СВЧ обычно рассчитывают и измеряют мощность электромагнитной волны, которая зависит от величины напряженности продольного электрического поля. Для оценки этого взаимодействия вводят параметр ЗС, называемый сопротивлением связи, который для  $m$ -ой гармоники определяется выражением:

$$R_{св.m} = \frac{|E_{zmm}|^2}{(2\beta_m^2 P)}, \quad (2.21)$$

где  $P$  — мощность, передаваемая через поперечное сечение ЗС. Сопротивление связи является функцией поперечных координат (2.12). Разные пространственные гармоники имеют разные величины сопротивлений связи. С увеличением номера гармоники  $m$  сопротивление связи падает, так как падает величина напряженности поля —  $E$ . На границах полосы пропускания передаваемая мощность равна нулю, а сопротивление связи в этих точках обращается в бесконечность. Поэтому в качестве рабочих пространственных гармоник выбирается нулевая ( $m = 0$ ) или первая ( $m = 1$ ) для коротких волн. Сопротивление связи для разных ЗС находится в пределах  $R_{св} = 10—n100$  Ом.

**Волновое сопротивление — параметр ЗС** — применяется для согласования ЗС с передающими линиями и имеет вид:

$$W_{ЗС} = \frac{E_{\perp}}{H_{\perp}} = \frac{\left| \int_a^b E_{\perp} dl \right|^2}{2P}. \quad (2.22)$$

Криволинейный интеграл вычисляется между точками на проводящих поверхностях по линии, лежащей в плоскости поперечного сечения системы.

### 2.3 Типы замедляющих систем

**Спиральная замедляющая система** (рис. 2.11) наиболее используется в СВЧ-приборах как самая широкополосная система. Отношение максимальной и минимальной частот в большинстве случаев равно двум, т.е. порядка октавы.

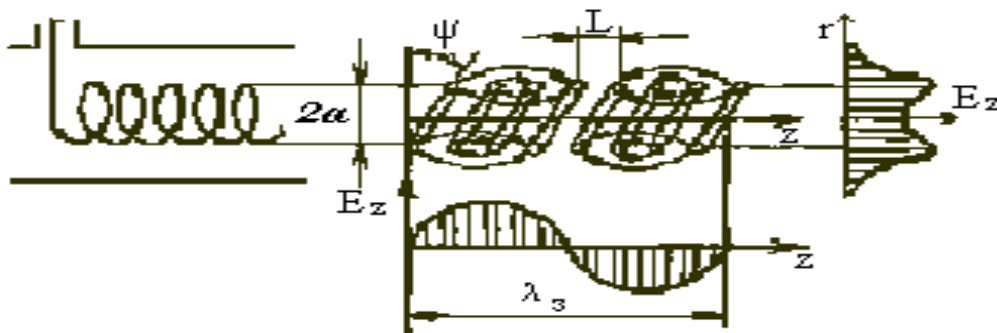


Рис. 2.11 — Поле  $E_z$  в спиральной замедляющей системе



Дисперсионные характеристики спирали изображены на рис. 2.12.

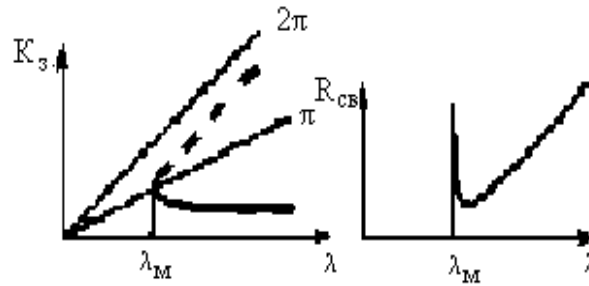


Рис. 2.12 — Дисперсионные характеристики спиральной ЗС

Коэффициент замедления определяется соотношением

$$K_3 = \frac{\sqrt{(2\pi a)^2 + L^2}}{L^2} = \frac{1}{\sin \psi} = \sqrt{1 + \left(\frac{\gamma a}{ka}\right)^2}, \quad (2.23)$$

где  $\Psi$  — угол намотки, и, очевидно, может регулироваться изменением геометрии  $a$ ,  $L$ ;  $\gamma$  — поперечное волновое число ( $\gamma^2 = \beta^2 - k^2$ ). Формула (2.23) соответствует случаю нулевой гармоники. Чем меньше угол намотки спирали  $\Psi$  (рис. 2.11), т.е. чем меньше фазовый сдвиг  $\varphi$ , тем более пологой становится дисперсионная характеристика на основной волне, а в области больших длин волн она линейная, т.е. вообще не имеет отсечки (рис. 2.12).

Сопротивление связи спирали определяется по формуле:

$$R_{св} = \frac{1}{2} \frac{\beta}{k} \left(\frac{\gamma}{\beta}\right)^2 F^3(\gamma a),$$

где  $F(\gamma a) = 7,154 \cdot e^{-0,67\gamma a}$  и, очевидно, растет с ростом длины волны [13].

В СВЧ-приборах коротковолнового (СМВ) диапазона спиральные ЗС не используются, так как размеры их становятся малыми и трудновыполнимыми.

Сопротивление связи спирали для первой отрицательной гармоники при  $r = a$  определяется с помощью формулы [14]:

$$R_{св}(a) = \frac{16.7}{(1/(ak) - 0.923)^2} \cdot \frac{1}{ak}. \quad (2.24)$$

Выражение (2.24) позволяет определить сопротивление связи на самой спирали, но т.к. пучок проходит на некотором рас-

стоянии от спирали, равном  $|b-a|$ , то следует в формулу (2.24) внести поправку в виде  $R_{ce}(b) = R_{ce}(a) \frac{J_1^2(\gamma b)}{J_1^2(\gamma a)}$ , где  $J_1$  — функция Бесселя;  $\gamma$  — постоянная распространения в направлении радиуса  $\gamma = \sqrt{\beta_m^2 - k^2} = \sqrt{(\omega/V_{\phi m})^2 - (\omega/c)^2} = \omega/c \sqrt{(\omega/V_{\phi m})^2 - 1}$ .

По графику рис. 2.13 определяется поправочный коэффициент  $\frac{J_1^2(\gamma b)}{J_1^2(\gamma a)}$  для  $b/a$ , который затем подставляется в сопротивление связи.

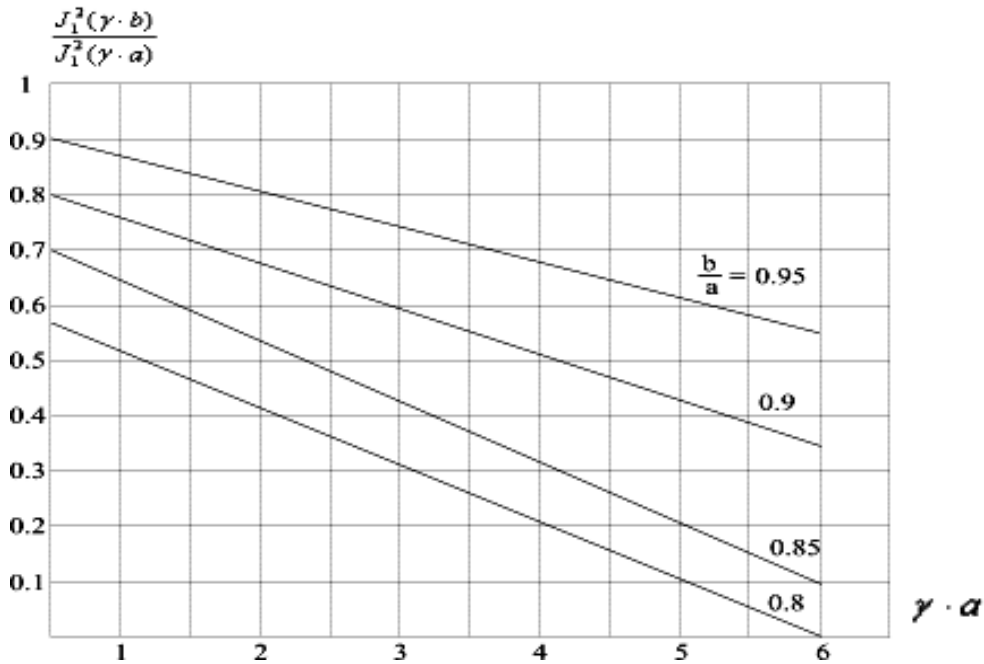


Рис. 2.13 — Поправочные коэффициенты для вычисления действующего значения волнового сопротивления при различных  $b/a$

Волновое сопротивление спирали без экрана [13] определяется формулой

$$W = \frac{376 \cdot \beta_0 \cdot J_0^2(\gamma a)}{\pi \cdot k \cdot \gamma \cdot a \cdot F(\gamma a)}, \quad (2.25)$$

где  $J_0$  — функция Бесселя нулевого порядка.

Волновое сопротивление для спирали в металлическом цилиндре — экране, что практически всегда выполняется, следует определять по формуле

$$W = 60K_{zm}J_0(\gamma a)N_0(\gamma a), \quad (2.26)$$

где  $N_0$  — функция Неймана нулевого порядка.

К спиральным ЗС относятся следующие их модификации [14]: система кольцо-стержень (рис. 2.14, а) применяется в мощных ЛБВ; система встречно намотанных спиралей (рис. 2.14, б) предназначается для использования в ЛБВ; двухзаходная спираль (рис. 2.14, в) используется в ЛОВО; плоская спираль (меандр) и спираль с прямоугольными витками используются в усилителях прямой волны М-типа (рис. 2.14, г, д).

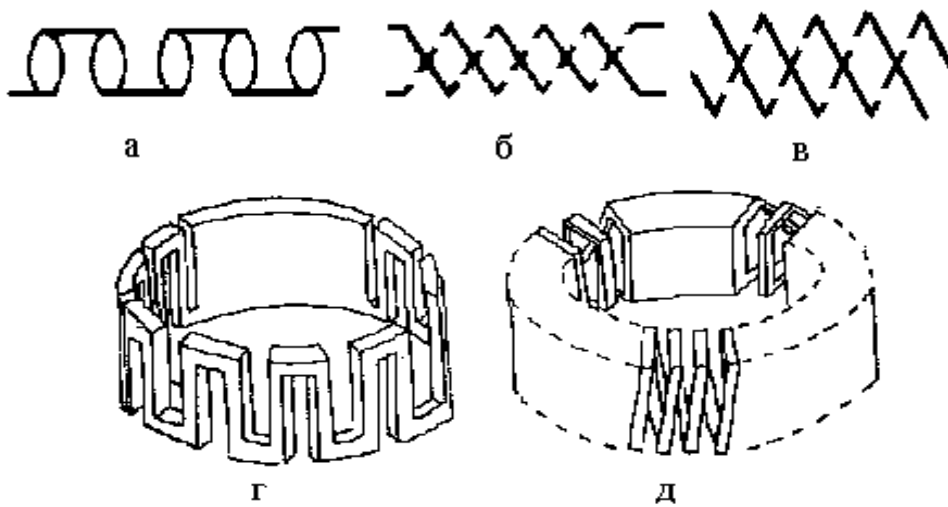


Рис. 2.14 — Модификации спиральных ЗС:  
 а — кольцо-стержень; б — встречно намотанная спираль;  
 в — двухзаходная спираль; г — плоская спираль (меандр);  
 д — спираль с прямоугольными витками

Для спиральных ЗС применяются:

- *волноводно-коаксиальный вывод* энергии [3] широко используется в коротковолновом диапазоне. Замедляющая система заканчивается полыми цилиндриками, которые являются штыревым возбудителем электромагнитного поля в прямоугольном волноводе (рис. 2.15);

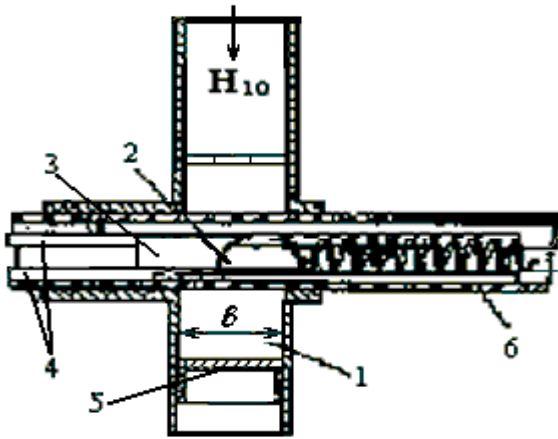


Рис. 2.15 — Волноводно-коаксиальный вывод энергии:  
 1 — волновод; 2 — цилиндрический штырь, в который переходит спиральная ЗС;  
 3 — цилиндр; 4 — стеклянный стержень, фиксирующий спираль;  
 5 — поршень; 6 — колба

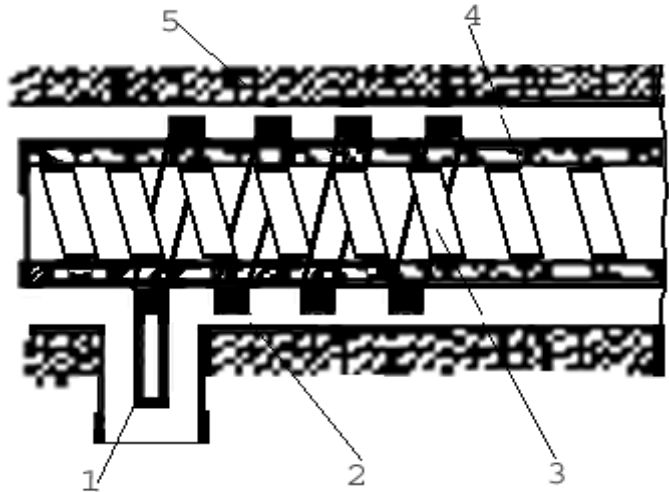


Рис. 2.16 — Вывод энергии типа «связанные спирали»:  
 1 — коаксиальная линия; 2 — связанная спираль;  
 3 — основная спираль; 4 — стеклянная колба; 5 — наружный проводник связанной спирали

• вывод энергии *типа «связанные спирали»* [4] показан на рис. 2.16. Внутренний проводник коаксиальной линии (1) переходит во внешнюю спираль (3), надеваемую на колбу лампы (4), в которой закреплена замедляющая система (2). Длина области связи спиралей подбирается кратной числу замедленных полу-волн. Для наилучшей передачи энергии фазовые скорости в спиралях должны быть равны. Это выполняется подбором диаметров и периодов спиралей: отношение диаметров должно равняться отношению периодов системы связанных спиралей.

**Замедляющая система типа встречных штырей** состоит из двух гребенок, вставленных одна в другую (рис. 2.17). При этом между гребенчатыми структурами образуется петляющий волновод, по которому со скоростью света распространяется волна типа — Т. Вдоль оси системы фазовая скорость этой волны замедляется до величины

$$\frac{V_{\Phi m}}{c} = \frac{L}{(2\ell + L) + \lambda(2m + 1)}, \quad (2.27)$$

где  $\ell$  — высота штырей.

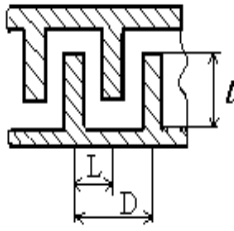


Рис. 2.17 — Замедляющая система типа «встречные штыри» в волноводе

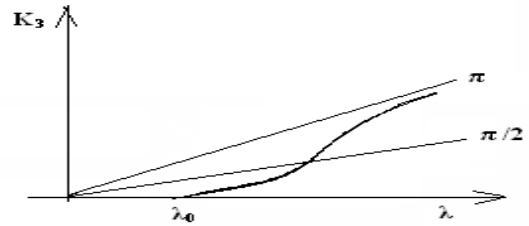
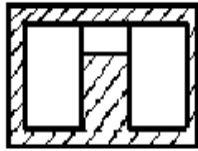


Рис. 2.18 — Дисперсионная характеристика двухступенчатой ЗС типа «встречные штыри»

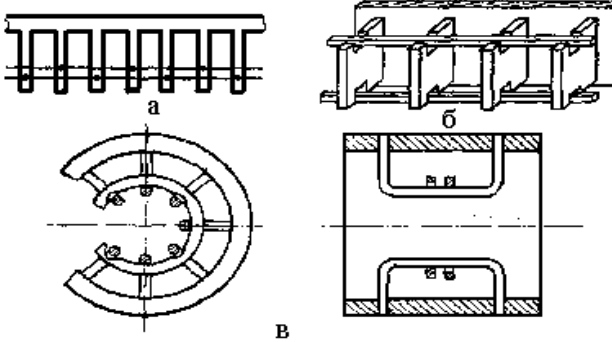


Рис. 2.19 — Ламельные замедляющие системы со связками:  
а — с двойными двухсторонними;  
б — с одинарными двухсторонними;  
в — бугельные системы с внутренними связками

Фазовый набег на периоде ЗС составляет

$$\varphi_m = \frac{2\pi}{\lambda}(D + l) + (2m + 1).$$

При номере гармоники  $m = -1$  фазовая скорость  $V_{\Phi(-1)}$  (2.27) становится максимальной, а гармоника, при условии  $2\ell + L < \lambda$ ,  $L < \lambda$  и  $\ell < \lambda/4$ , становится основной. Так как при этих условиях фазовая скорость равна

$$V_{\Phi(-1)} = -\frac{L \cdot c}{\lambda - (2\ell + L)}. \quad (2.28)$$

Волновое сопротивление системы «встречные штыри» для  $m$ -ой гармоники определяется выражением [14]

$$R_{сст} = Z_0 \frac{2}{(\beta_m D)^2 \cdot \beta_m w} \cdot T_m(\beta_m d),$$

где функция  $T_m(\beta_m d) = \left( \frac{\sin(0,5\beta_m d)}{0,5\beta_m d} \right)^2$ ;  $Z_0 = 377$  Ом. Если фазовая

скорость имеет знак минус, то это говорит об обратном направлении движения энергии в ЗС типа «встречные штыри» и о возможности использования этих ЗС в лампах обратной волны.

Дисперсионная характеристика встречно-штыревой ЗС изображена на рис. 2.18. Разновидностью системы встречно-штыревого типа являются стержневые (гребенчатые) или ламельные системы со связками, показанные на рис. 2.19, *а, б*, используемые в магнетронах и ЛОВМ, и бугельная система со связками (рис. 2.19, *в*), применяемая в амплитронах — усилителях ЛОВМ.

**Гребенчатая волноводная замедляющая система** (рис. 2.20) может быть рассчитана методом эквивалентных схем [10, 11], в соответствии с которым она представляется цепочкой четырехполюсников П- или Т-образных ячеек. Волновое сопротивление П- или Т-образной эквивалентной схемы можно определять из соотношений

$$Z_{\Pi} = \sqrt{\frac{Z_1 Z_2}{1 + \frac{Z_1}{4Z_2}}} \text{ для П-образной ячейки,} \quad (2.29)$$

$$Z_T = \sqrt{Z_1 Z_2 (1 + Z_1/4Z_2)} \text{ для Т-образной ячейки.}$$

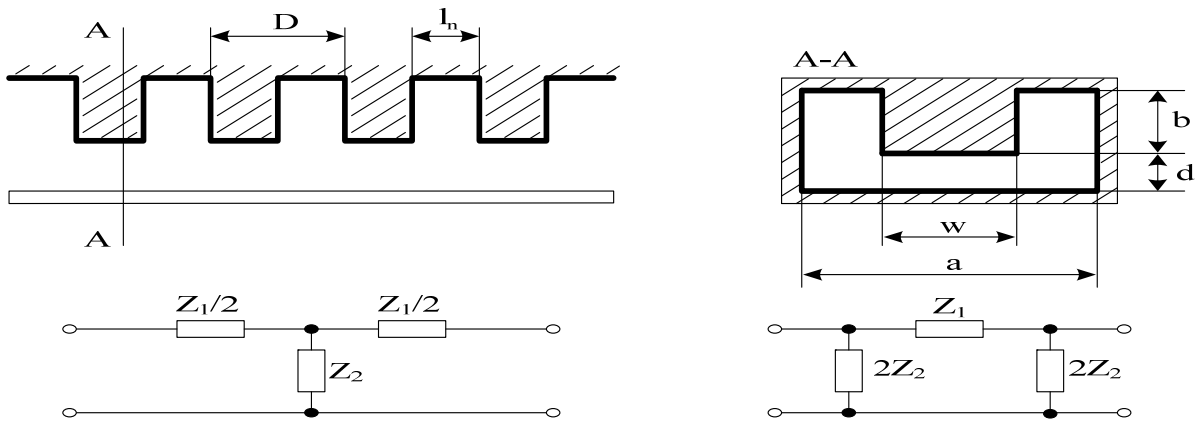


Рис. 2.20 — Гребенчатая замедляющая система в волноводе и ее эквивалентная схема:

*a* — Т-образная ячейка; *б* — П-образная ячейка

Величина коэффициента передачи  $g$ , для П- или Т-образной эквивалентной схемы, определяется соотношением

$$ch g = 1 + \frac{Z_1}{2Z_2}, \quad (2.30)$$

где  $g = \pm j\varphi_0$ ;  $\varphi_0$  — фазовый сдвиг на ячейку.

Величины  $Z_1 = \frac{1}{j\omega C_1 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)}$ ;  $Z_2 = \frac{1}{j\omega C_2 \left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right)}$  — сопро-

тивления последовательного и параллельного элементов четырехполюсника (рис. 2.21);

$$Z_T = \frac{\sqrt{1 + \frac{C_2}{4C_1} \frac{\omega_1^2}{\omega^2} - \frac{C_2}{4C_1} \frac{\omega_2^2}{\omega^2}}}{\omega \sqrt{C_1 C_2} \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right) \sqrt{\frac{\omega_2^2}{\omega^2} - 1}};$$

$$Z_{II} = \frac{1}{\omega \sqrt{C_1 C_2} \sqrt{\frac{\omega_2^2}{\omega^2} - 1} \cdot \sqrt{1 + \frac{C_2}{4C_1} \frac{\omega_1^2}{\omega^2} - \frac{C_2}{4C_1} \frac{\omega_2^2}{\omega^2}}} —$$

волновые сопротивления соответствующих четырехполюсников.

Зависимость фазового сдвига  $\varphi_0$  от частоты (определяется геометрическими и электрическими параметрами замедляющей системы) называется дисперсионным уравнением. Для схем, представленных на рис. 2.21, дисперсионное уравнение [11] имеет вид:

$$\cos \varphi_0 = 1 + \frac{C_2}{2C_1} \cdot \frac{1 - \omega_2^2/\omega^2}{\omega_1^2/\omega^2}. \quad (2.31)$$

Полоса рабочих частот П- и Т-образных схем может быть определена из (2.29) как полоса, ограниченная частотами отсечки полосового фильтра

$$\omega_{\varphi_0=\pi} = \sqrt{\frac{\omega_1^2 + C_2/4C_1 \cdot \omega_2^2}{1 + C_2/4C_1}}, \quad (2.32)$$

$$\omega_{\varphi_0=0} = \omega_2,$$

здесь  $C_2$  — емкость связи между плоскостью (катодом) и штырем ЗС (сегментом в магнетроне);

$$C_1 = \frac{4b^2}{\pi^2 L}, \quad L_1 = \frac{\pi b l_n}{\omega} — \text{индуктивность и емкость паза щеле-$$

вого резонатора.

Соотношения для определения  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  (частоты отсечки) следующие

$$\omega_2^2 L_2 C_2 = 1; \quad \omega_1^2 L_1 C_1 = 1;$$

$\omega$  — рабочая частота;

$L_{1,2}$ ,  $C_{1,2}$  — параметры эквивалентной схемы (рис. 2.21).

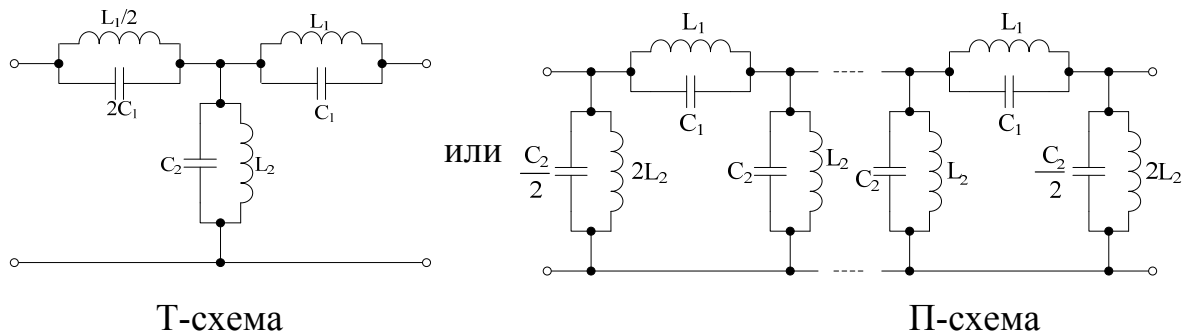


Рис. 2.21 — Эквивалентная схема ЗС в виде эффективных индуктивностей и емкостей для П- и Т-образных цепочек

Сопротивление связи гребенки на  $m$ -ой гармонике [11] определяется соотношением

$$R_{св_m} = \frac{Z_1^2}{\beta_m^2 Z_T} \cdot \frac{1}{D^2} \left[ \frac{\sin(\beta_m l_n / 2)}{\beta_m l_n / 2} \right]^2, \quad (2.33)$$

$\beta_m = \beta_0 + \frac{2\pi m}{D}$  — фазовая постоянная распространения волны в ЗС на  $m$ -ой гармонике;

$\varphi_m = \varphi_0 + 2\pi m$  — фазовый сдвиг;  $m = \pm 1, 2, 3, \dots$

Параметры индуктивности и емкости определяют из уравнений

$$C_2 = \frac{\varepsilon S}{d} = \frac{\varepsilon_0 w (D - l_n)}{d} [\phi].$$

Если использовать полевой метод [12] для расчета параметров гребенчатой ЗС, то дисперсионное уравнение [2] гребенки будет иметь вид

$$\gamma b \operatorname{th} \left( \frac{d}{b} \gamma b \right) = k b \operatorname{tg} (k \cdot b), \quad (2.34)$$



где  $\gamma$  — поперечное волновое число;  $k$  — фазовая постоянная распространения волны свободного пространства. Остальные геометрические параметры видны на рис. 2.20.

Из уравнения (2.34), при известной геометрии и заданной постоянной распространения в свободном пространстве  $k$ , определяется поперечное волновое число  $\gamma$ , а следовательно, фазовая постоянная волны  $\beta$  в ЗС и коэффициент замедления  $K_3$ :

$$\beta = \sqrt{k^2 - \gamma^2} = k\sqrt{1 - (\gamma/k)^2},$$

$$K_3 = \frac{\beta}{k} = \sqrt{1 - (\gamma/k)^2}.$$

Сопротивление связи на нулевой гармонике ( $m = 0$ ), полученное в [12] полевым методом, определяется в виде

$$R_{св} = \frac{Z_0 2\gamma^3 sh^2(\gamma \cdot y)}{\beta^3 k [sh(2\gamma d) - 2\gamma d]}. \quad (2.35)$$

Гребенка со связками [10,11] используется в магнетронах и платинотронах. Штыри (в платинотронах — ламели) гребенки последовательно через один соединены электрически друг с другом проводниками, называемыми связками (рис. 2.22).

Система (рис. 2.22) характеризуется аномальной дисперсией в полосе пропускания. Эквивалентная схема (рис. 2.22) позволяет [11] записать

$$Z_1 = j\omega L_{св}, \quad Z_2 = \frac{Z}{1 - j\omega Z C_{св}},$$

где  $Z = \frac{1}{j(\omega C_1 - 1/(\omega L_1))}$  — входное сопротивление резонатора

относительно точек подключения связок к ламели (например, точек  $A - D$  на рис. 2.22);

$C_1, L_1$  — эквивалентные параметры щелевого резонатора;

$L_{св}, C_{св}$  — эквивалентные индуктивность и емкость связок на период системы  $D$ .

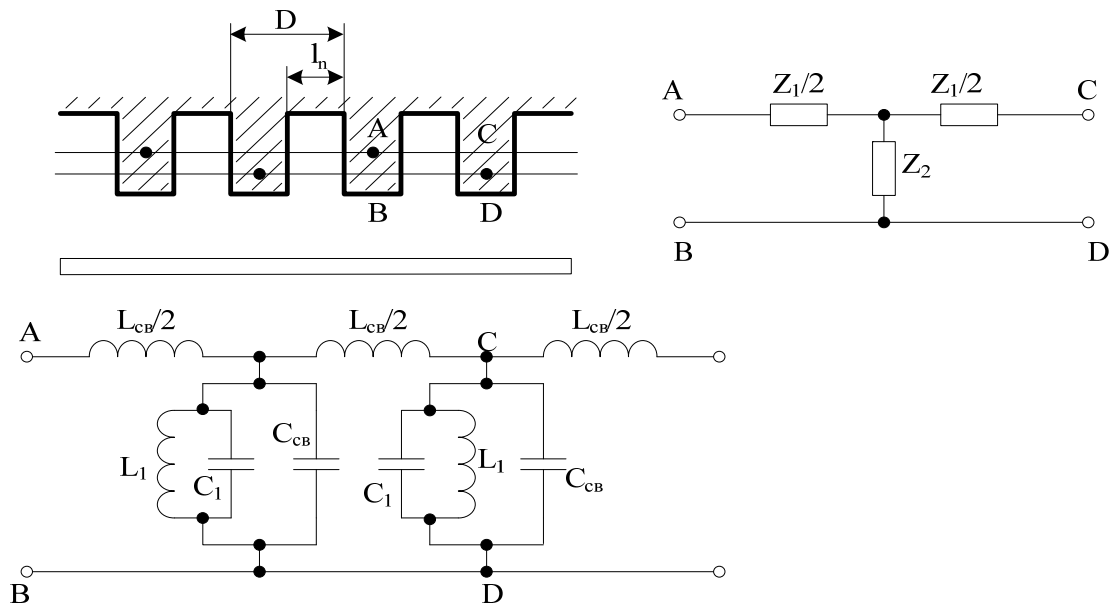


Рис. 2.22 — Гребенчатая система со связками и ее эквивалентная схема

Параметры Т-образной схемы (рис. 2.22) имеют вид:  
волновое сопротивление

$$Z_T = \sqrt{j\omega L_{cb} \left[ \frac{Z}{1 - j\omega Z C_{cb}} + \frac{j\omega L_{cb}}{4} \right]} \text{ или}$$

$$Z_T = \sqrt{j\omega L_{cb} \left[ \frac{Z}{1 - (\omega/\omega_\pi)} + \frac{j\omega L_{cb}}{4} \right]}; \quad (2.36)$$

величина постоянной передачи

$$\cos \varphi_0 = 1 + \frac{j\omega L_{cb}}{Z} (1 - j\omega C_{cb} Z) \text{ или } \cos \varphi_0 = 1 + \frac{j\omega L_{cb}}{Z} \left[ 1 - \frac{\omega}{\omega_\pi} \right], \quad (2.37)$$

здесь  $\varphi_0$  — фазовый сдвиг на период ячейки вдоль связок в направлении движения потока энергии. А фазовый сдвиг в пространстве взаимодействия в направлении движения электронного потока будет  $\theta_0 = \pi - \varphi_0$ , фазовая скорость волны в направлении движения электронного потока равна  $V_\phi = \frac{\omega D}{\pi - \varphi_0}$ .

Располагая величиной  $\varphi_0$  и выражением  $V_\phi$ , можно построить дисперсионную зависимость. Емкость и индуктивность связей определяются (рис. 2.23) соотношениями

$$C_{св} = \frac{(2S + \delta)(D - l_n)\varepsilon}{\Delta}, \quad L_{св} = \frac{\mu_0 D}{2\pi} \left[ \ln\left(\frac{4D}{\delta}\right) - 1 \right]. \quad (2.38)$$

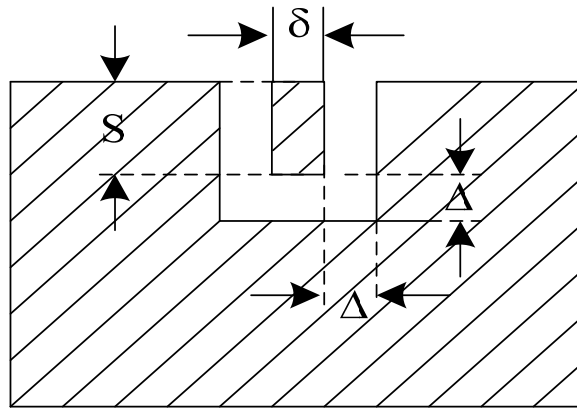


Рис. 2.23 — Связка над сегментом

Сопротивление связи для  $m$ -ой гармоники определяется в виде

$$R_{св m} = \frac{Z_1^2}{\beta_m Z_T} \frac{1}{D^2} \left[ \frac{\sin(0,5\beta_m l_n)}{(0,5\beta_m l_n)} \right]^2. \quad (2.39)$$

**Замедляющие системы типа «цепочка связанных резонаторов» (ЦСР)** — состоят из цилиндрических резонаторов, возбуждающихся на колебании вида  $E_{010}$  (рис. 2.24) с разными фазовыми сдвигами  $\varphi$  поля в соседних резонаторах [4]. Система имеет еще название «диафрагмированный волновод».

На рис. 2.24 показаны поля для крайних случаев:  $\varphi = 0$  и  $\varphi = \pi$ . Связь между резонаторами происходит через центральные отверстия в торцевых стенках, за счет этого создается центральный канал с интенсивным электрическим полем и емкостной связью. При  $\varphi = 0$  связь максимальная, при  $\varphi = \pi$  связь ослабляется, так как силовые линии в соседних резонаторах имеют противоположное направление и емкость связи уменьшается, рабочая длина волны  $\lambda_\pi$  уменьшается по отношению к  $\lambda_0$  ( $\lambda_0 = 2,62 \cdot R$  — резонансная длина волны для колебания  $E_{010}$ ). Дисперсионная ха-

характеристика системы типа «цепочка связанных резонаторов» приведена на рис. 2.25, из неё следует, что дисперсия довольно крутая, но при увеличении диаметра отверстий  $d$  длина волны  $\lambda_\pi$  укорачивается и характеристика становится положе.

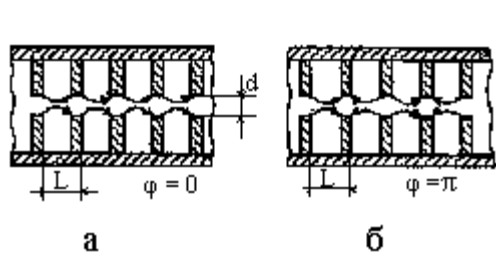


Рис. 2.24 — Электрическое поле в системе типа «цепочка связанных резонаторов» при  $\varphi = 0$  (а) и  $\varphi = \pi$  (б)

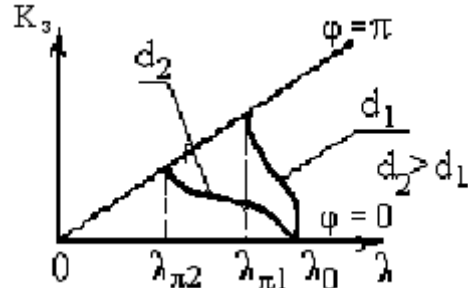


Рис. 2.25 — Поведение дисперсионных характеристик ЦСР при изменении диаметра отверстия связи

Для широкополосных приборов СВЧ диаметр отверстия  $d$  почти приближается к диаметру цилиндрического волновода, хотя при этом сопротивление связи также уменьшается. Цепочка связанных резонаторов применяется в усилителях прямой волны.

Разновидностью рассмотренной системы является система ЦСР с магнитной связью между резонаторами. Конструктивно, кроме центрального отверстия в диафрагме, делаются щели в области магнитных силовых линий (рис. 2.26). Щели нарушают радиальную симметрию электромагнитного поля относительно оси ЗС. Чтобы увидеть, какие изменения произойдут в дисперсионной характеристике, следует рассмотреть поле в щелях при разных фазовых сдвигах на ячейке ЗС.

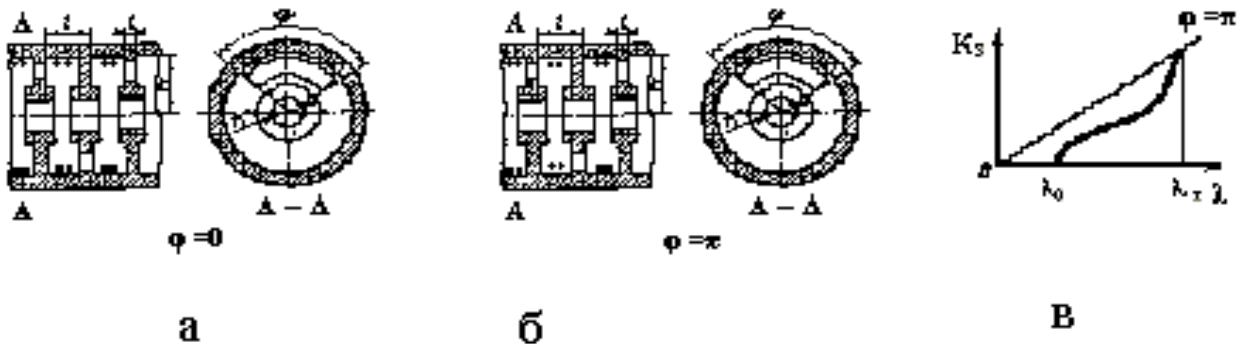


Рис. 2.26 — Замедляющая система типа «цепочка связанных резонаторов» с отверстиями связи в диафрагмах. Случай а — направление полей в соседних резонаторах синфазно ( $\varphi = 0$ ); случай б — сдвиг фаз полей в соседних резонаторах ( $\varphi = \pi$ )

При  $\varphi = 0$  (рис. 2.26, *a*) линии магнитного поля во всех резонаторах в области щелей направлены в одну сторону, стенка может быть удалена, и ничего не изменится. Длина волны  $\lambda_0$  остается такой же, как у одного изолированного резонатора на волне типа  $E_{010}$  ( $\lambda_0 = 2,62 \cdot R$ , где  $R$  — радиус резонатора).

При  $\varphi = \pi$  магнитные линии в щелях противоположно направлены. Это приводит к возрастанию последовательной индуктивности. Длина волны  $\lambda_\pi$  возрастает. Дисперсионная характеристика становится аномальной (рис. 2.26, *в*).

Возбуждение ЗС осуществляется через отверстие в боковой стенке волновода (рис. 2.27). Различные способы ввода или вывода энергии СВЧ-колебаний [4] приведены на рис. 2.28.

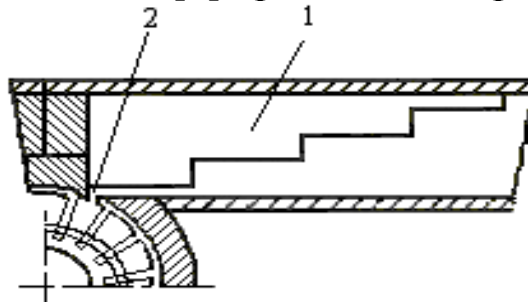


Рис. 2.27 — Связь волновода с ЗС типа «цепочка связанных резонаторов»

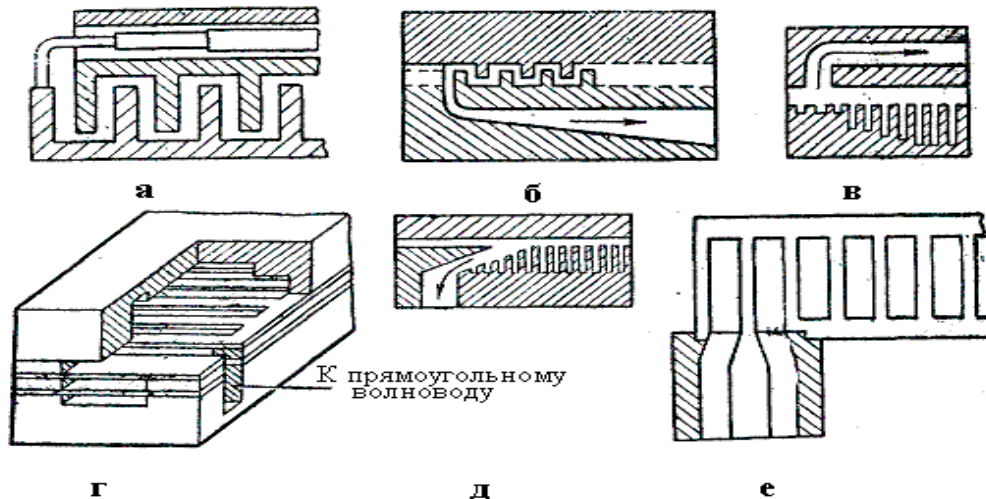


Рис. 2.28 — ЗС типа «встречные штыри» — коаксиальная линия (*a*) с использованием двухступенчатого трансформатора сопротивлений; система «встречные штыри» — волновод с плавным изменением узкого размера волновода (*б*); гребенчатая система с переменной высотой гребней — волновод (*в, г*); лестничная система — волновод (*д*); лестничная система — коаксиальная линия с плавным изменением размеров диаметров — (*е*)

Для расширения рабочей полосы частот используются плавные или многоступенчатые переходы. В случае плавных переходов изменяется форма или размеры проводников ЗС или передающей линии. Так, например, в плавных переходах со стандартного прямоугольного волновода к системе гребенчатого типа (рис. 2.28, в, д) изменяется глубина щелей ЗС, а в системе «встречные штыри» (рис. 2.28, б) — узкий размер волновода изменяется по экспоненте. В переходах от стандартной коаксиальной линии к системе лестничного типа (е) изменяются плавно диаметр и форма проводников линии. Многоступенчатый трансформатор (а) использован в системах встречно-штыревого типа для дециметрового диапазона. Качество согласования оценивается коэффициентом стоячей волны, который не должен быть более 1,3.

## 2.4 Применение СВЧ-нагрева

Энергия СВЧ-поля широко используется в промышленном производстве (сушка, сублимация, прогрев, дробление), в медицине (диатермия), в быту и торговле (СВЧ-печи). Для этих применений выделены частотные диапазоны [6]:

$$\left. \begin{array}{l} 433,20 \text{ МГц} \quad \pm 2,0\% \\ 461,04 \text{ МГц} \quad \pm 2,0\% \end{array} \right\} \text{ — медицина;} \\ \left. \begin{array}{l} 915,00 \text{ МГц} \quad \pm 2,0\% \\ 2450 \quad \pm 50 \text{ МГц} \end{array} \right\} \text{ — установки нагрева и СВЧ-печи.}$$

Амплитуда поля электромагнитной волны проникает на глубину —  $\Delta$  в материал, величина  $\Delta$  выражается [3]

$$\Delta = \frac{1}{\alpha} = \frac{\lambda}{\pi \sqrt{\varepsilon_r \cdot \mu_r \cdot \operatorname{tg} \delta}}, \quad (2.40)$$

где  $\operatorname{tg} \delta = \sigma / (\omega \varepsilon)$  — коэффициент угла потерь.

Потери энергии СВЧ-поля в диэлектрике — это тепловые потери, мощность  $P_{ном}$  которых определяется соотношением [15]:

$$P_{ном} = \int_{V_\varepsilon} \sigma (\vec{E} \cdot \vec{E}^*) dV = \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \operatorname{tg} \delta \int_{V_\varepsilon} |E|^2 dV, \quad (2.41)$$

где  $V_\varepsilon$  — объем нагреваемого диэлектрика;  $|E|$  — величина электрического поля в области, занятой диэлектриком, в каждом кон-

кретном СВЧ-устройстве является функцией координат и подлежит нахождению.

В таблице 2.1 приведены параметры [15, 16] некоторых материалов на частотах, применяемых для СВЧ-нагрева.

Таблица 2.1

Параметры $\epsilon_r$ , $tg\delta$ и теплоемкости $\gamma$							
№	Материал	$f = 3 \cdot 10^8$ , Гц		$f = 3 \cdot 10^9$ , Гц		$\gamma$ , кал г · град	$T$ , °C
		$\epsilon_r$	$tg\delta$	$\epsilon_r$	$tg\delta$		
1	Мясо сырое	50	0,78	40	0,3	0,58	25
2	Мясо жирное	—	—	33	0,32	0,65	4,4
3	Мясо сухое	2	0,02	2	0,02	0,3	25
4	Жир	2,5	0,12	2,5	0,07	0,43	25
5	Вода	77,5	0,016	76,7	0,157	1	25
6	Мышечная ткань	49— 52	$1,6 \cdot 10^{-3}$	45— 48	$2,96 \cdot 10^{-3}$	0,4	25
7	Печень	—	—	37	$3 \cdot 10^{-3}$	0,58	25

Эффективность преобразования энергии электрического поля в тепловую энергию прямо пропорциональна рабочей круговой частоте и квадрату напряженности электрического поля. Но увеличивать бесконечно напряженность электрического поля из-за опасности пробоя — нельзя. Поэтому увеличение частоты — единственный путь увеличения удельной тепловой энергии потерь. Но с ростом частоты уменьшается глубина проникновения поля в вещество (2.40), и может оказаться, что поле будет отсутствовать в его центральной части диэлектрика.

Процесс термообработки сопровождается повышением температуры диэлектрика. Чтобы нагреть образец весом  $m$  на  $\Delta T$  градусов (от  $T_n$  — начальной до  $T_k$  — конечной температуры, т.е.

$\Delta T = T_k - T_n$ ) при его удельной теплоемкости  $\gamma \left[ \frac{\text{кал}}{\text{г} \cdot \text{град}} \right]$ , необходима тепловая энергия  $W = 4,1868 \cdot m \cdot \gamma_c \cdot \Delta T$  [Дж]. Изменение

энергии нагрева за время  $\Delta t$  есть мощность  $P_{nom} = W/(\Delta t)$ , затрачиваемая ЭМ полем. Это равенство с учетом (2.41) переходит в соотношение:

$$\Delta t \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \operatorname{tg} \delta \int_{V_\varepsilon} |E|^2 dV = 4,1868 \cdot m\gamma \Delta T. \quad (2.42)$$

Из (2.42) можно определить изменение температуры диэлектрика за время  $\Delta t$ :

$$\Delta T = \frac{\omega \varepsilon \cdot \operatorname{tg} \delta \int |E|^2 dV}{4,1868 \cdot m\gamma} \cdot \Delta t \text{ [град]}. \quad (2.43)$$

На рисунке 2.29 показано устройство для сушки фанеры на волноводе.

На рисунке 2.30 показана цилиндрическая СВЧ-печь для измерения температуры по изменению цвета при воздействии СВЧ-излучением на диэлектрики.

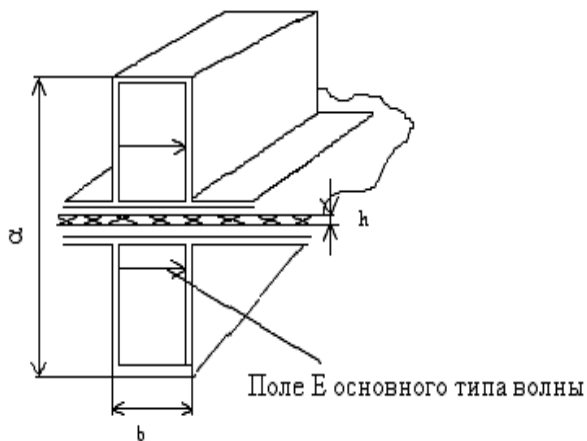


Рис. 2.29 — Использование для сушки фанеры в прямоугольном волноводе сечением  $a \times b$  волны  $H_{10}$ . Диэлектрик перемещается в середине широкой стенки, в максимальном электрическом поле

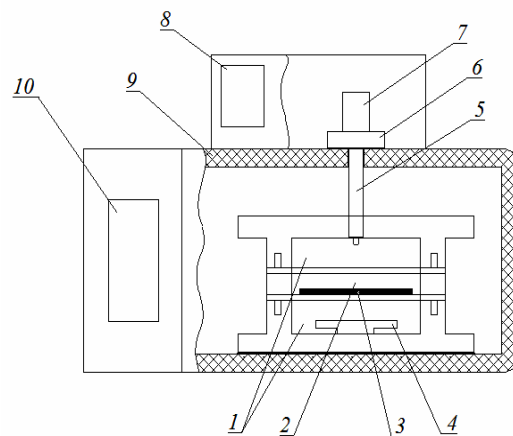


Рис. 2.30 — Установка «Криотерм-600» представляет цилиндрический СВЧ-резонатор:

- 1 — резонатор; 2 — подвижная часть резонатора; 3 — фторопластовый поддон; 4 — балластная нагрузка; 5 — коаксиальный волновод со штыревой антенной; 6 — радиальная линия; 7 — магнетронный генератор; 8 — программатор режимов; 9 — термоизолирующий корпус; 10 — панель управления



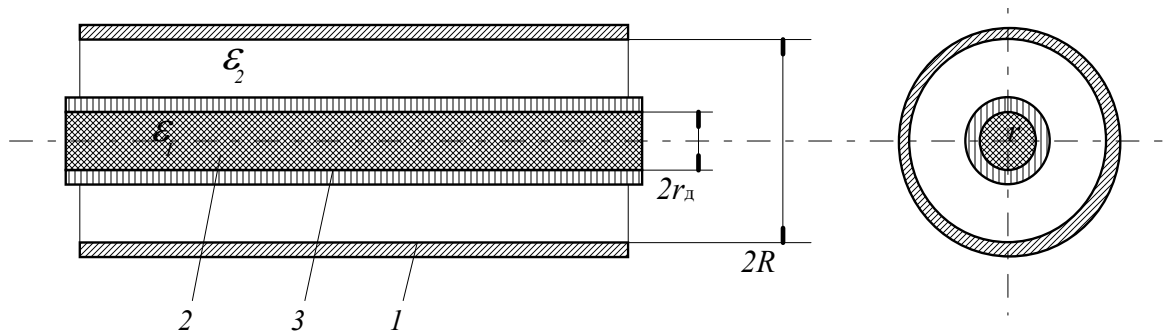


Рис. 2.31 — СВЧ-нагревательная камера в виде круглого волновода для воздействия на диэлектрические стержни:

1 — волновод; 2 — нагреваемый диэлектрик; 3 — кварцевая трубка

На рисунке 2.31 показана СВЧ-камера на круглом волноводе, а на рисунке 2.32 — СВЧ-устройство на диафрагмированном волноводе, работающие на волне типа  $E_{01}$ , которая имеет аксиальную симметрию продольного поля и максимальную плотность энергии на оси. Используется для нагрева жидкостей, порошков и т.п. Диэлектрик располагается по центру волновода, в трубке из стекла с малыми потерями или фторопласта.

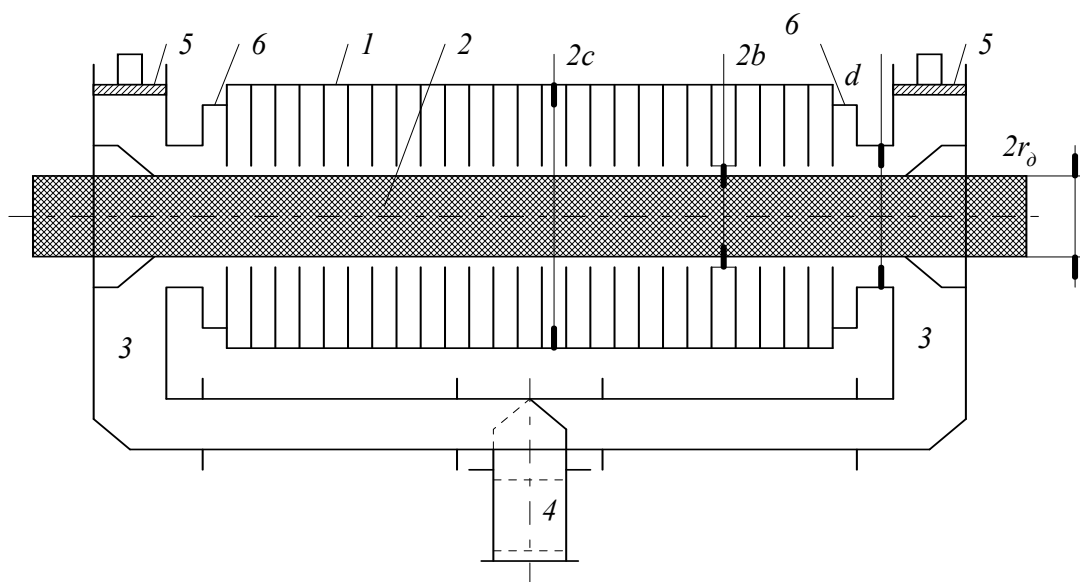


Рис. 2.32 — Схема СВЧ-нагревателя для термообработки сосисочного фарша:

1 — ЗС типа «диафрагмированный волновод»; 2 — кварцевая трубка, заполненная фаршем; 3 — коаксиально-волноводный переход; 4 — мост для деления мощности СВЧ-генератора пополам; 5 — короткозамыкающие поршни; 6 — согласующие секции

## Глава 3. ЭЛЕКТРОННООПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПРИБОРОВ СВЧ

Для создания длинных электронных потоков (пучков) служат электроннооптические системы (ЭОС). Создать электронный поток означает придать ему определённую форму поперечного сечения (ленточный, цилиндрический, трубчатый), обеспечить заданную плотность объёмного заряда  $\rho_0$  и довести скорость движения носителей до необходимой величины  $v_0$ .

Электронный поток это посредник между источником энергии постоянного тока и колебательной системой, создающей СВЧ-энергию. Чтобы электронный поток мог отдавать свою кинетическую энергию, он должен её где-то получать. Эту задачу выполняет система ЭОС.

### 3.1 Требования к электронной пушке

При разработке ЭОС для любого типа ЭВП СВЧ-диапазона [7] должен быть учтён ряд следующих требований:

- 1) конфигурация электронного потока должна быть такой, чтобы исключить потери тока на электродах прибора;
- 2) электронные потоки должны обладать максимальной плотностью тока, соответствующей относительно небольшому ускоряющему напряжению;
- 3) потоки должны быть устойчивыми, т.е. сохранять свою конфигурацию при воздействии на них различных возмущающих факторов;
- 4) электронные потоки должны быть малошумящими.

В состав ЭОС входят **формирующее и поперечно ограничивающее** устройства.

**Формирующее устройство** включает подогреваемый катод, управляющий электрод, анод (рис. 3.1—3.3) или несколько анодов, обеспечивает энергией поток электронов и задаёт определённую его конфигурацию. Формирующее устройство называется электронной пушкой, или прожектором.

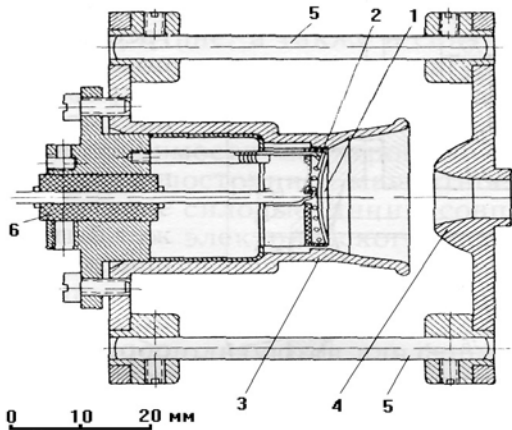


Рис. 3.1 — Экспериментальная электронная пушка Пирса в сборке:

$$U_a = 50 \text{ кВ}; p = 0,5 \text{ мкА/В}^{3/2};$$

$C_j = 100$ ; 1 — катод; 2 — подогреватель; 3 — фокусирующий электрод; 4 — анод; 5 — керамический стержень; 6 — изоляционная втулка

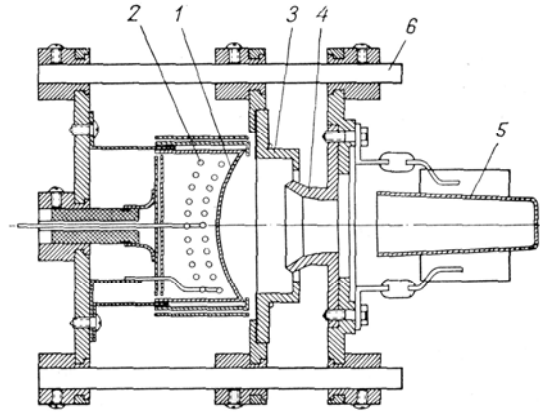


Рис. 3.2 — Экспериментальная пушка Мюллера в сборке:

$$U_a = 20 \text{ кВ}; p = 3 \text{ мкА/В}^{3/2}; C_j = 6.$$

1 — катод; 2 — подогреватель; 3 — фокусирующий электрод; 4 — анод; 5 — коллектор; 6 — керамический стержень

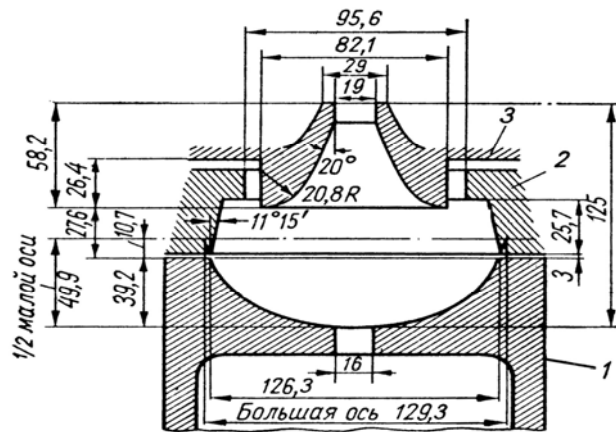


Рис. 3.3 — Экспериментальная электронная пушка Хейля:

$$U_a = 600 \text{ В}; p = 3 \text{ мкА/В}^{3/2}; C_j = 75; 1 — \text{катод}; 2 — \text{фокусирующий}$$

электрод; 3 — анод (размеры в относительных единицах)

В формирующем устройстве создаётся такое распределение потенциально-электрического поля, при котором электроны со всей поверхности катода сжимаются в узкий пучок, проходящий сквозь отверстие анода. Степень сходимости пучка характеризуется двумя коэффициентами сжатия: по плотности тока  $C_j$  и по радиусу пучка  $C_r$ .

Отношение максимальной плотности тока в потоке к плотности тока, снимаемой с катода, называется коэффициентом  $C_j$ .

Коэффициент сжатия по радиусу, равный  $C_r \sim \sqrt{C_j}$ , определяется отношением радиуса катода к радиусу минимального сечения потока на выходе из пушки. При сжатии в потоке возрастают силы поперечного расталкивания, зависящие от величины объёмного заряда. Величина объёмного заряда определяется характеристической проводимостью потока  $p$ , равной отношению тока пучка к напряжению  $U_0$  в степени «3/2», т.е.  $p = \frac{I_0}{U_0^{3/2}}$ . Эта вели-

чина называется первеансом (англ.). На рис. 3.1÷3.3 приведены величины этих коэффициентов для различных пушек, применяемых в СВЧ-приборах.

**Поперечно ограничивающее устройство** предназначено для сохранения поперечных размеров пучка при его движении вне пушки и представляет физическую систему непрерывного удерживания электронного потока в пределах заданного диаметра по всей длине, посредством компенсации сил расталкивания. Для компенсации сил расталкивания используются магнитные, электрические и смешанные поля.

## 3.2 Обзор пушек ЭОС

Электронные пушки, создающие цилиндрические и ленточные параллельные потоки (рис. 3.4, 3.6), имеют в большинстве своём вогнутый катод, широко раскрытый управляющий электрод и анод с отверстием [8]. Плотность тока  $J$  связана с потенциалом  $U$ , находящимся на расстоянии  $z$  от катода законом

«степени 3/2», имеющим вид  $J = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U^{3/2}}{z^2}$ . Если положить,

что на расстоянии  $z = d$  от катода расположен анод с потенциалом  $U = U_a$ , то выражение плотности тока принимает вид

$$J = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{3/2}}{d^2}.$$

Форма электродов и размеры определяются с помощью рис. 3.5. Для случая цилиндрического потока ток катода определяется выражением

$$I = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{\pi \cdot r_K^2}{d^2} U_a^{3/2}, \quad (3.1)$$

а напряжение на соответствующем аноде, отстоящем на расстоянии  $z$  от катода, соотношением  $U = U_a \left( \frac{z}{d} \right)^{4/3}$ .

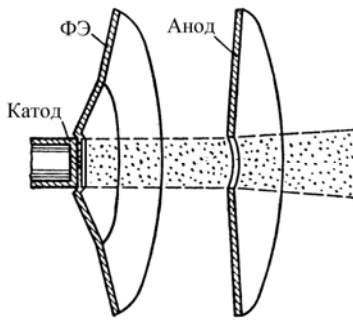


Рис. 3.4 — Электронная пушка, формирующая параллельный цилиндрический поток

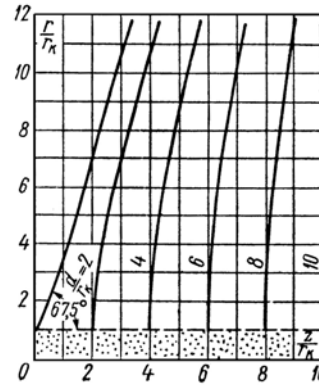


Рис. 3.5 — Форма электродов, создающих параллельный цилиндрический поток

На рисунке 3.5 приведена картина потенциального поля в пушке, создающей параллельный цилиндрический поток. Эквипотенциальная поверхность нулевого потенциала представляет плоскость, наклоненную к границе потока под углом  $67,5^\circ$ . При совпадении размеров и формы фокусирующего и анодного электродов с эквипотенциальными полями и потенциалами на них получаем пушку, обеспечивающую необходимые параметры электронного потока.

Для пушек с ленточным потоком (рис. 3.6), поперечное сечение которых  $x_n \times y_n$ ,  $x_n \gg y_n$ , где  $x_n$  — ширина,  $y_n$  — толщина, величина тока определяется также законом «степени 3/2»

$$I = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{x_n \cdot y_n}{d^2} U_a^{3/2}. \quad (3.2)$$

Наличие отверстия в аноде реальной конструкции пушки несколько нарушает прямолинейное движение электронов на выходе из анода. Создаётся отклонение луча от прямолинейного на угол  $\alpha$  (рис. 3.6), равный  $\alpha = \frac{2}{3} \frac{y_n}{d}$ . Очевидно, что чем толще лента потока  $y_n$ , при неизменной ширине ее  $x_n$ , а также при неизменном расстоянии  $d$ , тем больше расфокусировка потока на вы-

ходе пушки. Графики для разработки пушек, создающих ленточные потоки, приведены на рис. 3.7.

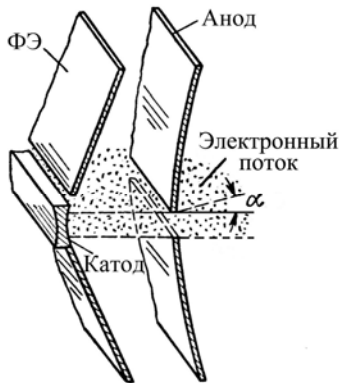


Рис. 3.6 — Электронная пушка, формирующая ленточный электронный поток

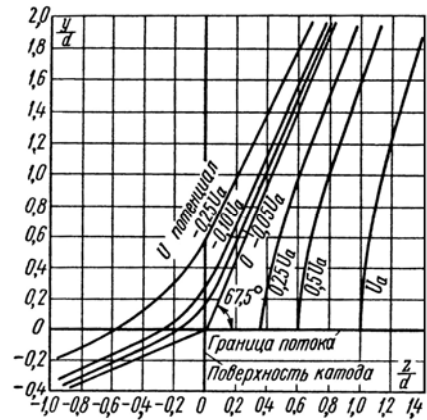


Рис. 3.7 — Картина потенциально-поле, создающего параллельный ленточный электронный поток

Для создания сходящихся аксиально-симметричных цилиндрических и трубчатых пучков используются электронные пушки Пирса (рис. 3.8, 3.10) [8], профили электродов которых найдены Шпангенбергом [7] для разных значений  $\theta$ ,  $\bar{r}_k/\bar{r}_a$  пушки Трениевой (рис. 3.11 и 3.12) [9] и пушки Мюллера (рис. 3.2) [7].

Вследствие расфокусирующего действия анодного отверстия угол наклона траектории электронов к оси на выходе из пушки  $\gamma$  будет всегда меньше угла наклона внутри самой пушки  $\theta$  (рис. 3.8). Связь между этими углами определяется соотношением  $\gamma = \theta - \alpha$ .

Параметры формирующей системы: угол схождения  $\theta$  и отношение средних радиусов катода и анода ( $\bar{r}_k/\bar{r}_a$ ) в пушках Пирса определяется по графикам (рис. 3.10), а величина тока катода — выражением

$$I = 29,34 \cdot 10^{-6} \frac{\sin^2(0,5 \cdot \theta)}{(\alpha_a)^2} U_a^{3/2}, \quad (3.3)$$

где  $\alpha_a \approx \frac{\bar{r}_a \cdot \theta}{|f|}$ ;  $f$  — величина фокусного расстояния отверстия анода, определяется рис. 3.9. Из (3.2) находится характеристическая проводимость потока (первеанс).

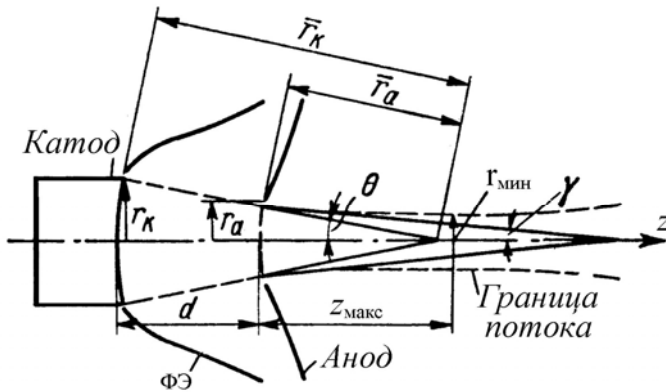


Рис. 3.8 — Электронная пушка Пирса для формирования сходящегося потока за пределами пушки

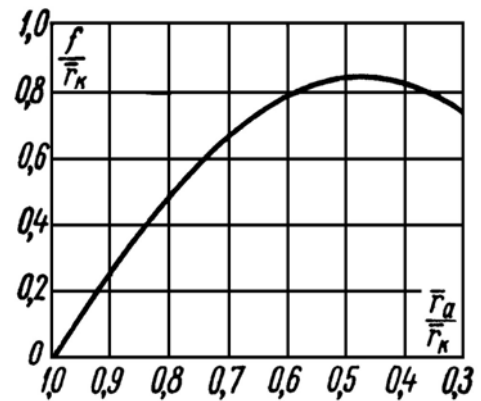


Рис. 3.9 — Зависимость фокусного расстояния анодного отверстия от радиуса кривизны анода

Электронные пушки, формирующие сходящийся электронный поток, имеют важное практическое значение, так как они позволяют формировать потоки с плотностью тока, значительно превышающей плотность тока, отбираемого с катода, благодаря сжатию потока в области пушки.

Методика расчета пушек Пирса [8] справедлива для идеальной системы электродов, не имеющей отверстий в анодном электроде. При наличии отверстий расчет становится приближенным, так как при больших диаметрах отверстия в анодном электроде происходит существенное изменение поля в пространстве катод — анод в целом и резкое изменение поля в области, примыкающей к аноду. Один из методов компенсации влияния анодного отверстия заключается в том, что изменением геометрии фокусирующих электродов распределение поля в области катод — анод пушки с отверстием подгоняется к полю идеальной пушки. Однако искажения поля в области отверстия при этом сохраняются.

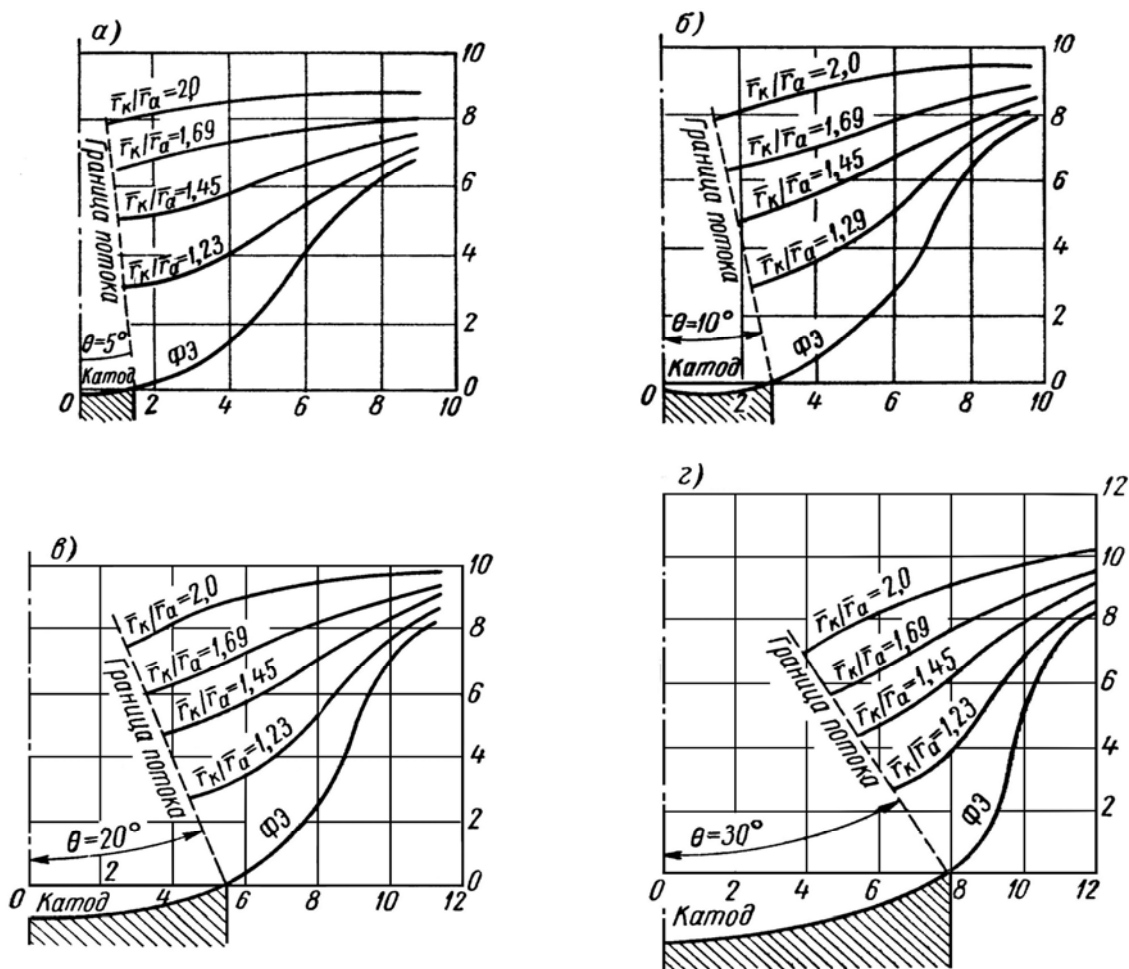


Рис. 3.10 — Формы электродов, создающих сходящийся электронный поток с различными углами схождения для пушек, изображенных на рис. 3.8

Недостатком профилей, изображенных на рис. 3.10, является их относительная сложность. Для упрощения изготовления криволинейный профиль аппроксимируется отрезками прямых линий. Простая форма электродов, удовлетворяющая широкому диапазону изменений параметров  $\theta$ ,  $\bar{r}_k/\bar{r}_a$ , получена в пушках Тренивой С.Н. [9], которые предназначались для формирования сплошных сходящихся потоков при углах схождения  $\theta \leq 50^\circ$ ,  $\bar{r}_k/\bar{r}_a = 1,5 \div 10$  (рис. 3.11, а), а также при углах схождения  $\theta \leq 25^\circ$ ,  $\bar{r}_k/\bar{r}_a = 1,5 \div 4$  (рис. 3.12, б) (разработаны в 1957 году). Применяются широко в настоящее время в отражательных клистронах, в лампах бегущей и обратной волны типа О. Геометрические размеры таких пушек определяются при помощи графиков, приведенных на рис. 3.11÷ 3.12.



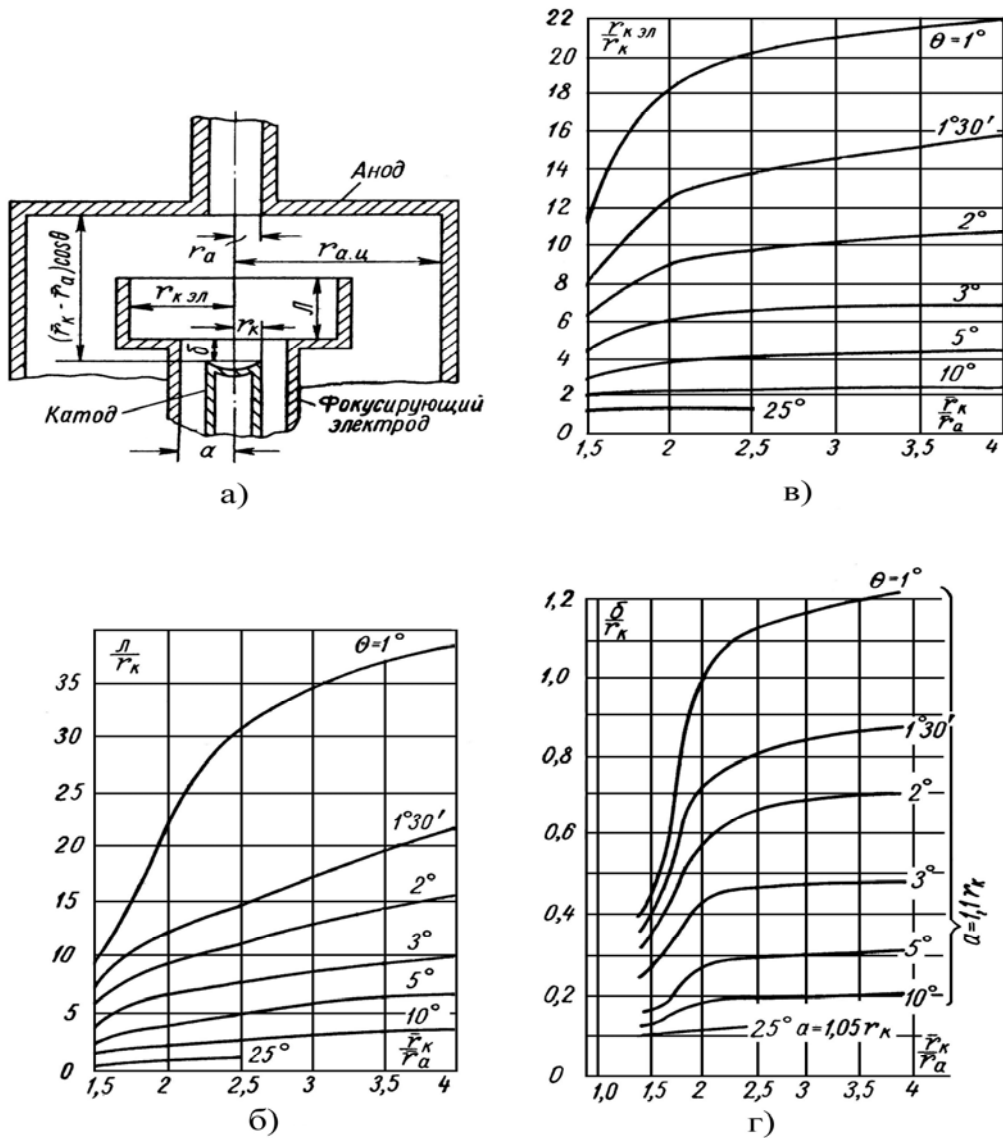


Рис. 3.12 — Электронная пушка Трениевой № 2 для формирования аксиально-симметричных потоков и графики для расчёта её геометрических размеров, при  $\theta \leq 25^\circ$ ,  $\bar{r}_k/\bar{r}_a = 1,5 \div 4$

Электронные пушки с «короткой» и «длинной» оптикой [10, 11] применяются в приборах М-типа с нерезонансными колебательными системами. Схема устройства пушки с «короткой» оптикой представлена на рисунке 3.13. Узкий по ширине, плоский катод, фокусирующий электрод (ФЭ) и сплошной профильный анод под разными углами наклоненные к плоскости катода. Постоянное магнитное поле  $\vec{B}$ , ортогональное плоскости рисунка, позволяет на выходе из пушки получить ленточный поток электронов. В пушке постоянные электрическое и магнитное поля взаимно ортогональны.

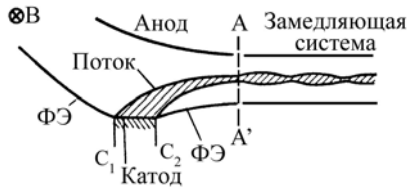


Рис. 3.13 — Короткофокусная плоская пушка со скрещенными полями

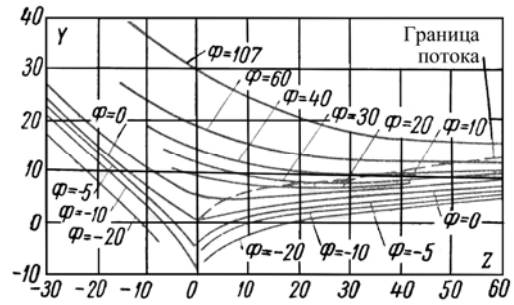


Рис. 3.14 — Форма потенциального поля и траектория электрона (пунктир) в короткофокусной пушке со скрещенными полями

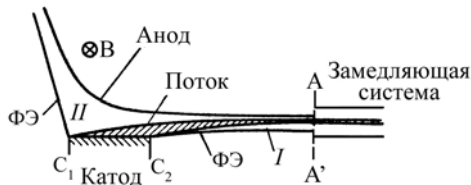


Рис. 3.15 — Длиннофокусная пушка короткой оптики

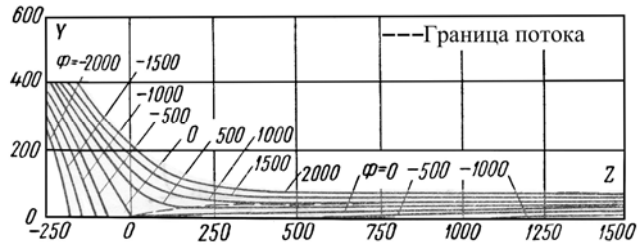


Рис. 3.16 — Форма потенциального поля и траектория электрона (пунктир) в пушке короткой оптики (рис. 3.14)

В пушке с «длинной» оптикой траектории электронов в пространстве взаимодействия имеют вид волнистых кривых. В литературе [10] рассматривается применение широких катодов с компрессией луча для увеличения  $I_0$  и  $P_{\text{ВЫХ}}$ . Конструкция пушки, потенциальные поля и траектории электронов — на рис. 3.15.

Определение формы фокусирующих электродов, обеспечивающих заданное движение электронов, может быть проведено с помощью рис. 3.14 и рис. 3.16. Приведённый потенциал  $\Phi$  находится по заданному напряжению  $U$ , напряженности магнитного поля  $B$  и плотности тока с катода  $J_k$  по формуле

$$\Phi = \frac{1}{2,35} \cdot \frac{B^4}{j_k^2} U \text{ [Тл, А/см}^2\text{, В]} \text{ и, как следует из графиков (рис. 3.14, 3.16), определяет эквипотенциальную поверхность анода (форму и размеры) при соответствующих потенциалах и размерах управ-}$$

3.16), определяет эквипотенциальную поверхность анода (форму и размеры) при соответствующих потенциалах и размерах управ-

ляющего электрода. Для перехода от относительных величин  $Z$  и  $Y$  на графиках к абсолютным значениям  $z$  и  $y$  в реальных конструкциях следует воспользоваться формулами:

$$z = 3,7 \cdot 10^{-2} \frac{J_K}{B^2} Z, \left[ \text{см}, \frac{\text{А}}{\text{см}^2}, \text{Тл} \right]; y = 3,7 \cdot 10^{-2} \frac{J_K}{B^2} \cdot Y.$$

Скорость электронов  $v_n$  на выходе из пушки «короткой оптики» определяется выражением

$$v_{n\text{ВЫХ}} = \frac{2E_n}{B} = \frac{2U_a}{d_n \cdot B}, \quad (3.4)$$

где  $d_n$  — расстояние между катодом и анодом в пушке;  $U_a$  — напряжение на пушке.

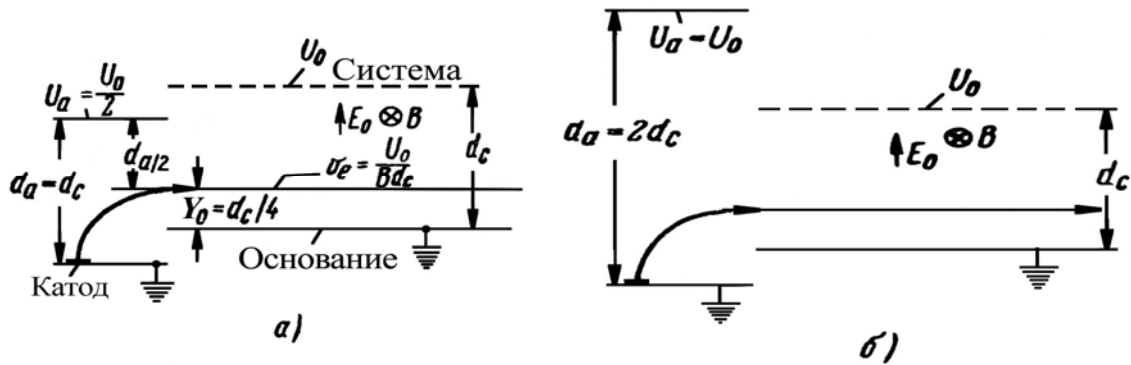


Рис. 3.17 — Системы пушек с «короткой» оптикой:  
 а — случай  $d_n = d_c$ , при условии  $U_s = U_a/2$ , величина  $y_0 = 0,25 \cdot d_c$  [11];  
 б — случай  $d_n = 2d_c$

Подбором  $d_n$  и  $d_c$ ,  $U_n$  и  $U_a$  можно регулировать координату «влёта» электронов  $y_0$  в пространство взаимодействия и расстояние между горячим катодом и ЗС ( $\ell_{\text{КС}}$ ).

### 3.3 Поперечно ограничивающая система

Ограничение потоков от действия расталкивающих поперечных сил пространственного заряда во время движения осуществляется следующими [7] способами:

**1. Продольное магнитное поле, созданное соленоидом.**

В качестве таких систем являются длинные соленоиды, системы соосных коротких соленоидов или магнитная система, в которой однородное поле создается в пространстве между полюсными наконечниками.

Если магнитное поле и скорости электронов  $v_z$  параллельны, магнитная сила  $\bar{F}_m = q \cdot [\bar{v} \cdot z_0 B]$  равна нулю. При появлении радиальной составляющей скорости возникает составляющая магнитной силы  $\bar{F}_{m\alpha}$ , заставляющая двигаться электроны по спиральным траекториям, закручиваясь вокруг оси поля  $\bar{B}$ . Величина поля  $\bar{B}$  определяется током пучка  $I_0$ , радиусом  $r_n$  и напряжением на оси пучка  $U_0$  относительно катода

$$B_{\text{опт}} = \frac{2 \cdot I_0}{1,45 \cdot r_n^2 \cdot \sqrt{U_0}}, \text{ Тл.} \quad (3.5)$$

**2. Магнитная периодическая система** — конструктивно выполняется в виде последовательного ряда намагниченных колец и магнитомягких шайб с периодом  $h$  (рис. 3.18). В системе магнитное поле  $\bar{B} = B_r \bar{r}_0 + B_z \bar{z}_0$ .

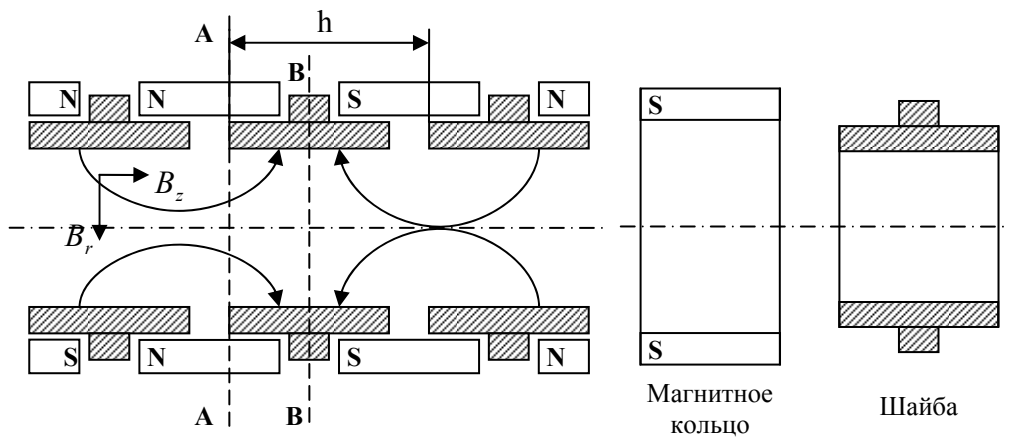


Рис. 3.18 — Система периодической магнитной фокусировки

В сечении А-А продольное поле  $B_z$  сильнее, чем в сечении В-В. Действие на электрон, имеющий скорость  $v_z$ , составляющих магнитного поля показано на рис. 3.19. В пространстве, где имеется радиальная компонента  $B_r$ , на электрон действует сила  $F_\alpha$ , перпендикулярная плоскости рисунка. Электрон начинает вра-

щение вокруг оси  $z$ . При вращении он пересекает компоненту  $B_z$ , что вызывает силу  $F_r$ , направленную к оси  $z$ , т.е. отклоняющую электрон к оси  $z$ .

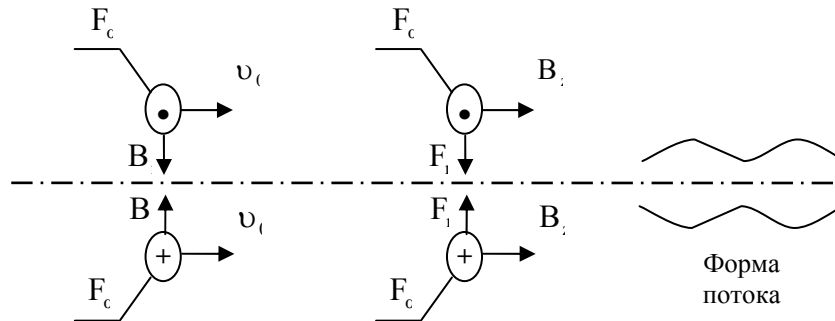


Рис. 3.19 — Направление действия магнитных сил на движущийся электрон и результирующая форма потока

**3. Центробежно-электростатическая ограничивающая система (ЦЭОС).** ЦЭОС применяется для трубчатых потоков и основана на использовании электрического поля цилиндрического конденсатора, образованного внешним цилиндром радиуса  $R_2$  и внутренним — радиуса  $R_1$ . Формирование потока в такой системе происходит пушкой, состоящей из кольцевого катода, заключенного между цилиндрическими управляющими электродами, и трубчатого катода.

Все электроны пушки имеют спиральный срез, поэтому сразу на выходе из пушки получают момент вращения. Электронный поток, имея как аксиальную так и тангенциальную составляющие скоростей, поступает в цилиндрический конденсатор. Потенциалы на цилиндрах разные  $U_1 > U_2$ . Поле внутри  $E_r = \frac{U_\phi}{r \cdot \ln(R_2/R_1)}$ , где  $U_\phi = U_1 - U_2$ .

Если электрон начал двигаться под углом к оси цилиндра, то электрическое поле конденсатора, силой  $F_r = eE_r$ , возвращает его к оси конденсатора. Но электрон при движении развивает центробежную силу  $F_{ц}$ , равную  $F_{ц} = \frac{m \cdot v_\tau^2}{r}$ , направленную по радиусу к внешнему цилиндру. Подбирая  $F_{ц} = F_r$ , устраняем расталки-

вающую силу. Поток будет двигаться по спиральной траектории. Ток пучка

$$I_{\text{ЦОЭС}} = \frac{33 \cdot 10^{-6} \cdot U_{\Phi} \sqrt{U_0}}{R_e}; \quad (3.6)$$

$$R_e = \ln \frac{R_b}{R_1} - \frac{1}{2} - K \cdot \ln \frac{R_b}{R_a} + \frac{R_b^2}{R_a^2 - R_b^2} \cdot \ln \frac{R_2}{R_1}; \quad K = \frac{R_a^2}{R_a^2 + R_b^2},$$

где  $R_a$ ,  $R_b$  — радиусы пучка, внешний и внутренний;  $U_0$  — потенциал анода пушки.

**4. Периодическая электростатическая система** используется в случае применения биспиральных периодических ЗС с разными постоянными потенциалами на них (рис. 3.20).

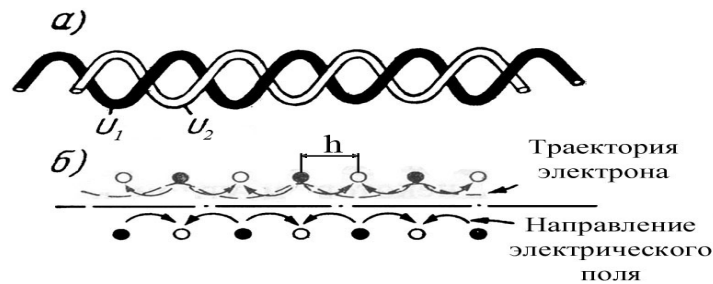


Рис. 3.20 — Принцип фокусировки электронного потока:  
 а — периодическая биспиральная замедляющая система, имеющая напряжение на спиралях  $U_2 > U_1$ ;  
 б — траектории в электрическом поле

В системе образуются электростатические линзы между витками спиралей, к которым подведены напряжения  $U_2$ ,  $U_1$ . Чем больше неравенство  $U_2 > U_1$ , тем больше напряжённость поля в зазоре между цилиндрами, тем больше сила  $F_e = e \cdot E$  и тем сильнее электрон притягивается к оси системы.

## Глава 4. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ГЕНЕРАТОРОВ И УСИЛИТЕЛЕЙ

### 4.1 Эквивалентная схема генераторов и усилителей с резонансной колебательной системой

Работа генераторов и усилителей СВЧ определяется тремя факторами:

- свойствами электронного потока (или активной среды);
- параметрами колебательной высокочастотной системы;
- параметрами внешней нагрузки.

Для анализа работы приборов с резонансными колебательными системами, к которым относятся: генераторы и усилители на триодах и тетродах, клистроны, магнетроны и генераторы на полупроводниковых диодах, применяется метод эквивалентных схем. По этому методу колебательная система, внешняя нагрузка и электронный поток или поток носителей заряда представляются в виде эквивалентных цепей с сосредоточенными проводимостями.

Активную среду, или рабочее пространство, микроволнового прибора обозначим на эквивалентной схеме проводимостью  $\dot{Y}_e = G_e + jB_e$  (рис. 4.1, точки  $a$ ,  $b$ ).

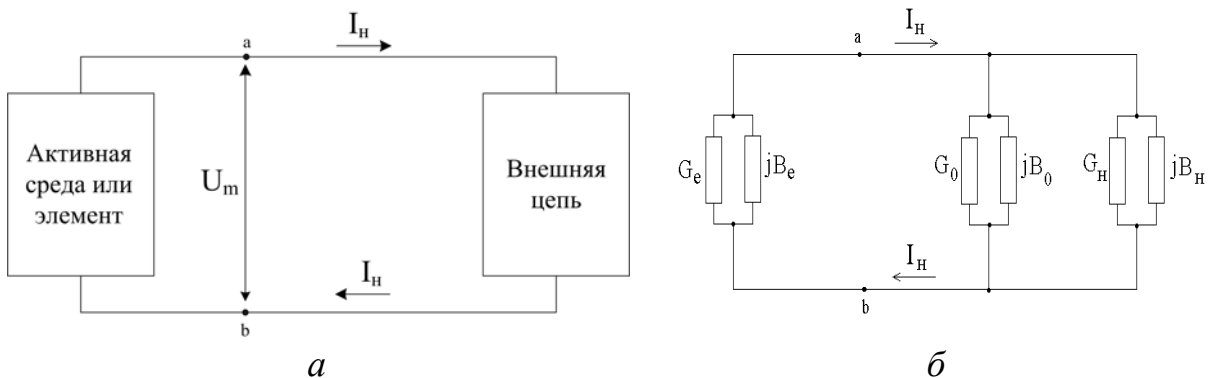


Рис. 4.1 — Эквивалентная схема резонансного СВЧ-прибора

Внутри этого пространства происходит движение носителей заряда, что играет роль источника наведенного тока  $\dot{I}_{нав}$  в цепи и

появления напряжения  $\dot{U}_m$  в точках  $a, b$  (зазор). Электронная проводимость определяется соотношением

$$\dot{Y}_e = \frac{\dot{I}_{нав}}{\dot{U}_m} = G_e + jB_e. \quad (4.1)$$

Пронизываемый немодулированным потоком электронов зазор при конечных углах пролета обладает активной и реактивной электронной проводимостью [2], которые имеют вид:

$$G_e = \frac{I_0}{2U_0} F_1(\theta) = \frac{I_0}{2U_0} \left( M^2 - \frac{\sin \theta}{\theta^2} \right) = \frac{I_0}{2U_0} \cdot \frac{2(1 - \cos \theta) - \theta \cdot \sin \theta}{\theta^2}; \quad (4.2)$$

$$B_e = \frac{I_0}{2U_0} F_2(\theta) = \frac{I_0}{2U_0} \cdot \frac{2 \sin \theta - \theta(1 + \cos \theta)}{\theta^2}. \quad (4.3)$$

Функции  $F_1(\theta)$  и  $F_2(\theta)$  представлены на графиках рис. 4.2.

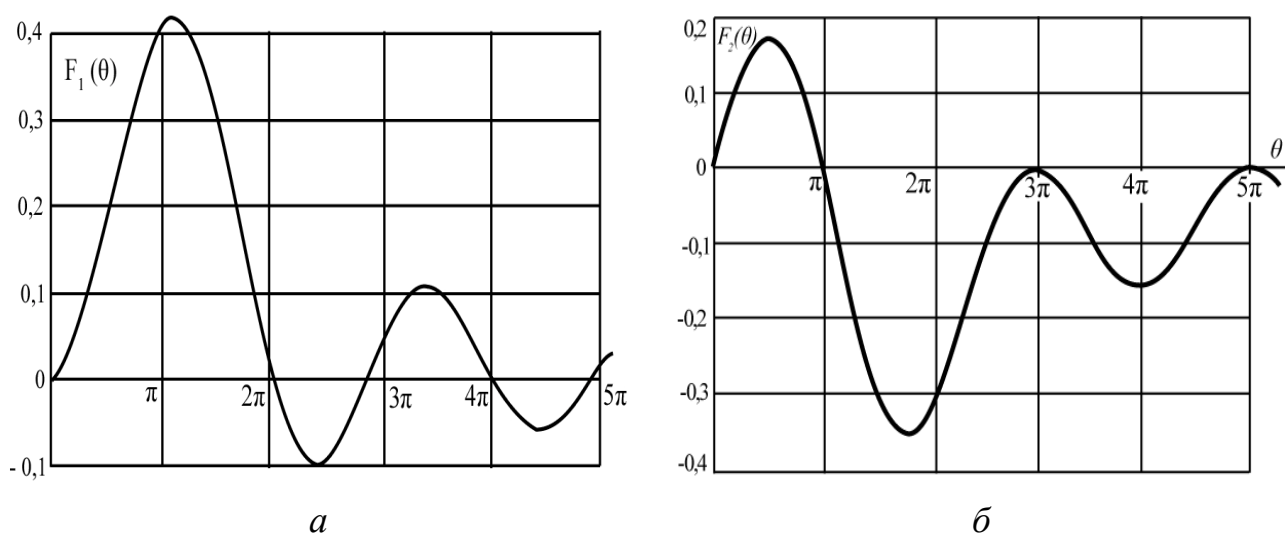


Рис. 4.2 — График функции  $F_1(\theta)$ , определяющей активную составляющую входной проводимости зазора ( $a$ ); график функции  $F_2(\theta)$ , определяющей реактивную составляющую входной проводимости зазора ( $b$ )

Эквивалентные емкости и индуктивности выводов прибора, сопротивление потерь входят в состав проводимости колебательной системы  $\dot{Y}_0 = G_0 + jB_0$  в точках  $a-b$  (рис. 4.1).



Внешняя нагрузка  $\dot{Y}'_n$  через посредство вводов (или выводов) энергии трансформируется также к точкам  $a—b$  и обозначается на эквивалентной схеме трансформированной проводимостью  $\dot{Y}'_n$ , равной

$$\dot{Y}'_n = G'_n + jB'_n, \quad (4.4)$$

где 
$$G'_n = \frac{G_0 Q_0}{Q_{вн}} = \frac{Y_c}{Q_{вн}}; \quad B'_n = \frac{G_0 B_n Q_0}{G_n Q_{вн}} = \frac{B_n Y_c}{G_n Q_{вн}}. \quad (4.5)$$

Здесь  $Y_c = \left(\frac{f_0}{2}\right) \cdot \left(\frac{\partial B}{\partial f}\right)$  — характеристическая проводимость контура; величина  $(Q_0/Q_{вн})$  — коэффициент трансформации проводимости нагрузки к точкам, где располагается активная среда.  $Q_0, Q_{вн}$  — собственная и внешняя добротности резонатора (2.2).

Величины проводимостей нагрузки  $\dot{Y}'_n$  и контура  $Y_0$  не зависят от амплитуды колебаний в системе  $\dot{U}_m$ . Электронные проводимости  $G_e(U_0, I_0, U_m, \theta, \dots)$  и  $B_e(U_0, I_0, U_m, \theta, \dots)$  зависят от амплитуды переменного напряжения  $U_m$  на зазоре, от пролетных углов, от напряжения питания, тока носителей заряда и др. факторов, поэтому они являются нелинейными функциями.

## 4.2 Влияние электронной проводимости на работу генераторов с резонансной колебательной системой

**Условия самовозбуждения.** Допустим, что в схеме (рис. 4.1) возникли колебания, установился устойчивый режим генерации при отсутствии внешнего (входного) сигнала. Тогда, по 2-му закону Кирхгофа, сумма падений напряжения при обходе по замкнутому контуру должна быть равна нулю.

$$\frac{\dot{I}_{нав}}{G_e + jB_e} + \frac{\dot{I}_{нав}}{G_0 + jB_0 + G'_n + jB'_n} = 0.$$

Отсюда для установившегося режима работы любого генератора справедливы соотношения:

$$G_e + G_0 + G'_n = 0 \text{ — баланс амплитуд;} \quad (4.6)$$

$$B_e + B_0 + B'_n = 0 \text{ — баланс фаз.} \quad (4.7)$$

Активные величины  $G_0$  и  $G'_n$  всегда положительные. Следовательно, условием работы любого автогенератора из (4.6) является условие  $G_e < 0$ , т.е. *активная электронная проводимость должна быть отрицательной*. Генераторы, удовлетворяющие этому условию, называются генераторами с отрицательным сопротивлением или с отрицательной проводимостью. Такая проводимость может быть определена на падающем участке ВАХ в ППП, но может определяться факторами, не проявляющимися в статической ВАХ.

Смысл  $G_e < 0$  с энергетической точки зрения состоит в том, что активная электронная проводимость не потребляет энергию, а отдает ее во внешнюю цепь.

Для устойчивой работы генератора должно выполняться условие:

$$-G_e = G_0 + G'_n \text{ или } G_e = -(G_0 + G'_n) = -G_n. \quad (4.6б)$$

Активная электронная проводимость может иметь как положительный, так и отрицательный знак. Приборы с проводимостью  $G_e > 0$  используется в основном для создания детекторных и смесительных устройств, ослабителей (аттенюаторов), переключателей, ограничителей и других электрически управляемых или самоуправляемых систем. Их действие основано на поглощении или отражении части мощности бегущей волны, создаваемой сторонним СВЧ-источником. Для генерации СВЧ-колебаний и их усиления пригодны только такие приборы и их режимы, при которых  $G_e < 0$ .

Характер зависимостей электронной проводимости определяется амплитудой переменного напряжения  $G_e(U_m)$  и для большинства современных генераторных приборов монотонный, при неизменных параметрах режима, и качественно показан на рис. 4.3, а. Отрицательные значения  $G_e$  находятся в незаштрихованной области, начиная с малых амплитуд  $U_m$ , вплоть до предельных  $U_{m\text{пред}}$ , соизмеримых с постоянным питающим напряже-

нием  $U_0$ . Возможен и не монотонный характер зависимости  $G_e(U_m)$ , например рис. 4.3, а, кривые 2, 3 с переходом в область положительных электронных проводимостей. Пунктирные линии (кривые 4 и 5), противоречат закону сохранения энергии, приведены только как функции.

Зависимость  $G_e(U_m)$  для конкретного прибора получается посредством расчета или измеряется экспериментально. Если функциональная зависимость найдена, то можно определить амплитуду установившихся колебаний  $U_{m0}$  и соответствующую величину мощности в нагрузке  $P_n$ :

$$P_n = \frac{1}{2} U_{m0}^2 G_n^1. \quad (4.8)$$

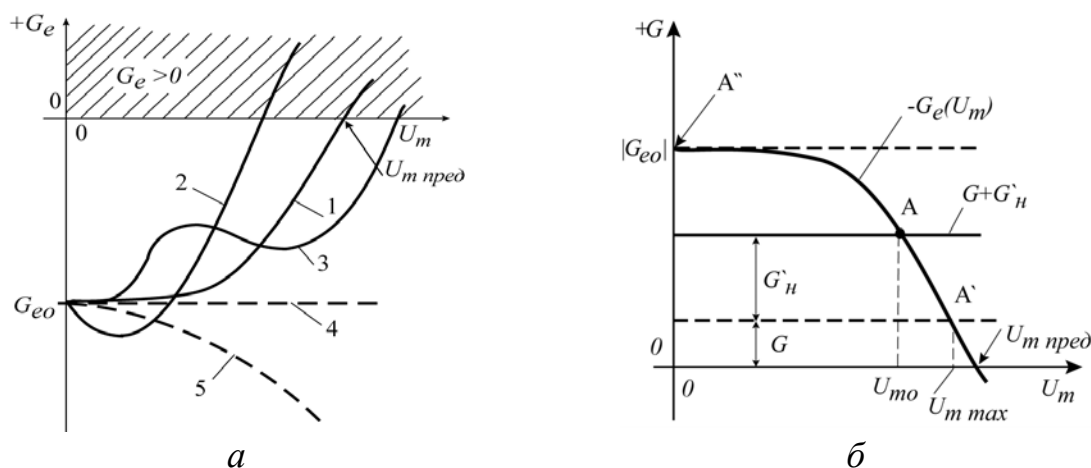


Рис. 4.3 — Характер зависимости электронной проводимости от амплитуды СВЧ-колебаний (а) и нахождение амплитуды установившихся колебаний (б)

На рис. 4.3, б приведена часто используемая «перевернутая» зависимость —  $G_e(U)$  (кривая 1, рис. 4.3, а). Пересечение прямой полной проводимости  $G_n = G_0 + G_n'$  с кривой —  $G_e(U_m)$  определяет рабочую точку А и амплитуду установившихся колебаний  $U_{m0}$ . Условие устойчивости колебаний генератора (2-е условие) имеет вид [18].

$$\frac{\partial |G_e|}{\partial U_m} \cdot \frac{\partial B_n}{\partial \omega} < 0, \text{ при } B_e = 0, \quad (4.9)$$

где  $B_n = B_0 + B'_n$  — полная реактивная проводимость резонатора и нагрузки;  $\partial B_n / \partial \omega$  — изменение реактивной проводимости резонатора и нагрузки (рис. 4.6).

### Амплитуда колебаний в разных режимах работы генераторов

**Мягким режимом** называют режим, в котором колебания возникают самопроизвольно, он имеет монотонный характер зависимости  $G_e(U_m)$  (рис. 4.3, а, кривая 1, рис. 4.4, а). Для автогенераторов с мягким самовозбуждением характерны следующие особенности: устойчивость работы в точке А.

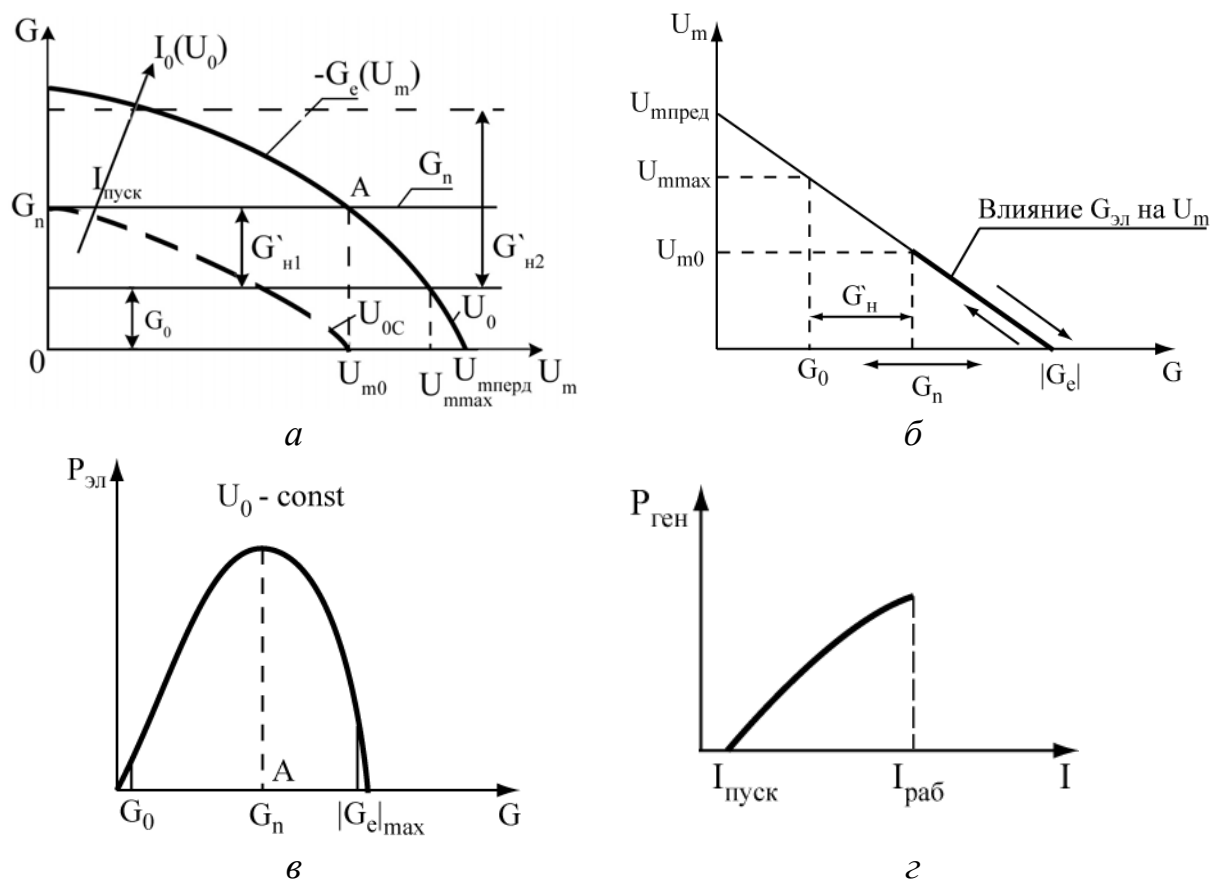


Рис. 4.4 — Характеристики генератора с «мягким» самовозбуждением

Из рис. 4.4, а видно, что в любой точке высокочастотных напряжений при  $U_m < U_{m0}$  отрицательная электронная проводимость по абсолютной величине превышает полную проводимость потерь. Это приводит к нарастанию амплитуды до  $U_{m0}$ . Если под воздействием внутренних флуктуаций амплитуда  $U_m$  превысит

$U_{m0}$ , то суммарная проводимость станет положительной, отдача энергии уменьшается, и колебания будут затухать до значения  $U_{m0}$ . Отдаваемая электронами мощность в устойчивой рабочей точке  $U_{m0}$  определяется соотношением  $P_e = 0,5 \cdot U_{m0}^2 G_e$  и достигает оптимальной величины при заданном постоянном напряжении  $U_0$ .

При увеличении напряжения питания от стартового значения до  $U_{0c}$  ток в активной среде также нарастает от пускового  $I_{\text{пуск}}$ , при котором возникают колебания, до рабочего  $I_0(U_0)$ , увеличиваются  $|G_{\text{эл}}|$  (4.2),  $P_e$  и  $P_{\text{ген}}$  (рис. 4.4, в, з).

**Жестким режимом** возбуждения называют режим, в котором генерация возникает только при наличии внешнего воздействия, создающего колебания с амплитудой, большей некоторого порогового значения. Для этого режима характерна зависимость  $G_e(U_m)$  не монотонного характера (рис. 4.3, а, кривые 2 и 3, рис. 4.5).

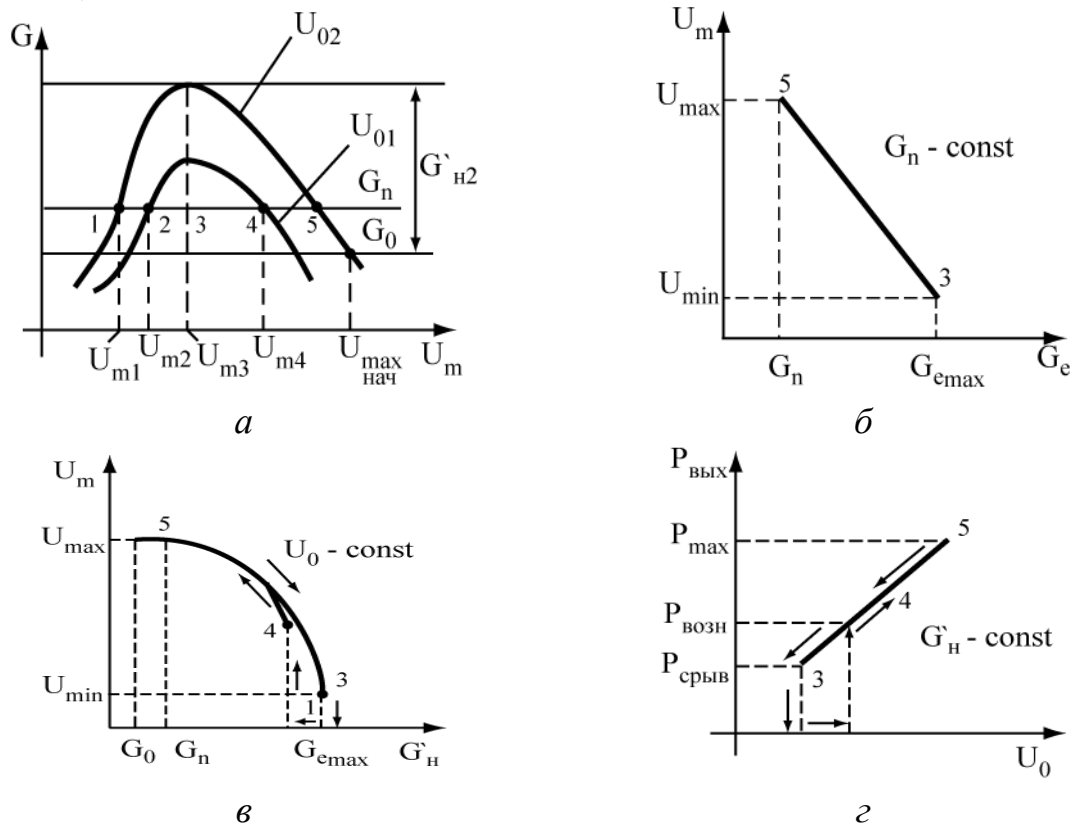


Рис. 4.5 — Характеристики генератора с «жестким» режимом возбуждения.

На рис. 4.5, а приведены зависимости  $G_e(U_m)$  для двух постоянных напряжений питания:  $U_{01} < U_{02}$ . При  $U_m < U_{m3}$  условие

самовозбуждения (4.9) ни при каких  $G_n$  не выполняется. Необходимо внешнее воздействие (посторонний сигнал), создающее колебание с амплитудой, большей порогового значения ( $U_{m1}$ ,  $U_{m2}$  рис. 4.5, а). Амплитуда сигнала внешнего воздействия должна быть больше величины постоянного напряжения питания (на зависимостях  $U_{02} > U_{01}$ ). Колебания, возникшие в точках 1 и 2, неустойчивы, через некоторое время колебания переходят в режим, обозначенный точками 4 и 5. Сложность возбуждения генераторов в жестком режиме не позволяет их широко использовать в диапазоне СВЧ.

На рис. 4.5, б, в показаны зависимости изменения амплитуды колебаний при изменении электронной проводимости (регулировка режима питания) и проводимости внешней нагрузки (режим питания не меняется), а также зависимость выходной мощности при изменении режима питания (рис. 4.5, г). Из рис. 4.5, а следует, что баланс активных мощностей при напряжении  $U_{02}$  (условие  $\sum G = 0$ ) удовлетворяется в точках 1 и 5, хотя в точке 1 колебания неустойчивы ( $\frac{\partial B_n}{\partial \omega} > 0$ ;  $\frac{\partial G_e}{\partial U_m} > 0$ ), устойчивой будет точка 5, где ( $\frac{\partial B_n}{\partial \omega} > 0$ ;  $\frac{\partial G_e}{\partial U_m} < 0$ ).

Если немонотонная характеристика  $G_e(U_m)$  с уменьшением  $U_0$  коснется прямой  $G_n$  в точке 3, то колебания не возникнут (точка неустойчивых колебаний). Амплитудой  $U_{m3}$  определяется мощность срыва автоколебаний генератора  $P_{cp}$ , равная

$$P_{cp} = 0,5U_{m3}^2 G_n. \quad (4.10)$$

Если в приборе возникает сигнал величиной  $U_{m2}$  на заданной частоте, то наступает режим нарастания сигнала до устойчивой точки  $U_{m4}$  или  $U_{m5}$  и мощность скачком возрастает до величины возникновения  $P_{возн} = 0,5U_{m5}^2 G_n$ . Мощность возникновения генерации оказывается больше мощности срыва  $P_{возн} > P_{cp}$ . Это явление называется электронным гистерезисом.

### **Частота генерируемых колебаний и способы её изменения**

Используем уравнение (4.7) для нахождения частоты генерируемых колебаний в установившемся режиме. Предположим, что трансформированная нагрузка в плоскости зазора имеет чисто активный характер, т.е.  $B'_n = 0$ . Тогда частота генерируемых колебаний определяется условием

$$-B_e = B_0, \quad (4.11)$$

т.е. пересечением  $B_0(f)$  для параллельной схемы и взятой с противоположным знаком кривой  $B_e(f)$  (рис. 4.6). Зависимость реактивной проводимости резонаторов от частоты имеет линейный участок с переходом величины  $B$  через нуль, с положительным наклоном при резонансной частоте, т.е.  $\frac{\partial B}{\partial f} > 0$ . Реактивная проводимость резонатора на частотах, близких к  $f_0$ , связана с его нагруженной добротностью (2.5):

$$Q_n = \frac{f_0}{2(G_0 + G'_n)} \left( \frac{\partial B}{\partial f} \right)_{f \rightarrow f_0} = \frac{f_0 \cdot B_0}{2G_n(f - f_0)}. \quad (4.12)$$

Откуда

$$B_0 = 2Q_n G_n \left( \frac{f}{f_0} - 1 \right) = -B_e. \quad (4.13)$$

Найдем частоту установившихся колебаний  $f_{ген} = f$

$$f_{ген} = f_0 \left( 1 + \frac{B_0}{2Q_n G_n} \right). \quad (4.14)$$

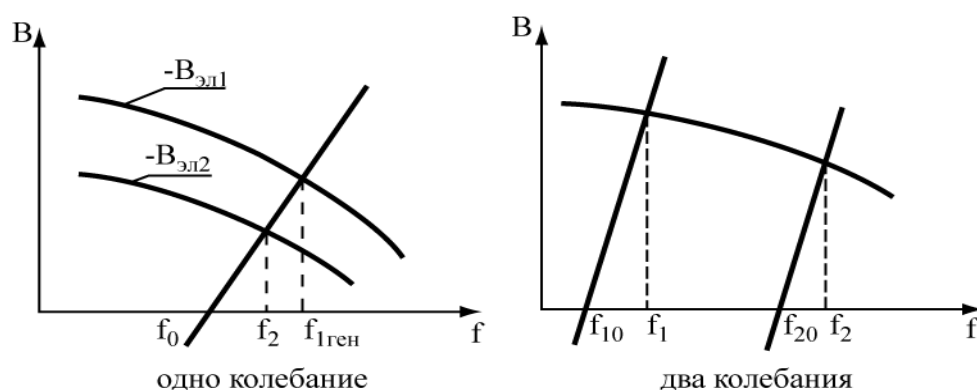


Рис. 4.6 — Перестройка частоты генератора при изменении электронной проводимости

Для установившегося режима выполняются условия (4.13) и (4.6), поэтому окончательно частота генератора

$$f_{ген} = f_0 \left( 1 + \frac{B_e}{2Q_n G_e} \right). \quad (4.15)$$

### Анализ (4.15) и выводы:

1. Частота генератора (4.15) определяется частотой резонатора  $f_0$ , проводимостью потока и нагруженной добротностью.

2. Перестройка частоты генератора  $f_{ген}$  осуществляется изменением размеров резонатора (перемещение поршней, введение винтов и т.п.). Это так называемая механическая настройка, которая может обеспечить изменение  $f_0$  и  $f_{ген}$  в пределах октавы и более. Диапазону частот в одну октаву соответствует отношение максимальной и минимальной частот, равное 2, или иначе  $\frac{\Delta f}{f_{ср}} = \pm \frac{1}{3}$ , т.е.  $\pm 33\%$  от средней частоты.

3. При изменении температуры окружающей среды или нагрева прибора при работе резонансная частота  $f_0$  и свойства активного элемента ( $B_e$ ,  $G_e$ ) могут изменяться, что влечет за собой уход частоты. Это изменение частоты характеризуется температурным коэффициентом частоты (ТКЧ), равным  $\frac{\Delta f_{ген}}{\Delta T}$ ,  $\left[ \frac{\text{МГц}}{\text{град}} \right]$ .

Для повышения температурной стабилизации частоты используют термостаты.

4. Электронные проводимости  $B_e$  и  $G_e$  зависят от напряжения и тока и др. факторов. Это означает, что изменением  $U_0$  или  $I_0$  можно в некоторых пределах управлять рабочей частотой  $f_{ген}$ , не изменяя частоту резонатора. Изменение частоты напряжением называется электронной настройкой, а изменение частоты током — электронным смещением. Преимуществом электронной перестройки частоты перед механической является малая инерционность и возможность использования электронной автоматики. Разновидностью электрической настройки является *регулировка частоты  $f_{ген}$  с помощью варикапов* (или варакторов), встроенных в резонаторы, в которых плавно изменяется емкость под действием управляющего напряжения.

5. Частота генератора (4.15) уменьшается при повышении  $Q_n$ , что увеличивает стабильность. Генератор будет работать ста-



бильно, но в узком диапазоне частот. Поэтому стабильный генератор с высоким КПД и  $P_{\text{вых}}$  не может иметь широкий диапазон электронной настройки.

### 4.3 Влияние внешней нагрузки на мощность и частоту генерации

На основании (4.7), (4.6), частота генератора и мощность зависят как от внешней нагрузки  $Y_n$ , трансформируемой через вывод энергии в контур, так и от степени связи резонатора с нагрузкой (поворот возбуждающей петли или изменение глубины погружение штыря связи в волновод). При изменении вносимой активной проводимости нагрузки от  $G'_n = 0$  до  $G'_n = G'_{n \max}$ , причем

$$G'_n = \frac{Y_c}{Q_{\text{вн.пред}}},$$

происходит изменение амплитуды колебаний и изменение мощности генератора (рис. 4.7, а, б).

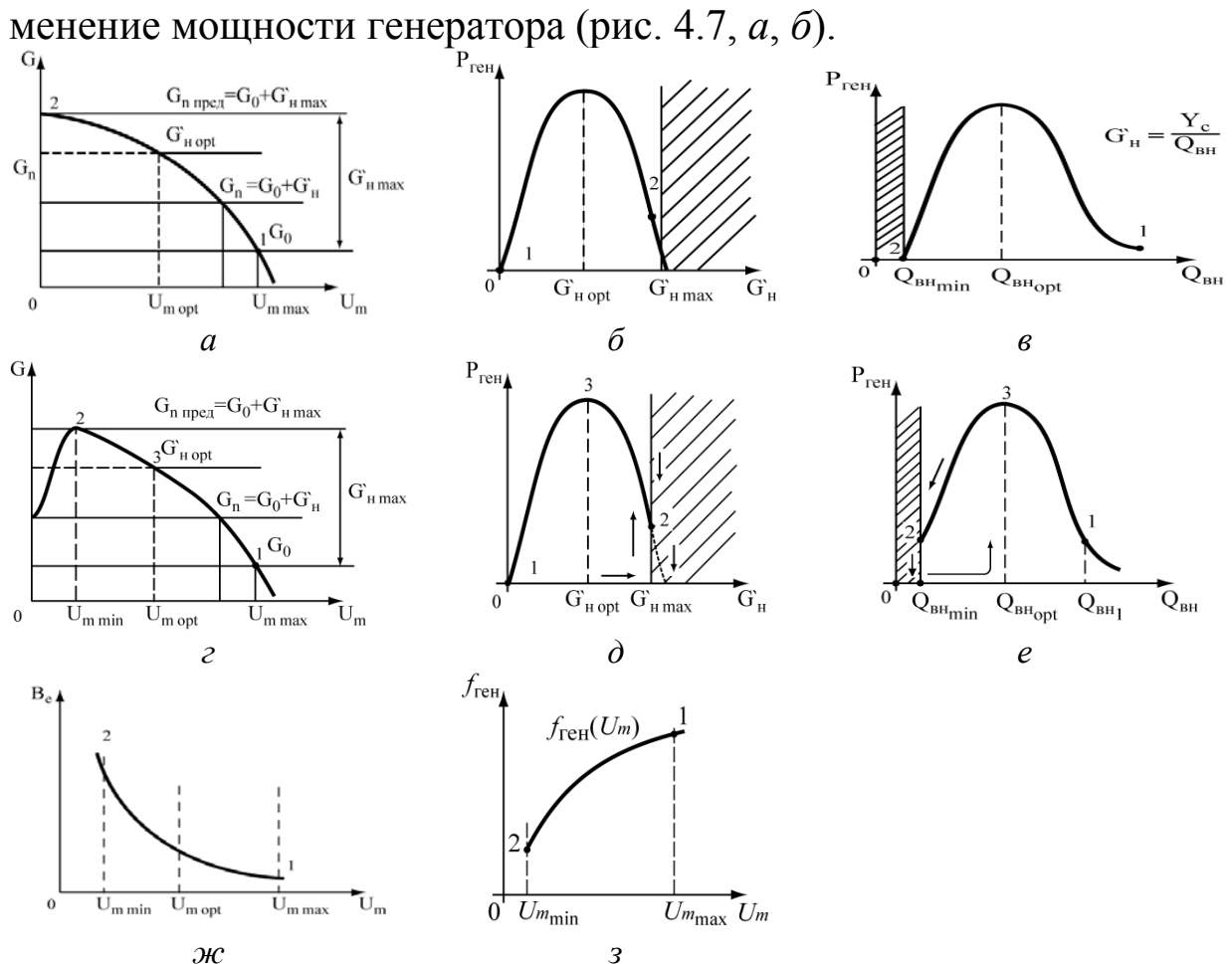


Рис. 4.7 — Влияние на мощность и частоту генерации изменения степени связи резонатора с внешней нагрузкой для разных режимов

Величина мощности генератора определяется уравнением

$$P_{ген} = \frac{1}{2} U_m^2 G'_n = \frac{1}{2} U_m^2 \cdot \frac{Y_c}{Q_{вн}} \quad (4.16)$$

и для магкого режима при изменении внешней добротности от  $Q_{вн \min}$  до  $Q_{вн1}$  проходит через максимум при  $Q_{вн \text{ опт}}$ .

Для генератора с «жестким» возбуждением (рис. 4.7,  $z, d, e$ ) при изменении степени связи наблюдается электронный гистерезис со скачкообразным возникновением и срывом колебаний в точках 2.

Реактивная и активная электронные проводимости имеют одинаковый характер изменения от  $U_m$  в рабочем режиме (спадающий). Так как  $B_e(U_m)$  уменьшается с ростом  $U_m$ , то частота генератора растет (рис. 4.7,  $z$ ).

Можно оценить изменение (затягивание) частоты генераторов нагрузкой. Для этого эквивалентные параметры контура и электронного потока следует трансформировать в плоскость входа линии передачи  $G'_0, B'_0, G'_e, B'_e$ . Трансформированные проводимости получаются умножением проводимостей  $Y_0$  и  $Y_e$  на коэффициент трансформации  $K_T^2 = \frac{Q_{вн} Y_c}{Q_0 G_0}$ . Все проводимости выра-

жают в относительных единицах по отношению к характеристической (волновой) проводимости линии  $Y_c$ , принимаемой за условную единицу.

Когда нагрузка с линией согласована, т.е.  $Y_n = G_n + jB_n = 1 + j0$ , коэффициент стоячей волны равен  $K_{св} = 1$ . Уравнение (4.7) при  $B_n = 0$  принимает вид  $B'_0 + B'_e = 0$ , а частота колебаний пусть будет  $f_{ген. согл} = f_0$ . Если в линии изменится реактивность нагрузки  $B_n$ , то  $K_{св} > 1$ . Чтобы сумма реактивных проводимостей в режиме  $K_{св} > 1$  стала равной нулю, необходимо изменение трансформированной проводимости на  $\Delta B'$ , т.е.

$$B'_0 + B'_e + B_n + \Delta B' = 0. \quad (4.17)$$

Откуда, с учетом  $B'_0 + B'_e = 0$ , получим соотношение

$$B'_n + \Delta B' = 0. \quad (4.18)$$

Изменение  $\Delta B'$  вызвано внешней нагрузкой, связанной с внешней добротностью выражением (2.5),

$$Q_{вн} = \frac{f_0}{2} \left( \frac{\partial B'}{\partial f} \right)_{f \rightarrow f_0} = \frac{f_0}{2} \left( \frac{\Delta B'}{\Delta f} \right)_{f \rightarrow f_0}, \text{ откуда}$$

$$\Delta B' = 2Q_{вн} \Delta f / f_0, \quad (4.19)$$

а зависимость частоты генератора  $\Delta f$  от реактивной проводимости нагрузки:

$$\Delta f_{ген} = -\frac{f_0}{2Q_{вн}} B_n = f_{ген} - f_{ген.согл} = f_{ген} - f_0. \quad (4.20)$$

Реактивная проводимость нагрузки может быть емкостной, тогда знак  $B_n$  будет положительным, либо индуктивной, тогда знак  $B_n$  — отрицательный. Частота при емкостной проводимости будет уменьшаться, а при индуктивной увеличиваться (рис. 4.8).

Изменение полной проводимости нагрузки  $B_n$  (а значит, и частоты) можно выразить в терминах коэффициента стоячей волны ( $K_{св}$ ) и фазы стоячей волны.

Согласно [2] пределы величины  $B_n$  равны

$$(B_n)_{\min}^{\max} = \pm \frac{K_{св}^2 - 1}{2K_{св}}. \quad (4.21)$$

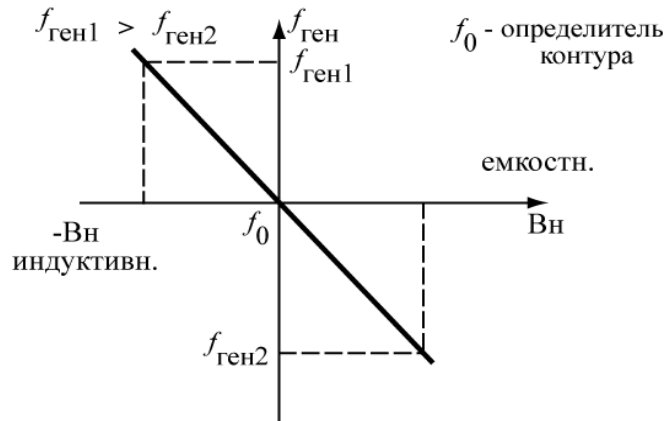


Рис. 4.8 — Изменение частоты генератора от проводимости нагрузки

Наибольшее изменение частоты генератора в обе стороны от согласованной частоты из (4.20) и (4.21) будет

$$(\Delta f_{ген})_{\min}^{\max} = \mp \frac{f_0}{2Q_{вн}} \frac{K_{св}^2 - 1}{2K_{св}}. \quad (4.22)$$

Полное изменение частоты из (4.22)

$$\Delta f_{\text{пол}} = \frac{f_0}{Q_{\text{вн}}} \frac{K_{\text{св}}^2 - 1}{2K_{\text{св}}}. \quad (4.23)$$

**Затягивание частоты** генератора характеризуется максимальным изменением частоты нагрузкой при каком-либо фиксированном  $K_{\text{св}}$  в линии передач, но при изменении фазы коэффициента отражения от 0 до 180°.

В справочниках к генераторам дается величина **степени затягивания частоты**  $F_3$ , определение которой следующее — **наибольшее изменение частоты генератора под влиянием внешней нагрузки, при величине  $K_{\text{св}} = 1,5$ .**

Из (4.23) при  $K_{\text{св}} = 1,5$  получаем

$$F_3 = 0,417 \frac{f_0}{Q_{\text{вн}}}. \quad (4.24)$$

Из (4.24), выражая  $\left(\frac{f_0}{Q_{\text{вн}}}\right)$  и подставляя в (4.23), получим соотношение для оценки ухода (изменения) частоты при любом  $K_{\text{св}}$  через параметр  $F_3$  в виде

$$(\Delta f_{\text{ген}})_{K_{\text{св}}} = F_3 \cdot 1,2 \cdot \frac{K_{\text{св}}^2 - 1}{K_{\text{св}}}. \quad (4.25)$$

Затягивание частоты (4.24) тем меньше, чем выше внешняя добротность резонаторной системы, но это может не совпадать с условием максимальной мощности генератора (рис. 4.7, в, е).

#### **Выводы:**

1. Для СВЧ-автогенераторов существует оптимальная величина активной нагрузки  $G_{\text{н}}^{\text{opt}}$ , а следовательно, и  $Q_{\text{вн}}^{\text{opt}}$ , когда мощность, поступающая в нагрузку, максимальна. Существует  $G_{\text{н}}^{\text{max}}$ , при которой наступает срыв генерации. Область срыва заштрихована (рис. 4.7, б, д).

2. При изменении реактивной проводимости нагрузки, но постоянном режиме питания генератора изменяется его частота колебаний, характеризуемая степенью затягивания частоты.

### **4.4 Нагрузочные характеристики МВП**

Зависимости выходной мощности генератора  $P_{\text{ген}}$  и частоты  $f_{\text{ген}}$  при изменении проводимости (сопротивления) нагрузки во

внешней цепи МВП при постоянных параметрах режима питания называются нагрузочными характеристиками генератора ( $P_{ген}(G_H)$ ,  $f_{ген}(B_H)$ ).

Нагрузочные характеристики строятся на круговой диаграмме проводимостей в полярной системе координат. На плоскости этой диаграммы наносят семейства  $P_{ген} = const$  и  $f_{ген} = const$ , изменяемыми величинами выступают  $B_H$  и  $G_H$ , а измеряемыми  $K_{св}$  и фаза стоячей волны в виде  $\varphi = \frac{l}{\lambda_g}$ , где  $l$  — геометрическая длина линии между генератором и нагрузкой,  $\lambda_B$  — длина волны в этой линии.

Положим для наглядности, что изменение проводимостей  $G_H$  и  $B_H$  обусловлено изменением только электрической длины линии  $\frac{l}{\lambda_g}$ . Тогда точка, отображающая на диаграмме  $\dot{Y}_H = \dot{Y}_{вх}$  ( $\dot{Y}_{вх}$  — входная проводимость линии в плоскости включения в СВЧ-прибор), перемещается по окружности  $K_{св}$  (пунктирные линии) по часовой стрелке при увеличении  $\frac{l}{\lambda_g}$  (рис. 4.9).

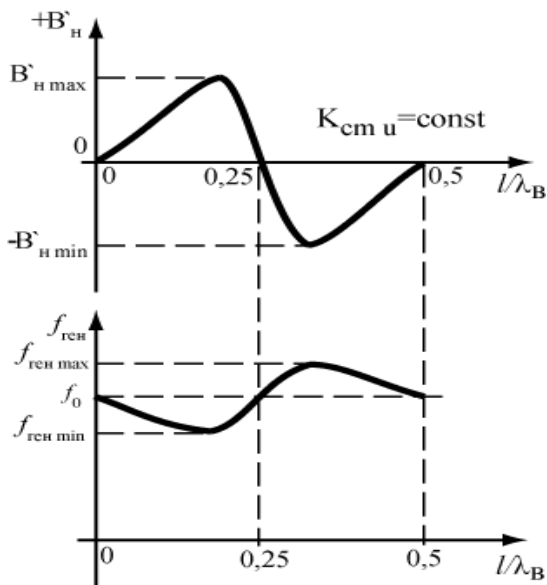
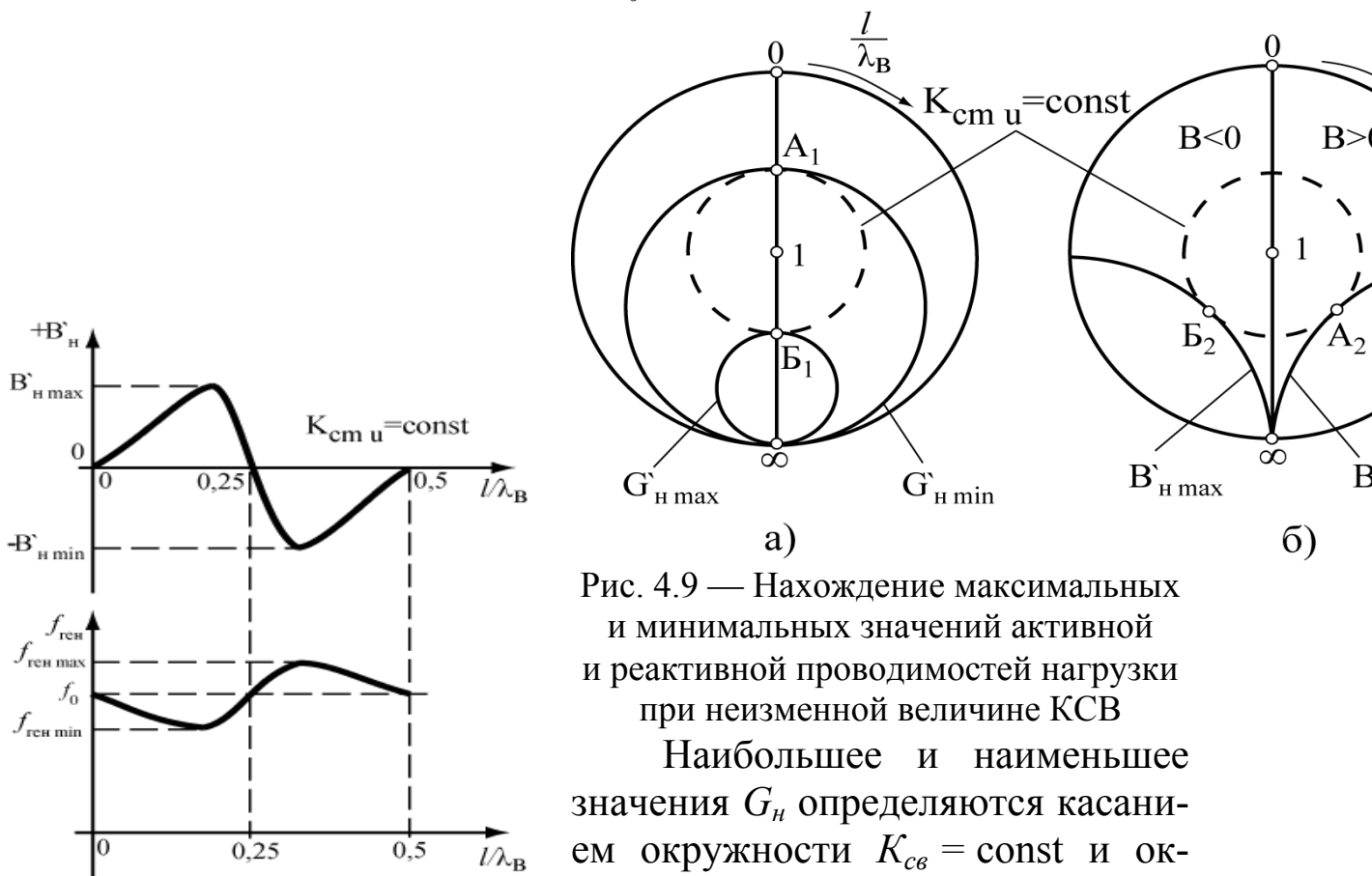


Рис. 4.10 — Зависимости реактивной проводимости и частоты генерируемых колебаний от фазы стоячей волны (случай отсутствия срыва генерации)

Рис. 4.9 — Нахождение максимальных и минимальных значений активной и реактивной проводимостей нагрузки при неизменной величине КСВ

Наибольшее и наименьшее значения  $G_H$  определяются касанием окружности  $K_{св} = const$  и ок-

ружностей  $G_{н\ min}$  и  $G_{н\ max}$  в точках  $A_1$  и  $B_1$  (рис. 4.9, а), а наибольшее и наименьшее значения  $B_n$  определяются касанием окружности  $K_{св} = \text{const}$  и окружностей  $B_{н\ min}$  и  $B_{н\ max}$  в точках  $A_2$  и  $B_2$  (рис. 4.9, б). Зависимости  $B_n = \phi\left(\frac{l}{\lambda_г}\right)$  и частоты имеют вид, качественно показанный на рис. 4.10.

Увеличение  $\frac{l}{\lambda_г}$  приводит к изменению также проводимости  $G_n$ , что влечет за собой изменение амплитуды колебаний и мощности в нагрузке  $P_{ген}$ . Если  $|G'_e| - G'_0 > G_{н\ max}$ , то срыва генерации не происходит ни при каких значениях фазы стоячей волны. Мощность генератора лишь периодически колеблется между  $P_{ген\ max}$  и  $P_{ген\ min}$ . Однако при больших значениях  $K_{св}$ , где находится максимум  $G_{н\ max}$  нагрузки, возможен срыв генерации при  $\frac{l}{\lambda_г} \rightarrow 0,25$  (рис. 4.11).

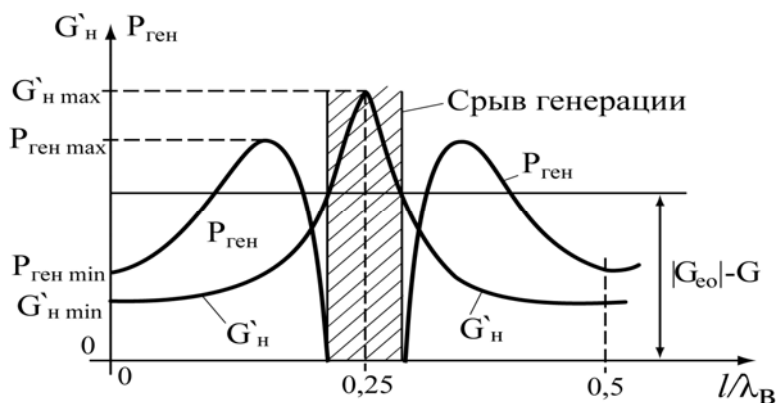


Рис. 4.11 — Зависимости активной проводимости нагрузки и генерируемой мощности от отношения  $\frac{l}{\lambda_г}$

(случай сильной связи, ведущей к срыву генерации)

Каждая из окружностей  $G_n = \text{const}$  на плоскости круговой диаграммы является геометрическим местом неизменной мощности, поступающей в нагрузку  $P_{ген} = \text{const}$  (рис. 4.12).

Значениям  $P_{ген} = 0$  соответствует периферийная окружность  $K_{св} = \infty$ , окружность  $G_n = |G'_e| - G'_0 = 0$ . При  $1 \leq K_{св} < 2$  располагается окружность максимальной генерируемой мощности, когда проводимость  $G_{н\ opt}$ . Окружности постоянной реактивной проводимости  $B_n = \text{const}$  соответствуют частотным линиям  $f_{ген} = \text{const}$  (рис. 4.12).

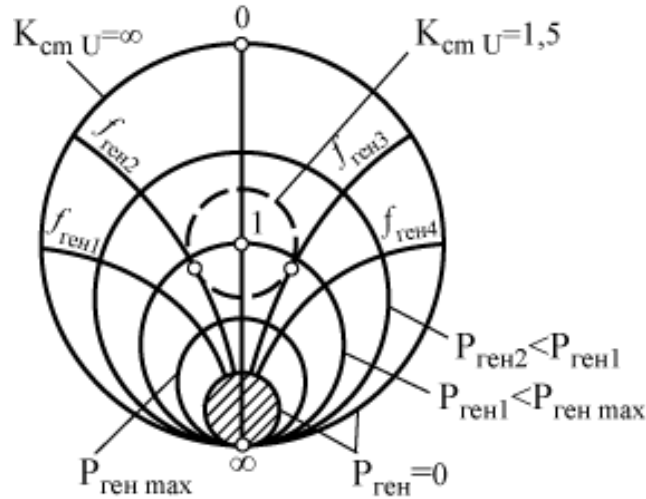


Рис. 4.12 — Идеализированные нагрузочные характеристики генератора:

$$f_{ген1} > f_{ген2} > f_{ген3} > f_{ген4}$$

## 4.5 Основные параметры и характеристики МВП

### *Режим работы, параметры режима*

Совокупность условий, определяющих работу микроволнового прибора, называют режимом, а величины, характеризующие этот режим (например, ток, напряжение), называются параметрами режима. Эти параметры определяют свойства прибора (усилительные, частотные, шумовые, выходные и т.д.). Количественные сведения об этих свойствах называют параметрами прибора.

У приборов СВЧ можно выделить статический и динамический режимы. Статическим называют режим, когда прибор работает при постоянных напряжениях. Если хоть на одном электроде напряжение будет изменяться во времени, режим называется динамическим. В динамическом режиме поведение прибора зависит от скорости и частоты изменения любого параметра. Динамический режим возникает в результате внешнего воздействия (входной сигнал). Сигнал на выходном устройстве может не совпадать во времени с входным сигналом. Искажения выходного сигнала зависят от амплитуды входного. Поэтому различают два крайних случая: режим малых амплитуд и режим больших амплитуд. При малых сигналах наблюдается линейная связь между амплитудами на входе и на выходе. При больших амплитудах линейность нарушается.

### Параметры генераторов [6]

**Рабочий диапазон частот**, это интервал частот, в котором прибор обеспечивает выходную мощность не менее величины, указанной в технической документации. В рабочем диапазоне перестройка частоты генератора может осуществляться механически, электрически совместно или раздельно.

**Диапазон перестройки** частоты (механической или электрической) характеризуется либо абсолютными величинами частоты  $\Delta f = f_{\max} - f_{\min}$  [Гц, МГц], либо относительной величиной  $\delta f$  [%], равной

$$\delta f = 2 \frac{f_{\max} - f_{\min}}{f_{\max} + f_{\min}} \cdot 100\%, \quad (4.26)$$

где  $f_{\max}$ ,  $f_{\min}$  — максимальные и минимальные частоты диапазона перестройки частоты. В случае перестройки частоты изменением постоянного напряжения вводится параметр крутизны электронной настройки в МГц/В, в случае перестройки частоты изменением постоянного тока — параметр крутизны электронного смещения выражается в МГц/А.

**Выходная мощность** генератора (непрерывная или импульсная) это минимальная величина СВЧ-мощности, выделяемая на согласованной нагрузке в рабочем диапазоне частот.

При перестройке частоты генерируемых колебаний в пределах рабочего диапазона может наблюдаться скачкообразное изменение выходной мощности (рис. 4.13), которое можно объяснить изменением согласования генератора с нагрузкой (кривая 1).

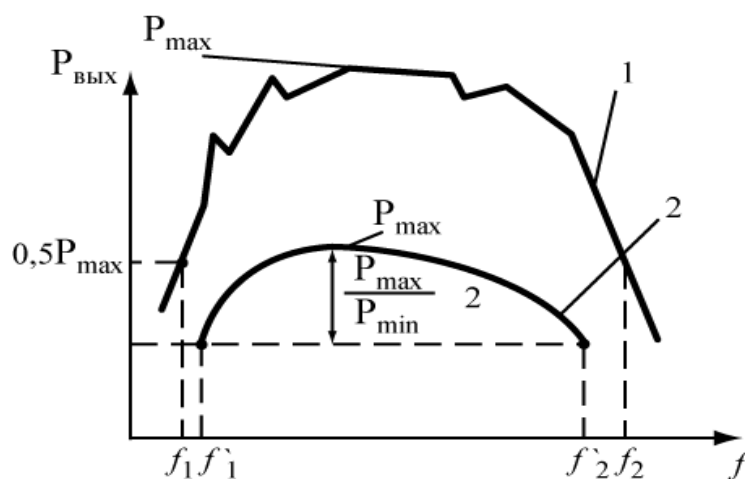


Рис. 4.13 — Характер изменения выходной мощности



генератора:

1 — влияние согласованной нагрузки; 2 — влияние  $G_e$

**Степень затягивания частоты  $F_3$**  (4.24) при работе прибора на несогласованную нагрузку.

**К неосновным параметрам** генератора относят уровень шумов в рабочей полосе частот; возможность работы с амплитудной, частотной и импульсной модуляциями; допустимую нестабильность частоты; срок службы.

### **Параметры усилителей**

**Рабочий диапазон частот** — это диапазон, в котором прибор обеспечивает параметры не хуже величин, гарантированных заводом-изготовителем. Рабочий диапазон определяется по уровню снижения коэффициента усиления на 3 дБ (2 раза) от максимальной мощности.

**Полоса рабочих частот** (рабочий диапазон) характеризуется коэффициентом перекрытия  $K_f = f_{\max} / f_{\min}$  [ед].

**Коэффициент усиления** в рабочем диапазоне частот. Коэффициент усиления по мощности  $K_{ур}$  — это число, показывающее во сколько раз выходная мощность прибора больше входной мощности:

$$K_{ур} = \frac{P_{вых}}{P_{вх}}, \quad K_{ур,дБ} = 10 \lg \frac{P_{вых}}{P_{вх}}, \quad [\text{дБ}]. \quad (4.27)$$

**Амплитудно-частотная характеристика усилителей (АЧХ)** — это зависимость  $K_{ур}$  от частоты входного сигнала, которая снимается при постоянной входной мощности и постоянном режиме питания.

**Амплитудные характеристики** микроволновых приборов это зависимости выходной мощности или  $K_{ур}$  от мощности входного сигнала.

**Шумы** в усилительных приборах определяют *предельную чувствительность* входных каскадов. Шумы возникают за счет случайных колебаний в конвекционном токе прибора (отклонения от среднего значения), при нестабильности постоянных напряжений, подаваемых на активную среду.

**Предельная чувствительность**  $P_{пред}$  — величина входной мощности, при которой обеспечивается превышение уровня мощности на выходе усилителя над уровнем собственных шумов в два раза (иногда применяется равенство уровней сигнала и шума — пропадание сигнала).

**Коэффициент шума**  $K_{ш}$  — величина, показывающая отношение мощностей сигнал/ шум на выходе к отношению мощностей сигнал/ шум на входе.

$$K_{ш(ед)} = \frac{\left(\frac{P_c}{P_{ш}}\right)_{вх}}{\left(\frac{P_c}{P_{ш}}\right)_{вых}} = \frac{P_{свх} / P_{швх}}{P_{свых} / P_{швых}}. \quad (4.28)$$

Коэффициент шума выражается в относительных единицах (разах) или в децибелах. Между ними следующая связь.

$$K_{ш[дБ]} = 10 \lg K_{ш[ед]}. \quad (4.28a)$$

Величина  $\frac{P_{свых}}{P_{свх}}$  есть величина коэффициента усиления по мощности  $K_{ур}$ . Учитывая, что  $P_{швых} = K_{ур} \cdot P_{швх} + P_{шсобств}$ , где  $P_{шсобств}$  — мощность собственных шумов на выходе, уравнение (4.28) преобразуется к виду

$$K_{ш(ед)} = \frac{K_{ур} \cdot P_{швх} + P_{шсобств}}{K_{ур} \cdot P_{швх}} = 1 + \frac{P_{шсобств}}{K_{ур} \cdot P_{швх}}. \quad (4.29)$$

Если коэффициент шума равен  $10 \div 100$ , то его выражают в децибелах, а если он менее 10, то его выражают эквивалентной шумовой температурой  $T_{ш}$ .

**Эквивалентная шумовая температура** — температура (в градусах Кельвина), до которой должно быть нагрето согласованное сопротивление на входе идеального усилителя, чтобы на его выходе мощность шумов была такой же, как у реального исследуемого усилителя с согласованным входным сопротивлением, находящимся при 0 К, т.е.

$$P_{шсобств}^I = k \cdot T_{ш} \cdot \Delta f, \quad P_{шсобств}^I = \frac{P_{шсобств}}{K_{ур}}.$$

Шумовая мощность  $P_{швх}$ , поступающая на вход согласованного усилителя, определяется уравнением Найквиста

$$P_{швх} = k \cdot T \cdot \Delta f, \quad (4.30)$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/°С — постоянная Больцмана;  $T$  — температура излучателя;  $\Delta f$  — полоса частот. Обычно  $T = T_0 = 290$  К.

Выражая коэффициент шума через температуры  $T_0$  и  $T_{Ш}$ , получим

$$K_{Ш[\text{дБ}]} = 10 \lg \left[ 1 + \frac{T_{Ш}}{T_0} \right] \quad [\text{дБ}]. \quad (4.31)$$

Отсюда, шумовая температура определяется соотношением

$$T_{Ш} = 290(K_{Ш[\text{ед}]} - 1)[\text{К}]. \quad (4.32)$$

### **Параметры умножителей частоты**

**Коэффициент преобразования** — величина отношения  $K_{np}$  мощности на выходе умножителя  $P_{вых n}$  на частоте  $nf$  к мощности,

поданной на вход умножителя  $P_{вх}$  на частоте  $f$ ,  $K_{np} = \frac{P_{вых n}}{P_{вх}}$ .

**Потери преобразования** (в дБ) — десять логарифмов от отношения мощности, поданной на вход умножителя на частоте  $f$ , к мощности на выходе умножителя на частоте  $nf$ :

$$L_{np} = 10 \lg \left( \frac{P_{вх}}{P_{вых n}} \right) = 10 \lg \frac{1}{K_{np}}.$$

**КПД умножителя частоты** определяется:  $\eta_{эл} = \frac{P_{вых n}}{P_0 + P_{вх}}$ .

## **Глава 5. КЛИСТРОНЫ**

Клистроны относятся к классу резонансных микроволновых приборов с динамическим управлением электронным потоком. Особенностью клистронов является кратковременное взаимодействие электронов с СВЧ-полями в резонаторах и длительное движение в пространстве, где СВЧ-поля отсутствуют. Известно более двухсот разработок промышленных типов пролетных и отражательных клистронов на разные мощности, диапазоны частот, режимы работы. Существуют модифицированные пролетно-отражательные приборы, миниатюрные отражательные клистроны, мощные многолучевые пролетные клистроны. Пролетные

клистроны выполняются с двумя, тремя и более резонаторами, что повышает выходные параметры, не изменяя принципа работы.

## 5.1 Пролетный клистрон

*Схема устройства* пролётного клистрона (ПКл) на рис. 5.1.

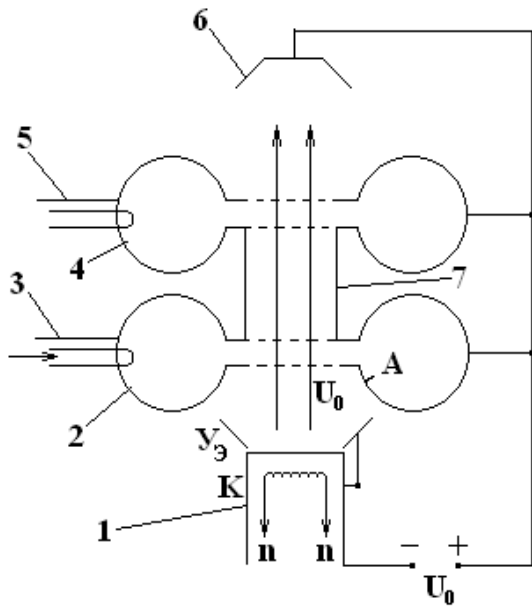


Рис. 5.1 — Схема устройства пролётного клистрона

1. Электронная пушка.
2. Первый резонатор — группирователь, предназначен для модуляции потока электронов по скорости.
3. Ввод энергии.
4. Второй резонатор — для отбора энергии от электронного потока.
5. Вывод СВЧ-энергии.
6. Коллектор для рассеяния отработанных электронов.
7. Металлическая труба-экран является пространством дрейфа.

Принцип действия пролётного клистрона состоит в следующем: однородный по плотности поток электронов с заданной пушкой скоростью  $V_0$  проходит сквозь сеточный зазор первого резонатора, переменное напряжение которого изменяет их скорости, увеличивая у одних и уменьшая у других в зависимости от фазы влета. Двигаясь далее в пространстве дрейфа (пространство без полей), поток электронов, имея разные скорости, группируется в сгустки, чередующиеся с частотой первого резонатора  $\omega$ , и поступает во второй резонатор. Сгустки электронов наводят ток во внешней цепи этого резонатора. Возникшее переменное напряжение между сетками 2-го резонатора тормозит электроны, скорость их уменьшается, кинетическая энергия переходит в СВЧ-энергию, которая посредством вывода энергии передаётся во внешнюю нагрузку. Электроны, прошедшие второй резонатор и отдавшие большую часть кинетической энергии, поступают на коллектор.

Задача рассмотрения явлений в клистродах состоит, с одной стороны, в анализе взаимодействия электронов с СВЧ-полями, а с другой стороны — в анализе преобразований, происходящих в потоке после их воздействия. Решение такой задачи в общем случае громоздко [4], так как требуется учитывать влияние собственных полей электронных сгустков на происходящие процессы. Задачу можно упростить, решить, а затем, при необходимости, ввести поправки в полученное решение.

**Упрощающие положения:** предполагается:

1) зазор резонатора плоский, прозрачен для электронов и непрозрачен для СВЧ-полей (что выполняется легко при использовании сеток);

2) СВЧ-поле в зазоре резонатора однородно (от координат  $r$  и  $\varphi$  не зависит) и квазистатично, т.е. электрическое поле сосредоточено в зазоре;

3) электронный поток, входящий в зазор, однороден по плотности и по скорости ( $v_0 = \text{const}$ ,  $\rho = \text{const}$ );

4) в пространствах, где СВЧ-полей нет, статические поля либо однородны, либо отсутствуют, поля пространственного заряда не учитываются;

5) скорости электронов меньше скорости света;

6) амплитуды переменных полей в первом резонаторе много меньше величины постоянных полей —  $U_{m1} \ll U_0$ , это метод малых амплитуд.

*Подобного рода допущения соответствуют нерелятивистской кинематической одномерной задаче о движении электронов при малых амплитудах, что характерно для линейного режима.*

## 5.2 Воздействие поля первого резонатора на электронный поток

**Модуляция по скорости** происходит при взаимодействии электронов с СВЧ-полями первого резонатора.

Кинетическая энергия электронов на входе в первый резонатор —  $mv_0^2/2$  и равна потенциальной энергии, задаваемой электронной пушкой —  $mv_0^2/2 = eU_0$ .

При прохождении электроном зазора с переменным напряжением  $U_{m1}\sin(\omega t)$  его скорость становится  $v$ , а кинетическая энергия  $mv^2/2$ , что вызывается действием суммарного потенциального поля  $e(U_0 + U_{m1}\sin(\omega t))$ . В случае зазоров конечной протяженности за время пролёта электронов изменяется переменное напряжение. Конечная протяжённость зазора учитывается умножением амплитуды переменного напряжения на коэффициент взаимодействия  $M$  в выражении потенциальной энергии, т.е.  $eM_1U_{m1}\sin(\omega t_0)$ , а время  $t_0$  берётся соответствующим середине зазора. Тогда, согласно закону сохранения энергии, запишем  $mv^2/2 = e(U_0 + M_1U_{m1}\sin(\omega t_0))$ , откуда скорость на выходе резонатора определяется соотношением

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}(U_0 + M_1U_{m1}\sin(\omega t_0))} = \sqrt{\frac{2eU_0}{m}} \cdot \sqrt{1 + M_1 \frac{U_{m1}}{U_0} \cdot \sin(\omega t_0)}. \quad (5.1)$$

Величина  $M_1U_{m1}$  называется эффективной амплитудой.

Так как  $U_{m1}/U_0 = \xi \ll 1$ , то корень  $\sqrt{1+K}$  в выражении скорости можно разложить в ряд по малому параметру ( $K = M_1\xi \sin(\omega t_0)$ ). Ряд будет иметь вид

$$f(K) = f(0) + \frac{1}{1!} f'(0)K + \frac{1}{2!} f''(0)(K)^2 + \frac{1}{3!} f'''(0)(K)^3 \dots$$

Пренебрегая величинами 2-го и более высокого порядков малости, получим из (5.1)

$$v = v_0 \left(1 + \frac{1}{2} M_1 \xi_1 \sin(\omega t_0)\right) = v_0 + v_1 \sin(\omega t_0). \quad (5.2)$$

Здесь величина  $v_1 = 0,5M_1\xi_1v_0$  — амплитуда переменной составляющей скорости электрона, возникшая за счёт взаимодействия с СВЧ-полем в первом резонаторе.

**Модуляция потока по плотности** происходит в пространстве дрейфа после взаимодействия с полем 1-го резонатора.

Расположим начало координат в центре зазора первого резонатора, т.е.  $z = z_1 = 0$ . На выходе из первого зазора электрон попадает в пространство дрейфа и движется по инерции, тогда его координата в любой точке  $z$ , будет

$$z(t, t_1) = v(t_1)(t - t_1). \quad (5.3)$$

Умножим (5.3) на  $\omega/v_0$ , подставим (5.2), получим

$$\theta_z = \frac{\omega z}{v_0} = \omega(t - t_1) \left[ 1 + \frac{1}{2} M_1 \xi_1 \sin(\omega t_1) \right]. \quad (5.4)$$

Выражение (5.4) отражает зависимость расстояния  $z$  от времени  $t_1$  — первого зазора в угловых величинах и может быть представлено графически прямыми линиями, угол наклона которых соответствует скорости электронов  $v$ . При  $\xi_1 \neq 0$  угол наклона прямых изменяется в соответствии с фазой СВЧ-напряжения на зазоре. И чем больше величина  $\xi_1$ , тем больше изменение угла наклона прямых. Тормозящему периоду поля  $U_{m1} \sin(\omega t_1)$  соответствует меньший угол, ускоряющему — больший угол наклона прямых. Чем  $\xi$  больше, тем быстрее сходятся траектории, т.е. ускоренные и замедленные электроны сближаются. Такой процесс преобразования электронного потока называется группированием электронов. Пространственно-временные диаграммы (ПВД) пролетного клистрона  $\frac{\omega z}{v_0} = f(\omega t_1)$  приведены

на рис. 5.2. Анализируя графики ПВД, можно сделать интересные для практики выводы:

1. Центром группы является электрон, прошедший зазор в нулевой момент СВЧ-поля на зазоре, когда оно изменялось от тормозящего к ускоряющему. Эти участки напряжения отмечены жирной чертой на рис. 5.2.

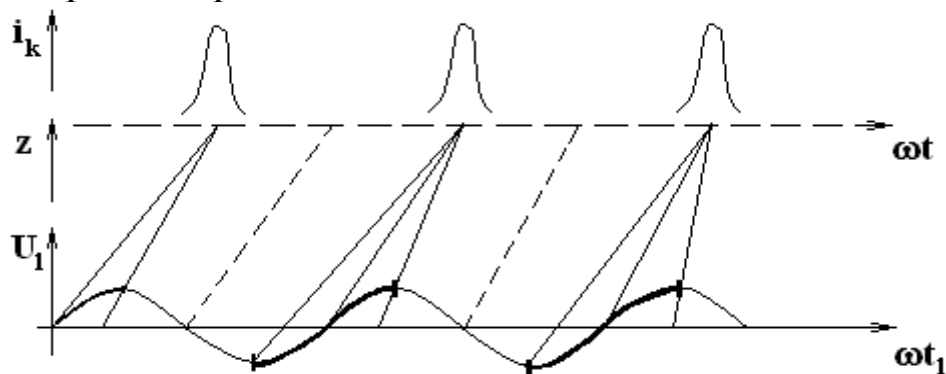


Рис. 5.2 — Пространственно-временные диаграммы в пролетном клистроне

2. Прибытие групп электронов ( $i_k$ ) в плоскость  $z = \text{const}$  периодически повторяется во времени с частотой воздействующего сигнала первого зазора.

3. В группировке участвуют около 50 % непрерывного потока электронов.

Получим зависимость угла прибытия в точку  $z$  от угла вылета  $\omega t = f(\omega t_1)$ . Запишем (5.4) в виде  $\omega(t - t_1) = \frac{\omega z / v_0}{\left[1 + \frac{1}{2} M_1 \xi_1 \sin(\omega t_1)\right]}$ ,

разложим в ряд по малому параметру  $\xi_1$  и ограничимся линейными членами разложения

$$\omega t = \omega t_1 + \omega z / v_0 - \frac{1}{2} \frac{\omega z}{v_0} M_1 \xi_1 \sin(\omega t_1). \quad (5.5a)$$

Полагая время  $t = t_2$ ,  $z = S$  и обозначая

$$\frac{\omega S}{v_0} = \theta, \quad (5.6)$$

где  $\theta$  — статический угол пролёта невозмущенным электроном пространства дрейфа, получим из (5.5a) фазу прибытия электронов во второй резонатор от фазы вылета из 1-го резонатора в виде

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta + \frac{1}{2} \theta M_1 \xi_1 \sin(\omega t_1). \quad (5.5)$$

**Параметр группировки** называется величина

$$X = \frac{1}{2} \theta \xi_1 M_1 = \frac{\omega S}{v_0} \frac{M_1 U_1}{2U_0}. \quad (5.7)$$

В соотношении (5.5) разность фаз  $\omega t_2 - \omega t_1 = \theta_{S\ddot{a}}$  называется *динамическим углом пролёта пространства дрейфа* и с учетом введенных обозначений записывается в виде

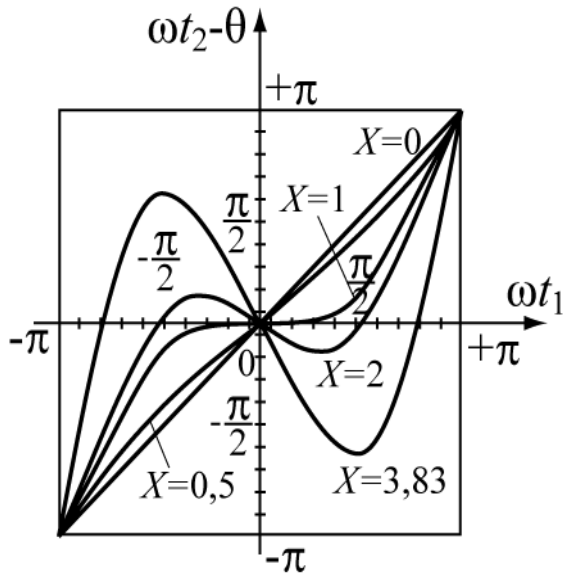
$$\theta_{S\ddot{a}} = \theta - X \sin(\omega t_1). \quad (5.8)$$

Из (5.8) понятен смысл параметра группировки и динамического угла пролёта электронов. Параметр группировки  $X$  — это амплитуда изменения величины угла пролёта, вызванного переменным напряжением на резонаторе. *Динамический угол*  $\theta_{S\ddot{a}}$  всегда равен сумме статического  $\theta$  и переменного угла пролёта, зависящего от фазы влета  $\omega t_1$ . Выражение (5.5) будет иметь вид



$$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta - X \sin(\omega t_1). \quad (5.56)$$

На рисунке 5.3 представлены зависимости фазы прибытия  $\omega t_2$  электронов от фазы  $\omega t_1$  — вылета их из точки  $z_1 = 0$  для разных  $X$ , справа дана таблица расчетов. Величина параметра  $X$  влияет на группировку электронов:



$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta - \frac{1}{2} X \sin(\omega t_1)$		
$X$	$\omega t_1$	$\omega t_2 - \theta$
0	$\pm \pi$	$\pm \pi$
	$\pm \pi/2$	$\pm \pi/2$
0.5 рад =0,18 π	$\pm \pi$	$\pm \pi$
	$\mp \pi/2$	$\mp 0.32 \pi$
1.0 рад =0,32 π	$\pm \pi$	$\pm \pi$
	$\pm \pi/2$	$\pm 0.18 \pi$
2.0 рад =0,63 π	$\pm \pi$	$\pm \pi$
	$\pm \pi/2$	$\mp 0.13 \pi$

Рис. 5.3 — График зависимости фазы прибытия электрона во второй резонатор от фазы прохождения того же электрона через первый резонатор пролётного клистрона

Таблица соответствует некоторым характерным точкам графиков (рис. 5.5). Например:

$$\omega t_2 - \theta = \pm \frac{\pi}{2} \mp 0.5 \sin\left(\pm \frac{\pi}{2}\right) = \pm \frac{\pi}{2} \mp 0.5 = \pm \frac{\pi}{2} \mp 0.18\pi = \pm 0.32\pi$$

а) при  $0 < X < 1$  величины  $\omega t_1$  и  $\omega t_2 - \theta$  связаны однозначной зависимостью; т.е. в плоскость  $S$  прибывает в любой момент времени только один электрон, вышедший из первого зазора при любой фазе: группы нет;

б) при  $X > 1$  в плоскость  $S = \text{const}$  прибывает в одну и ту же фазу  $\omega t_2 - \theta$  уже 3 группы электронов. Величина параметра  $X = 1$  является границей между этими случаями, т.е. когда группировка электронов есть или когда ее нет;

в) зазор 1-го резонатора называется фазовой линзой, поскольку он собирает в одну плоскость электроны, проходящие через него в разные фазы СВЧ-поля (по аналогии с оптической линзой).

### 5.3 Конвекционный ток в пространстве дрейфа

В пространстве дрейфа электроны группируются. Для определения величины конвекционного тока воспользуемся *законом сохранения заряда*, который есть следствие предположения, что перемещающийся вдоль линейного электронного потока заряд не может возникать или исчезать, так как электроны не вводятся в поток и не выводятся из него.

Токи, создаваемые электронным зарядом вначале (индекс 1) и в конце пути (индекс 2 — соответствует середине второго резонатора), определяются изменением заряда во времени

$$I_1 = \frac{dq_1}{dt_1}, \quad I_2 = \frac{dq_2}{dt_2}, \quad dq_1 = dq_2.$$

Полагая, что токи  $I_1$  и  $I_2$  создаются одними и теми же зарядами  $dq$ , перемещающимися за время  $t_2 - t_1$  от первого до второго резонатора, можно записать  $dq_1 = I_1 dt_1 = I_2 dt_2$ . Откуда

$$I_2 = I_1 \frac{dt_1}{dt_2} = I_1 \frac{d\omega t_1}{d\omega t_2}. \quad (5.9)$$

Конвекционный ток (5.9) с учетом (5.5б) будет равен

$$I_2 = \frac{I_1}{1 - X \cos(\omega t_1)}. \quad (5.10)$$

Выражение (5.10) представлено графически на рис. 5.4 для разных  $X$ .

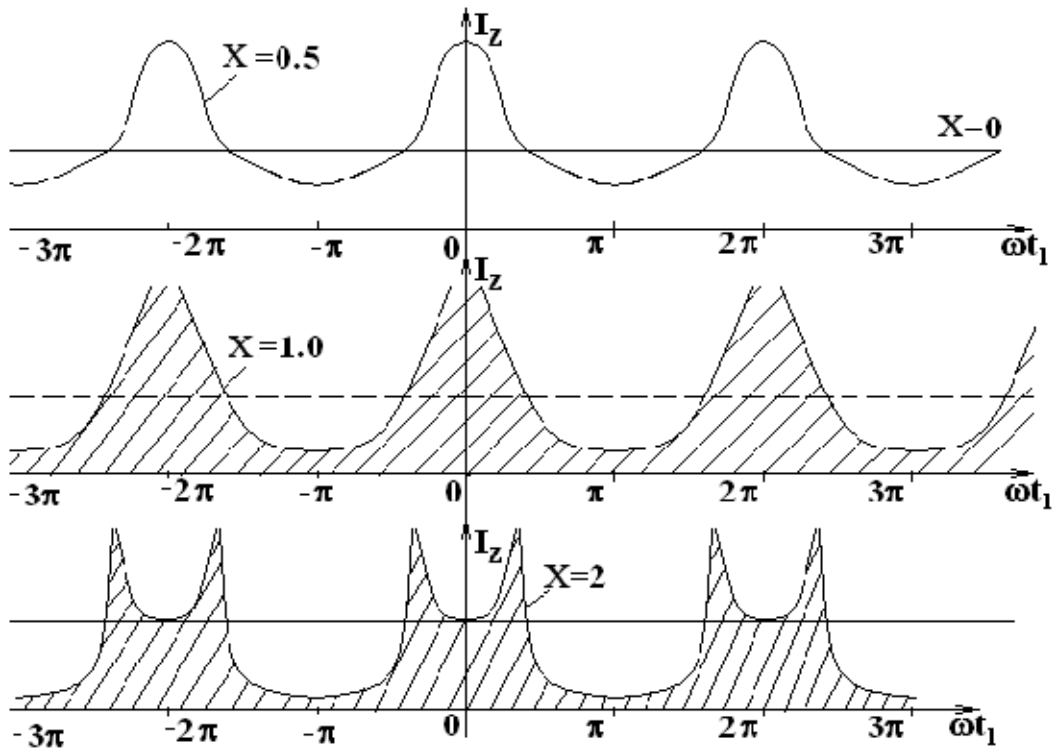


Рис. 5.4 — Конвекционный ток в ПКл для разных  $X$

При  $X < 1$  ток изменяется почти по гармоническому закону. Если  $X = 1$ , знаменатель выражения (5.10) равен нулю при  $\omega t_1 = 2\pi n$ , где  $n = 0, 1, 2, \dots$ , а ток стремится к бесконечности. При  $X > 1$  знаменатель дважды за период обращается в ноль, т.е. имеются два пика тока в интервале от  $-\pi$  до  $+\pi$ , стремящиеся в бесконечность; с ростом  $X$  пики тока расходятся во времени и провал между ними возрастает. Ток имеет несинусоидальную форму при  $X > 1$ , периодический характер изменения во времени. Если принять, что  $M_1, \xi_1, \omega, v_0$  — величины постоянные, а в

$$X(z) = \frac{\omega z}{v_0} \frac{M_1 U_1}{2U_0}$$

(5.10) при  $t_1 = \text{const}$  процесс группировки тока от координаты (рис. 5.5). Уплотнения следуют с частотой модулирующего сигнала; резко не синусоидальная форма тока свидетельствует о богатстве гармониками.

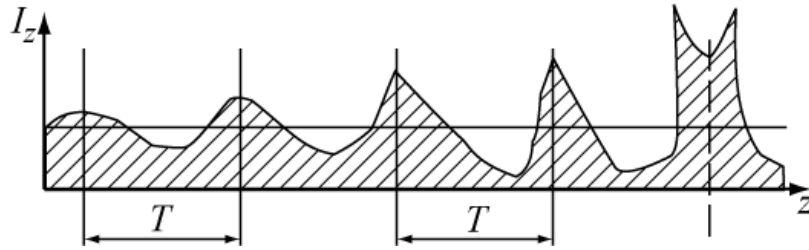


Рис. 5.5 — Конвекционный ток в пространстве дрейфа при изменении расстояния  $z$

*Примечание:* Обозначим: ток с катода —  $I_0$ ; коэффициент прозрачности сеток  $K_C = S_{i\hat{o}a} / S_{\tilde{n}\hat{a}o}$  — отношение площади отверстий сетки к площади сеточного полотна, тогда величина тока в середине первого резонатора запишется  $I_1 = K_C I_0$ , ток второго резонатора —  $I_2 = K_C^3 I_0$ . Если  $K_C = 1$ , то сетки не учтены.

В пространстве дрейфа движение электронов идёт по инерции. При значительных плотностях тока существенную роль играют собственные электрические поля групп, приводящие к расталкиванию электронов. В длинных линейных потоках наблюдается два типа разгруппировки: поперечная и продольная. Использованием соленоидов (см. гл. 3) можно поперечную разгруппировку электронов устранить. Продольную разгруппировку устранить невозможно.

**Влияние поля пространственного заряда** на конвекционный ток можно учесть введением поправочного коэффициента в параметр группировки  $X$ .

$$X^1 = X \frac{\sin(\beta_p z)}{\beta_p z}, \quad (5.11)$$

где  $\beta_p = \frac{\omega_p}{v_0} = \frac{1}{v_0} \sqrt{\frac{e \cdot \rho_0}{m \cdot \epsilon_0}}$  — параметр пространственного заряда;

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e \cdot \rho_0}{m \cdot \epsilon_0}} \quad \text{— плазменная частота; } \rho_0 = \frac{j_{nep}}{v_0} = \frac{I_0}{\pi b^2 v_0} \quad \text{—}$$

объемная плотность заряда. Преобразуем  $\beta_p z$

$$\beta_p = \sqrt{\frac{1}{v_0^2} \cdot \frac{e}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{I_0}{\pi b^2 v_0}} = \sqrt{\frac{e \cdot I_0 \cdot m \cdot c}{2 \cdot e \cdot U_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot m \cdot \pi \cdot b^2 \cdot v_0 \cdot c}} = \frac{1}{b} \sqrt{\frac{60 \cdot I_0 \cdot c}{v_0 \cdot U_0}}. \quad (5.12)$$

Здесь  $c$  — скорость света.

Проведем оценку  $X'$  при разных значениях величины

$$\beta_p z = \frac{\omega_p z}{v_0} = \frac{2\pi z}{\lambda_p} = b, \text{ используя рис. 5.6:}$$

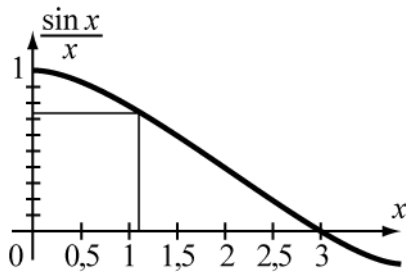


Рис. 5.6 — График функции

а) при  $b \ll \pi/2$ ,  $X' = X$ ;

б) чем  $b$  больше, тем  $X' < X$ ;

в) при  $b = \pi$ ,  $\sin b = 0$ ,  $X' = 0$ ,

откуда  $\frac{2\pi \cdot z_p}{\lambda_p} = \pi$ ;  $z_p = n \frac{\lambda_p}{2}$ . В про-

странстве дрейфа на расстоянии  $z_p$  происходит полная разгруппировка потока;

г) при  $0,8 \leq b \leq 1$ , параметр  $X' = X$  с точностью 20 %, а оптимальная длина пространства дрейфа, при которой электронный поток будет сгруппирован максимально, лежит в пределах

$$0 < S_{i\dot{i}\dot{o}} < 1,1 \lambda_p / (2\pi). \quad (5.13)$$

## 5.4 Гармонический состав конвекционного тока

Конвекционный ток во втором резонаторе (5.10) — периодическая функция во времени и пространстве. Следовательно, ее можно разложить в гармонический ряд Фурье. Учитывая, что форма тока (рис. 5.4) является четной функцией, можно ограничиться только четными членами ряда Фурье [2].

$$I_2(\omega t - \theta) = A_0 + \sum_n A_n \cos[n(\omega t - \theta)], \quad (5.14)$$

где  $A_0, A_n$  — коэффициентов ряда Фурье, равные

$$A_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi I_2(\omega t - \theta) d\omega t; \quad (5.15)$$

$$A_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} I_2(\omega t - \theta) \cos[n(\omega t - \theta)] d\omega t. \quad (5.16)$$

Для нахождения коэффициентов  $A_0$  и  $A_n$  необходимо в интегралы подставить выражения тока, предпочтительнее в виде  $I_2 = I_1 \frac{d\omega t_1}{d\omega t_2}$  и (5.5б), тогда

$$A_0 = I_1, \quad A_n = \frac{2I_1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos[n\omega t_1 - nX \sin \omega t_1] d\omega t_1.$$

В коэффициенте  $A_n$  выражение  $J_n(nX) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(n - Xn \sin \varphi) d\varphi$  есть интегральное представление функции Бесселя первого рода  $n$ -го порядка.

$$A_n = 2J_n(nX) I_1. \quad (5.17)$$

Окончательно конвекционный ток во 2-м резонаторе принимает вид  $I_2 = I_1 + 2I_1 \sum J_n(nX) \cdot \cos[n(\omega t - \theta)]$ , или, с учетом  $I_1 = K_C I_0$  и фазы, получим

$$I_2 = K_C^3 I_0 [1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_n(nX) \cos[n(\omega t_2 - \theta)]]. \quad (5.18)$$

Выражение переменной составляющей конвекционного тока  $n$ -ой гармоники во втором резонаторе с учетом пространственного заряда имеет вид

$$I_{2nk} = 2I_0 K_C^3 J_n \left[ nX \left( \frac{\sin(\beta_p S)}{\beta_p S} \right) \right] \cdot \cos(n(\omega t_2 - \theta)). \quad (5.19)$$

### Выводы:

1. Амплитуда  $n$ -гармоники конвекционного тока определяется функцией Бесселя (рис. 5.7), зависящей от параметра группировки  $X$  (см. приложение Б) и от величины пространственного заряда (5.19).

2. Максимальные значения функций Бесселя соответствующей гармоники представлены в таблице 5.1. Большое количество гармоник в конвекционном токе говорит о весьма нелинейном процессе группировки.

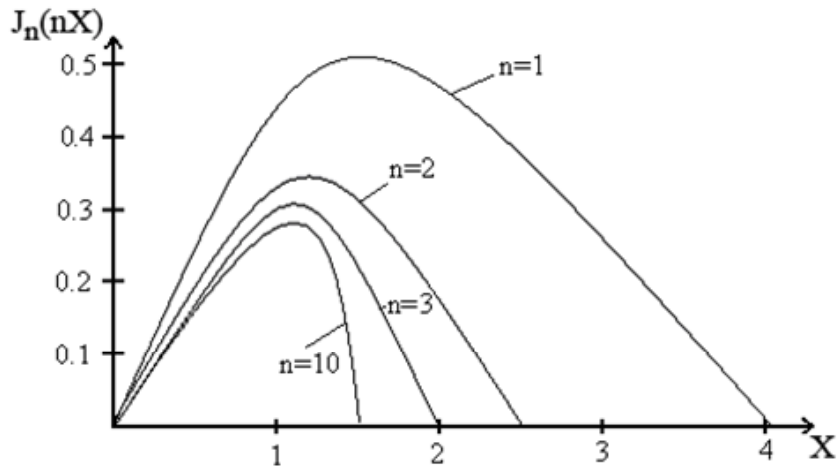


Рис. 5.7 — Графики функций Бесселя для разных порядков от аргумента  $X$

Таблица 5.1 — Максимальные значения функций Бесселя и  $X$  для разных  $n$

$n$	1	2	3	5	8	10	15	20
$X$	1,84	1,54	1,4	1,28	1,2	1,177	1,13	1,1
$J_n(nX)$	0,58	0,487	0,434	0,35	0,32	0,26	0,25	0,24
$\frac{J_n(nX)}{J_1(X)}$	1	0,974	0,864	0,7	0,64	0,52	0,5	0,48

## 5.5 Электронный КПД пролетного клистрона

Амплитуда конвекционного тока  $n$ -ой гармоники (5.19) при  $K_C = 1$  и  $X = X^1$ , т.е. пространственный заряд не учитывается, будет равна  $I_{2nk} = 2I_0 J_n(nX)$ . Амплитуда наведенного тока определяется умножением конвекционного тока на коэффициент взаимодействия электронного потока с полем второго резонатора на данной гармонике  $M_{2n} = \frac{\sin(n\theta_2/2)}{n\theta_2/2}$  и изменением знака на про-

тивоположный. Электронная мощность  $n$ -ой гармоники в выходном резонаторе определяется соотношением

$$P_{эл n} = 0,5U_{2n}I_{2n} \cos \psi = -U_{2n}M_{2n}I_0J_n(nX) \cos \psi, \quad (5.20)$$

где  $U_{2n}$  — амплитуда напряжения  $n$ -ой гармоники в выходном зазоре;  $\psi$  — фазовый угол между наведенным током и напряжением, созданным в выходном резонаторе.

КПД электронного потока  $n$ -ой гармоники определяется соотношением

$$\eta_{yn} = \frac{P_{y\ddot{e}n}}{P_0} = -\frac{U_{2n}M_{2n}J_n(nX)\cos\psi}{U_0}, \quad (5.21)$$

где  $P_0 = U_0I_0$  — мощность, подводимая к потоку от постоянного источника. Проведем оценку электронного КПД по максимуму всех величин.

Величина  $U_{2n}M_{2n}$  — эффективная амплитуда поля  $n$ -ой гармоники на зазоре второго резонатора имеет максимальное значение, равное или чуть меньше  $U_0$ . Отношение  $\frac{U_{2n}M_{2n}}{U_0} = \xi_2 \leq 1$  на-

зывается коэффициентом использования  $U_0$ . Для максимального положительного КПД прохождение электронных сгустков через зазор выходного резонатора должно происходить в моменты наибольшего тормозящего поля, то есть при  $\psi = \pi$ , когда  $\cos\psi = -1$ .

Учитывая вышесказанное, из (5.21) получаем

$$\eta_{yn} = \{J_n(nX)\}_{\max}. \quad (5.22)$$

Итак, для двухрезонаторного пролетного клистрона максимальная величина теоретического электронного КПД на первой гармонике составляет 58,2 % (табл. 5.1), параметр группировки при этом 1,84. Для любых других номеров гармоник  $n$  оптимальное значение параметра группировки лежит в пределах  $1 < X < 1,84$ , а КПД — от 0,5 до 0,2.

## 5.6 Усилительный пролетный клистрон

Найдем параметры двухрезонаторных усилительных клистронов.

*Коэффициент усиления (4.27) и амплитудная характеристика* могут быть определены из выражений мощностей на входе и выходе усилителя.



Представим входной и выходной резонаторы эквивалентными схемами (рис. 5.8).

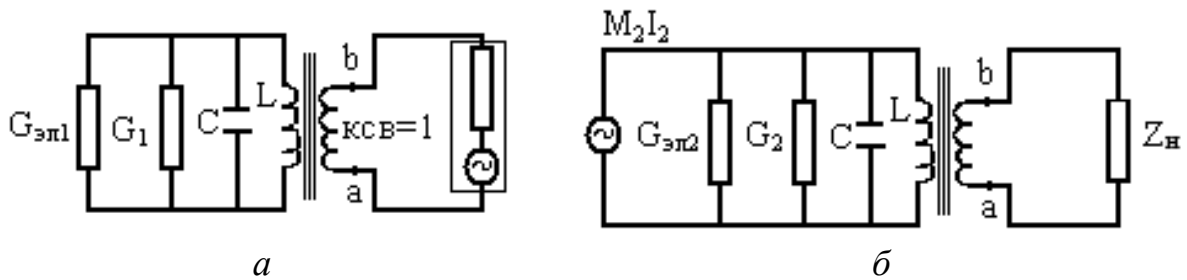


Рис. 5.8 — Эквивалентная схема усилительного клистрона:  
*a* — входного резонатора; *б* — выходного резонатора

Входной резонатор клистрона (рис. 5.8, *a*) всегда можно согласовать с передающей линией задающего генератора, реактивных составляющих проводимости нет,  $G_1$ ,  $G_{эл1}$  — активные собственная проводимость (2.7) и электронная проводимость (4.2) 1-го резонатора, на которых рассеивается входная мощность  $P_{вх}$

$$P_{\dot{a}\dot{o}} = 0,5U_1^2(G_1 + G_{y\dot{e}1}). \quad (5.23)$$

Эквивалентная схема выходного резонатора (рис. 5.8, *б*) на резонансной частоте включает зазор, работающий на любую комплексную нагрузку  $Z_n$ , являющийся генератором наведенного тока с амплитудой, равной

$$I_{2i} = -2I_0 M_2 J_n(X'). \quad (5.24)$$

Выходная мощность определяется мощностью, выделяемой на трансформированной к зазору (4.5) нагрузке  $G'_{i2}$ .

$$P_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}} = \frac{1}{2} |\dot{U}_2|^2 G'_{i2}, \quad (5.25)$$

здесь  $\dot{U}_2$  — комплексная амплитуда напряжения 2-го резонатора, равная

$$\dot{U}_2 = I_{2n} / [(G_2 + G'_{i2} + G_{y\dot{e}2}) + j(B_2 + B_{y\dot{e}2} + B'_i)], \quad (5.26)$$

где  $B'_n$  — реактивная проводимость нагрузки, трансформированная к зазору 2-го резонатора.

Подставляя (5.24), (5.26) в (5.25), получим выражение выходной мощности в виде

$$P_{\hat{a}\hat{i}\hat{o}} = \frac{2M_2^2 I_0^2 \hat{E}_{\hat{N}}^2 \{J_1(X')\}^2 \cdot G_i'}{[G_2 + G_i' + G_{y\hat{i}2}]^2 + (B_{y\hat{e}2} + B_2 + B_i')^2}. \quad (5.27)$$

Уравнение амплитудной характеристики получается так: из (5.7) выражается  $U_1$  и подставляется в соотношение (5.23), затем из полученного выражения определяется  $X' = \phi(P_{\text{вх}})$  и подставляется в (5.27) в функцию Бесселя. Амплитудная характеристика имеет вид

$$P_{\text{вых}} = \left\{ \frac{2(M_2^2 I_0^2 K_C^2 G_n')}{[(G_2 + G_n' + G_{\text{эл}2})^2 + (B_2 + B_{\text{эл}2} + B_n')^2]} \right\} \cdot \left[ J_1 \left( \sqrt{\frac{P_{\text{вх}} M_1^2 \theta^2}{4U_0^2 (G_{\text{эл}1} + G_1)}} \right) \right]^2, \quad (5.276)$$

или, обозначая через  $A$  выражение в фигурных скобках, все выражение кроме  $P_{\hat{a}\hat{o}}$  под корнем через  $B$ , получим  $P_{\hat{a}\hat{i}\hat{o}} = A J_1^2(\sqrt{P_{\hat{a}\hat{o}} B})$ , вид которой на рис. 5.9.

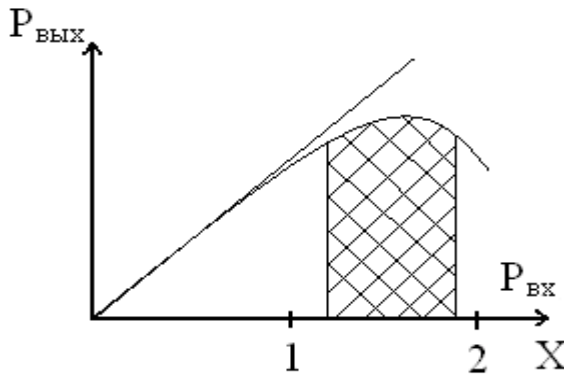


Рис. 5.9 — Амплитудная характеристика усилителя

На характеристике видны два участка: линейное изменение выходной мощности от входной — режим максимального коэффициента усиления; заштрихованная область — режим максимальной выходной мощности. Найдем выражение коэффициента усиления для случая со-

пряженного согласования  $B_2 + B_{2\text{эл}} + B_n' = 0$ ;  $G_2 + G_{\text{эл}2} = G_n'$ , используя (5.23) и (5.27):

$$\hat{E} = 10 \lg \frac{P_{\hat{a}\hat{i}\hat{o}}}{P_{\hat{a}\hat{o}}} = 20 \lg \left\{ \frac{M_1 M_2 \theta I_0}{2U_0 \sqrt{(G_{y\hat{e}1} + G_1) \cdot (G_{y\hat{e}2} + G_2)}} \frac{J_1(X')}{X} \right\}. \quad (5.28)$$

Для режима максимального усиления, когда  $X < 1$  вплоть до  $X \approx 0.8 \div 0.9$ , функция Бесселя может быть заменена  $J_1(X') \approx X/2$ , а коэффициент усиления

$$\hat{E}_{\ddot{e}\dot{e}i} = 20 \lg \frac{M_1 M_2 \theta I_0}{4U_0 \sqrt{(G_{y\dot{e}1} + G_{01}) \cdot (G_{y\ddot{e}2} + G_{02})}} \frac{X'}{X}, \text{ дБ.} \quad (5.28a)$$

Для режима максимальной выходной мощности (величина  $1 < X < 2$ , а при  $X = 1,84$  имеет максимальное значение, равное  $J_1(X) = 0,58$ ) получим

$$\hat{E}_{\max P_{\hat{a}\hat{u}\delta}} = 20 \lg \frac{M_1 M_2 \theta I_0 \cdot 0,58}{2 \cdot 1,84 \cdot U_0 \sqrt{(G_{y\dot{e}1} + G_{01}) \cdot (G_{y\ddot{e}2} + G_{02})}}, \text{ дБ.} \quad (5.28б)$$

Сравнивая коэффициенты усиления этих двух режимов, получим  $K_{\ddot{e}\dot{e}i} - \hat{E}_{\max P_{\hat{a}\hat{u}\delta}} = 20 \lg \{0,25 / 0,158\} = 4 \text{ дБ}$  (или  $\approx 2,5$  раза), т.е. коэффициент усиления в линейном режиме на 4 дБ выше коэффициента усиления в режиме максимальной выходной мощности.

Проведем оценку максимального теоретического  $K_{\text{лин}}$  из (5.28a):  $M_1 \approx 0,75, M_2 = 0,75, M_2^2 = 0,5; G_{y\dot{e}1} \approx G_{y\ddot{e}2}; \frac{I_0}{U_0} = (2 \div 5) \cdot 10^{-4}, \frac{A}{B};$

$X \cong X'; (G_{y\dot{e}1} + G_{01}) \approx 10^{-4} \text{ 1/Ом.}$  Казалось бы, увеличивая  $\theta$ , можно бесконечно увеличивать коэффициент усиления. Но  $\theta = \omega S / v_0$ , а при заданных  $\omega, v_0$ , его величина возрастает только при увеличении  $S$ . С увеличением  $S$  (рис. 5.5) возникают режимы: недогруппировки (линейный), оптимальной группировки (максимальная  $P_{\text{вых}}$ ) и разгруппировки электронов. Поэтому  $\theta \leq (10 \div 20)\pi$ . Окончательно получаем  $K_{\text{лин max}} \leq 15 \text{ дБ.}$

**Полоса рабочих частот** усилителя определяется по уровню уменьшения выходной мощности в два раза на АЧХ. Используя (5.27), (4.12), (2.5) и проведя преобразования, получим соотношение

$$P_{\hat{a}\hat{u}\delta} = \frac{P_{\hat{a}\hat{u}\delta \max}}{1 + 4Q_i^2 (df / f_{02})^2} = \frac{P_{\hat{a}\hat{u}\delta 0}}{1 + 4Q_i^2 (dv / v)^2}, \quad (5.29)$$

из которого видно, что выходная мощность при перестройке частоты выходного резонатора резко падает (рис. 5.10), и чем больше  $Q_i$ , тем резче.

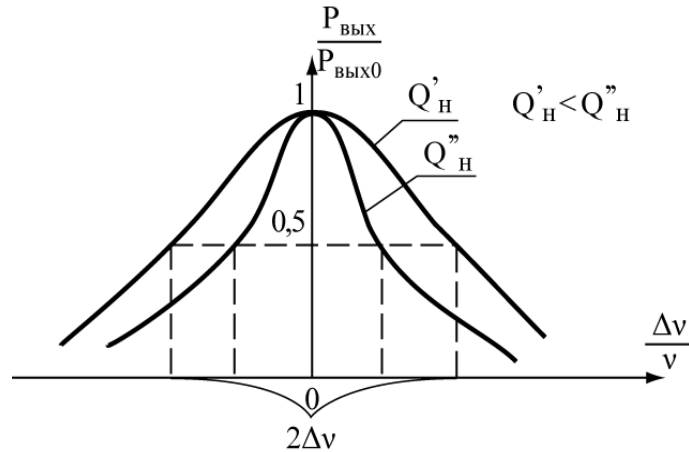


Рис. 5.10 — Зависимость полосы рабочих частот усилителя от добротности

Проведем оценку полосы рабочих частот, преобразовав (5.29) к виду:  $\frac{P_{\dot{a}i\delta}}{P_{\dot{a}i\delta 0}} = \frac{1}{2} = \frac{1}{1 + 4Q_i^2 (df/f_{02})^2}$ . Полоса рабочих част-

тот двухрезонаторного усилительного клистрона определяется только нагруженной добротностью 2-го резонатора:

$$\left(\frac{df}{f_{02}}\right)^2 = \frac{1}{4Q_i^2}; \quad \frac{2df}{f_{02}} = \frac{2\Delta\nu}{\nu} = \frac{1}{Q_i}.$$

Если необходим прибор с широкой полосой частот, то нагруженная добротность должна быть как можно меньше, т.е. связь с нагрузкой как можно больше.

Уменьшение  $Q_{вн}$  приводит к увеличению активной проводимости нагрузки  $G'_i = G \frac{Q_0}{Q_{\dot{a}i}}$ , трансформированной к зазору, и,

следовательно, нагрузка перестает быть оптимальной и  $P_{\text{вых}}$  падает. Отсюда увеличение полосы частот  $\Delta f$  может идти за счет снижения  $P_{\text{вых}}$ ,  $K_{\text{ус}}$ .

**Вывод:** двухрезонаторные усилительные клистроны при  $\eta_{\text{рез}} = 60 - 90\%$  имеют полный КПД  $\eta = \eta_{\delta\dot{a}\zeta} \cdot \eta_{\dot{y}\ddot{e}} \leq 25 \div 30\%$ ,  $K_{\text{ур}} \leq 15\text{дБ}$  и параметр  $\Delta f/f \approx 0,3 \div 0,5\%$ , что не позволяет широко использовать их в практике. Находят применение в диапазоне СВВ как усилители для мощностей  $P_{\text{вых}} = 1 \div 10\text{ Вт}$ .

## 5.7 Пролетные генераторные клистроны

Схема устройства генератора на двухрезонансном пролетном клистроне отличается конструктивно от усилителей тем, что имеется элемент внешней или внутренней обратной связи (рис. 5.11). Для работы генераторов требуется выполнение условий баланса фаз и баланса амплитуд.

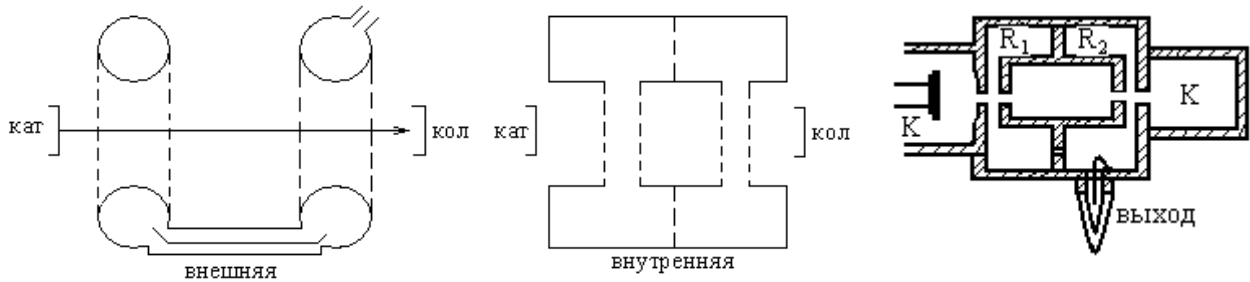


Рис. 5.11 — Устройство генератора на двухрезонансном пролетном клистроне

**Баланс фаз** состоит в том, что сумма фазовых набегов волны от первого резонатора до второго по пространству дрейфа  $\theta$  по линии обратной связи  $\varphi_{oc}$  должна быть равна фазе колебаний на первом резонаторе генераторного клистрона. Математически это записывается с учетом (рис. 5.12) в виде

$$\theta + \varphi_{i\tilde{n}} = 2\pi(n + 0,75), \quad (5.30)$$

где  $2\pi l$  — целое число периодов СВЧ-поля;

$2\pi \cdot 0,75$  — фазовый сдвиг между переменными напряжениями резонаторов, необходимый для прихода группы электронов в максимум тормозящего поля.

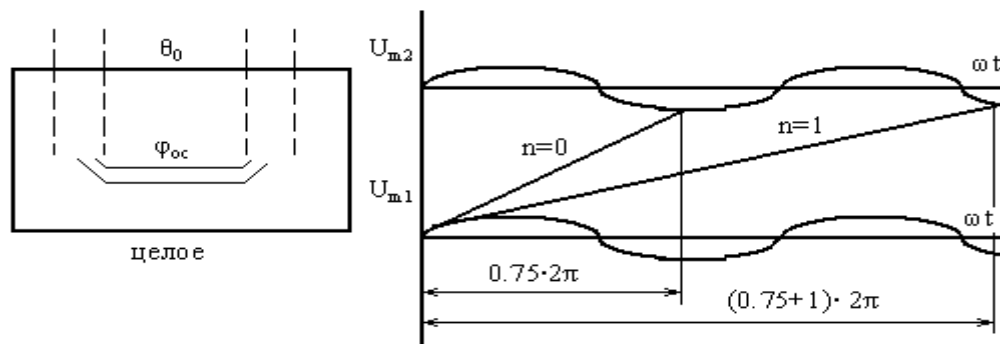


Рис. 5.12 — Пояснение получения условия баланса фаз

Используя (5.6) и (1.9), условие баланса фаз можно записать

$$\frac{\omega S}{\sqrt{2eU_0/m}} + \varphi_{i\tilde{n}} = 2\pi(n + 0.75). \quad (5.30б)$$

При  $\omega$  — const,  $S$  — const,  $n$  — const, фаза обратной связи  $\varphi_{oc}$  может быть любой величины, поскольку необходимое значение  $U_0$  для выполнения равенства (5.30б) можно подобрать. Пока выполняется равенство (5.30б), существует генерация при заданных значениях  $n$ . Каждое значение  $n$  соответствует определенному номеру зоны генерации и определенной области изменений  $U_0$ , нарушение которых приводит к срыву генерации (рис. 5.13). Значение  $n$ -зоны генерации тем выше, чем меньше  $U_0$ .

Двугорбость кривой  $P_{вых} = f(U_0)$  объясняется степенью обратной связи резонаторов, настроенных по одну частоту. При сильной связи резонаторов кривые могут иметь провал в выходной мощности (рис. 5.13, б).

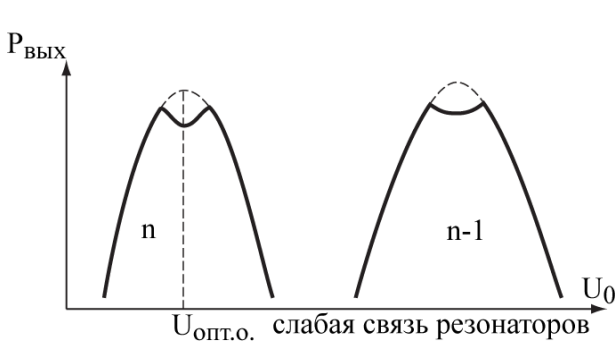


Рис. 5.13а — Выходная мощность в зоне генерации в пролетном клистроне при слабой связи

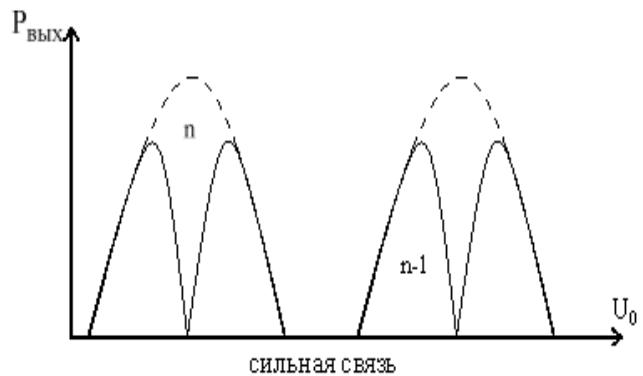


Рис. 5.13б — Выходная мощность в пролетном клистроне при сильной связи

**Баланс амплитуд** (амплитудное условие самовозбуждения) означает, что величина мощности, поданная по цепи обратной связи, является достаточной для покрытия всех затрат и получения заданной  $P_{вых}$ . Воспользуемся выражением электронной мощности в выходном резонаторе (5.20) при  $\varphi = \pi$

$$P_{j\check{e}2} = \frac{1}{2} U_{2m}^2 G_{j\check{e}2} = \frac{1}{2} I_{H2} U_{m2} = I_0 K_C^3 M_2 J_1(X) U_{m2}. \quad (5.31)$$

Введем коэффициент обратной связи  $\beta$  по напряжению и по мощности

$$\beta = \frac{U_{1m}}{U_{2m}} < 1; \beta^2 = \frac{P_{\tilde{n}\hat{a}}}{P_{\hat{a}\tilde{u}\tilde{\delta}}} = \frac{P_{\hat{a}\tilde{\delta}}}{P_{\hat{a}\tilde{u}\tilde{\delta}}} \leq 1. \quad (5.32)$$

Из (5.7) найдем  $U_{m1}$ , а из (5.32)  $U_{m2}$  в виде

$$U_{m2} = \frac{2XU_0}{\beta M_1 \theta} = U_{m1} \beta^{-1}.$$

Подставим в (5.31)  $U_{m2}$ , получим выражение активной проводимости  $G_{эл2}$ , необходимое для получения величины пускового тока:

$$G_{\tilde{y}\tilde{e}2} = -\frac{2I_0 K_C^3 M_2 J_1(X)}{U_{m2}} = \frac{I_0 K_C^3 M_2 M_1 \theta}{U_0} \cdot \frac{J_1(X)}{X} \cdot \beta. \quad (5.33)$$

На рис. 5.14 приведены графики (5.33) для режима мягкого самовозбуждения. С уменьшением  $\beta$  ( $\beta_1 > \beta_2 > \beta_{\min}$ ) проводимость  $G_{эл}$  уменьшается до касания с прямой полной проводимости  $G_n$ . При этом  $X$  уменьшается и амплитуда напряжения на зазоре  $U_1$  уменьшается.

В начальный момент генерации, когда  $X \rightarrow 0$ , а функция  $J_1(X) \rightarrow \frac{X}{2}$ , из (5.33), заменив  $(-G_{\tilde{y}\tilde{e}2}) = G_{\tilde{i}2}$ ;  $I_0 = I_{\tilde{i}\tilde{o}\tilde{n}\tilde{e}}$ ,  $\beta = \beta_{\min}$ , определим  $I_{\text{пуск}}$  (рис. 5.14):

$$I_{\tilde{i}\tilde{o}\tilde{n}\tilde{e}} = \frac{2U_0 G_{\tilde{i}2}}{\theta K_C^3 M_2 M_1 \beta_{\min} [2\pi(n + 0.75) - \varphi_{\tilde{i}\tilde{N}}]}. \quad (5.34)$$

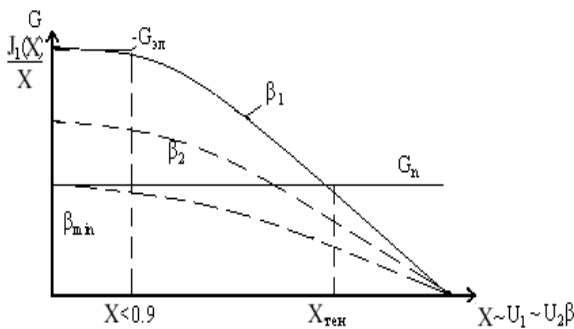


Рис. 5.14 — К определению коэффициента обратной связи  $\beta$

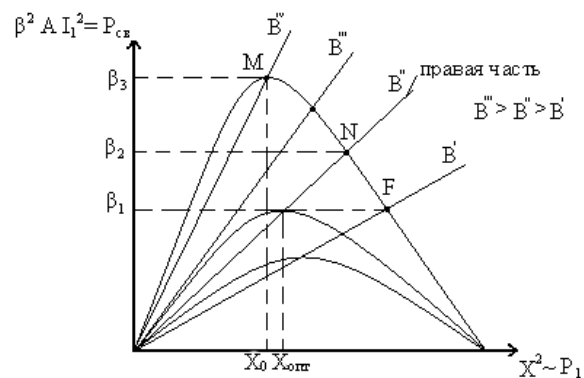


Рис. 5.15 — Графики для определения амплитудного условия самовозбуждения

Коэффициент обратной связи  $\beta$  для рабочего режима и его минимальное значение, соответствующее приближению  $J_1(X) \rightarrow \frac{X}{2}$ , будут равны

$$\beta = \frac{-G_{y\ddot{e}2} X U_0}{I_0 K_C^3 M_2 J_1(X) M_1 \theta}, \quad \beta_{\min} = \frac{2 G_{n2} U_0}{I_0 M_2 M_1 \theta K_C^3}. \quad (5.35)$$

*Примечание:* Уравнение (5.32) можно представить графически от параметра  $X$ , при разных  $\beta$ , и наблюдать различные эффекты. Для этого преобразуем (5.32). Мощности, входную и связи,  $P_{\tilde{N}\hat{A}} = \beta^2 P_{\hat{a}\hat{i}\hat{o}} \geq P_{\hat{a}\hat{o}} = \frac{1}{2} U_{m1}^2 G_{n1}^2$  запишем с использованием функции Бесселя и параметра группировки в виде

$$\beta^2 \frac{I_0^2 K_C^3}{2 G_2} J_1^2(X) M_2^2 = \beta^2 A J_1^2(X) > \left( \frac{U_0}{\theta_1 M_1} \right)^2 2 X^2 G_{n1}^2 = B X^2. \quad (5.32б)$$

По горизонтальной оси (ось абсцисс) отложим величину  $X^2$  (рис. 5.15), а по вертикальной оси — левую и правую части (5.32б), тогда прямая линия соответствует правой части равенства, пропорциональной мощности  $P_{ex}$ ; левая часть уравнения, соответствующая квадрату функции Бесселя, определяет часть выходной мощности, поступившей на вход  $\beta^2 = \frac{P_{\tilde{N}\hat{A}}}{P_2}$ . Если коэффициент

$\beta^2$  малая величина, то кривая  $J_1^2(X)$  идет ниже прямой  $P_{ex}$ , т.е. мощность  $P_{\tilde{N}\hat{A}} < P_{\hat{i}\hat{i}\hat{o}}$  и генератор работать не может. При  $\beta_2^2 > \beta_1^2$  мощность, поступающая на вход 1-го резонатора, превышает мощность потерь в нем и наступает режим устойчивой генерации, прямая линия пересекается с кривой  $J_1^2(X)$  в точке на вершине, что соответствует параметру  $X_{\hat{i}\hat{i}\hat{o}}$ . При  $\beta_3^2 > \beta_2^2$  наступает режим перегруппировки в потоке при той же линии  $B''$ . Точка  $M$  соответствует оптимальной группировке, точка  $N$  — соответствует  $X > X_{opt}$ .

К преимуществам генераторных клистронов относятся: малая мощность возбудителя; полное разделение входной и выходной цепей; устойчивость работы. Теоретический КПД  $\approx 25\%$ .



В режиме непрерывной генерации клистроны отдают мощность от нескольких ватт до кВт, а в импульсном — до 100 кВт.

### 5.8 Двухрезонаторный клистрон-умножитель частоты

Устройство умножителя частоты на пролетном клистроне аналогично устройству усилительного. Отличие заключается в том, что конструктивно второй резонатор выполнен для выделения гармоники  $n\omega$ . Поэтому размеры второго резонатора должны быть меньше размеров первого резонатора.

Второе отличие — в режиме работы, который должен соответствовать оптимальному значению параметра группировки для  $n$ -ой гармоники. Поскольку параметр группировки равен

$$X = [\omega S / v_0] \cdot [U_{m1} / U_0] \cdot [M_1 / 2],$$

а его оптимальное значение для разных гармоник всегда меньше оптимального значения для основной частоты (табл. 5.1, рис. 5.9), то амплитуды конвекционного тока высших гармоник будут всегда меньше амплитуды первой гармоники. А следовательно, выходная мощность и КПД умножителей будут меньше, чем в усилительных клистромах.

Требуемую величину  $X$  для разных гармоник можно получить либо увеличением  $U_0$  при прочих постоянных параметрах, либо уменьшением  $S$ ,  $U_{m1}$ .

КПД умножителей частоты на клистромах равен

$$\eta = \frac{P_{\dot{a}\dot{u}\dot{\delta}n}}{P_0 + P_{\dot{a}\dot{\delta}}} \approx 1 - 7\%.$$

Умножители частоты на клистромах используются в многокаскадных передающих устройствах повышенной стабильности частоты (стабильная начальная частота задается кварцем).

### 5.9 Многорезонаторные пролетные клистроны

Основные недостатки двухрезонаторных пролетных клистронов состоят в ограничении наибольшей величины электронного КПД значением 58 % и невозможности получения высоких значений коэффициента усиления  $K_\gamma$ . Применение многорезона-

торных клистронов позволяет преодолеть указанные недостатки. Схема, например, трехрезонаторного клистрона показана на рис. 5.16. Группирование электронов между первым и вторым резонаторами происходит так же, как в двухрезонаторном. В пространстве между вторым и третьим резонаторами на движение электронов оказывает влияние модуляция по скорости как в первом, так и во втором резонаторах.

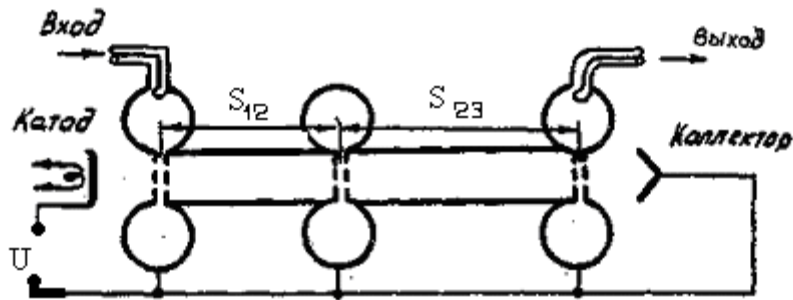


Рис. 5.16 — Схема трехрезонаторного пролетного клистрона

Фаза напряжения, наведенного на зазоре второго резонатора относительно входного, определяется углом пролета электронов и частотой настройки резонатора. Форма импульсов конвекционного тока в выходном зазоре  $I_3(\omega t_3)$  рассчитывается [4] по такой же схеме, как и в п. 5.3 для двухрезонаторного клистрона: записываются соотношения, связывающие фазы пролета первого  $\omega t_1$  и последнего  $\omega t_3$ , и затем используется уравнение непрерывности заряда  $I_3 d\omega t_3 = I_1 d\omega t_1$ . График зависимости  $\omega t_3(\omega t_1)$  для  $X \geq 1,8$  приведен на рис. 5.17, а, а соответствующий импульс тока — на рис. 5.17, б. Сплошной кривой показана теоретическая фазовая диаграмма трехрезонаторного клистрона, которая характеризуется четырьмя экстремумами вблизи нулевых значений фазы  $\omega t_3 = (\theta_{12} - \theta_{23})$  и близка к диаграмме идеальной группировки электронов.

На рис. 5.17, б показана форма конвекционного тока  $I_{k3}/I_0$  в зазоре третьего резонатора за время периода электромагнитных колебаний. Кривая конвекционного тока имеет четыре пика, соответствующих экстремумам фазовой диаграммы. Поэтому форма волны тока  $I_{k3}$  приближается к прямоугольной — идеальной с точки зрения эффективного отбора энергии от электронных сгустков.

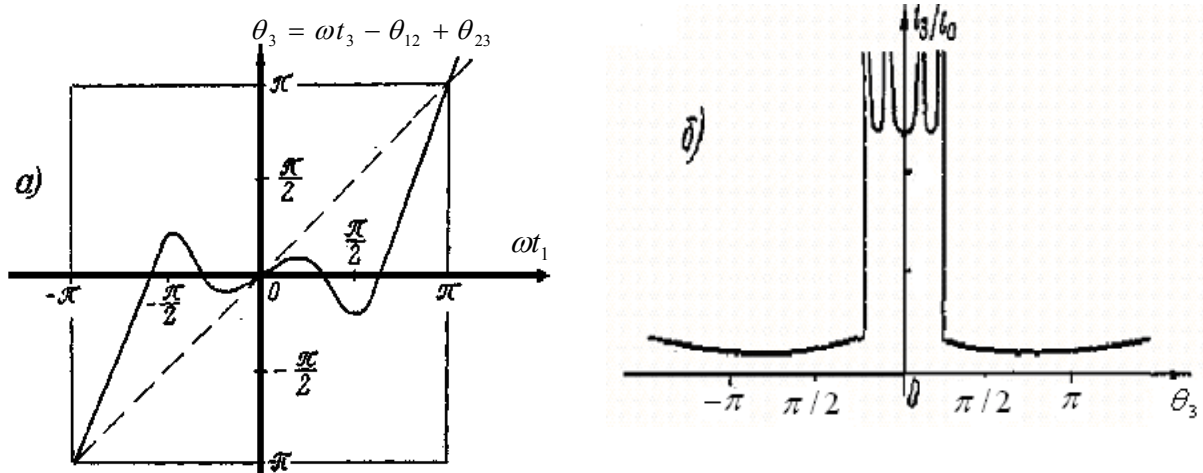


Рис. 5.17 — Для трехрезонаторного клистрона:  
 а — зависимость фазы  $\omega t_3(\omega t_1)$ ; б — форма импульса конвекционного тока в выходном резонаторе

Из рассмотрения графиков рис. 5.17 можно сделать важный вывод, что введение промежуточного резонатора, не связанного с нагрузкой, позволяет добиться лучшего группирования электронов в сгусток, провалы становятся менее глубокими, а сгусток ближе по форме к прямоугольному. В результате гармонического анализа таких импульсов получается, что максимальное значение отношения тока первой гармоники к току катода  $I_1/I_0$  равно 1,48, а не 1,16 как в двухрезонаторном клистроне.

Электронная мощность и КПД в трехрезонаторном клистроне согласно [4] определяется

$$P_{эл3} = 0,5U_{m3}I_{н3} = 0,74I_0U_{m3}M_3;$$

$$\eta_{эл3} = \frac{P_{эл3}}{P_0} = \frac{0,74U_{m3}M_3}{U_0},$$

где  $M_3$  — коэффициент взаимодействия третьего резонатора;

$U_{m3}$  — амплитуда напряжения на зазоре третьего резонатора.

Теоретический электронный КПД трехрезонаторного клистрона повышается с 58 до 74 %. Детальные расчеты показывают, что в четырехрезонаторном ПКЛ теоретическое значение электронного КПД достигает 83 %.

Введение промежуточного резонатора позволяет повысить коэффициент усиления клистрона. Объясняется это тем, что амплитуда напряжения в зазоре промежуточного резонатора может во много раз превышать амплитуду напряжения во входном резо-

наторе, а это обеспечивает достижение оптимального группирования при значительно меньших входных амплитудах.

Для  $N$ -резонаторного клистрона ( $N \leq 8$ ) справедливо эмпирическое выражение, определяющее максимальное значение коэффициента усиления (в дБ)

$$K_{\max} \approx 15 + 20(N - 2). \quad (5.33)$$

Повышение коэффициента усиления с увеличением числа резонаторов при неизменной мощности источника постоянного тока в основном объясняется возможностью снижения мощности входного сигнала, вследствие того, что все резонаторы, кроме последнего, выполняют роль группирователей.

Отметим способы повышения КПД в многорезонаторных клистронах.

1. Увеличение КПД возможно *методом рекуперации*, при котором не использованная электронами энергия возвращается в источник постоянного тока. Торможение электронных сгустков в основном происходит в высокочастотном поле выходного резонатора, которому электроны передают кинетическую энергию, полученную от источника постоянного тока. Полная передача энергии означает снижение скорости электронов до нуля на выходе из зазора резонатора. Чтобы не допустить возврат электронов в резонатор, на коллектор подается положительное напряжение  $U_{\text{кол}} < U_0$ . Рекуперация достигается путем *снижения потенциала коллектора* по отношению к потенциалу резонаторной системы с трубами дрейфа. На рис. 5.18 показана подача напряжения на коллектор  $N$ -резонаторного клистрона с рекуперацией. В схеме использованы два источника питания. Один из них подключен

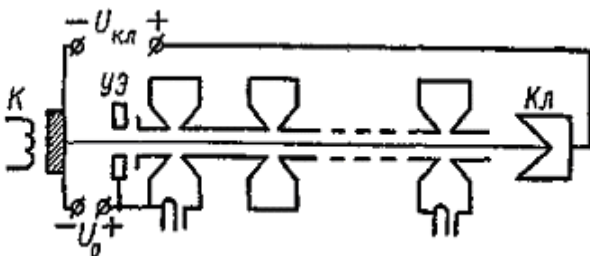


Рис. 5.18 — Схема устройства многорезонаторного клистрона с рекуперацией

к ускоряющему электроду пушки и многорезонаторной системе с трубами дрейфа, другой — к коллектору. Напряжение  $U_0$  первого источника определяет среднюю скорость электронов в клистроне. Постоянный ток  $I_0$  этого источника, возникающий вследствие возможного

оседания электронов на стенках труб дрейфа и в резонаторах, обычно невелик, если обеспечено высокое токопрохождение электронов на коллектор продольным магнитным полем.

Напряжение второго источника  $U_{кл}$  меньше  $U_0$ , ток второго источника  $I_0$  — это фактически постоянный ток электронного луча на коллекторе.

Электронный КПД клистрона с рекуперацией определяется выражением

$$\eta_{y.\delta\dot{a}\dot{e}} = \frac{P_{y\ddot{e}}}{D_{01} + D_{02}} = \frac{D_{y\ddot{e}}}{U_0 I_p + U_{\dot{e}\ddot{e}} I_0} = \frac{D_{y\ddot{e}}}{U_0 I_0 (I_p / I_0 + U_{\dot{e}\ddot{e}} / U_0)}, \quad (5.34)$$

где  $P_{01} = U_0 I_\delta$  и  $P_{02} = U_{\dot{e}\ddot{e}} I_0$  — мощности источников питания;  $P_{эл}$  — мощность, отдаваемая электронным потоком. Так как  $I_p \ll I_0$ , то  $\eta_{y.\delta\dot{a}\dot{e}}$  можно записать в виде  $\eta_{y.\delta\dot{a}\dot{e}} = \frac{D_{y\ddot{e}}}{(U_{\dot{e}\ddot{e}} I_0)}$ . Электронный

КПД без рекуперации  $\eta = \frac{D_{y\ddot{e}}}{U_0 I_0}$ . Из соотношения (5.34) получаем

$$\eta_{y.\delta\dot{a}\dot{e}} \approx \eta_{y\ddot{e}} \frac{U_0}{U_{\dot{e}\ddot{e}}} = \xi_k \eta_{y\ddot{e}}, \quad (5.35)$$

откуда видно, что увеличение КПД по методу рекуперации определяется отношением ускоряющего напряжения к напряжению коллектора  $\xi_k$ , которое называют *глубиной рекуперации*, обычно  $\xi_k = 1,1 \div 1,5$ . Для увеличения глубины рекуперации разрабатывают специальные конструкции коллекторов с электронными ловушками обратных электронов.

2. Повысить КПД можно путем улучшения группировки электронов, поступающих в выходной резонатор. Для увеличения электронов в группе за счет неправильнофазных необходимо, чтобы центр сгустка попадал в предпоследний резонатор не в максимум тормозящего поля, а в момент изменения высокочастотного напряжения от тормозящего на ускоряющее, как показано на рис. 5.19, а штриховой синусоидой, т.е. следует — обеспечить *опережение напряжения на четверть периода* относительно навигируемого сгустком тока. Это возможно при *индуктивном* характере проводимости  $B_{инд}$  предпоследнего резонатора на  $\omega_0$ , что имеет место на частоте несколько ниже резонансной (рис. 5.19, б).

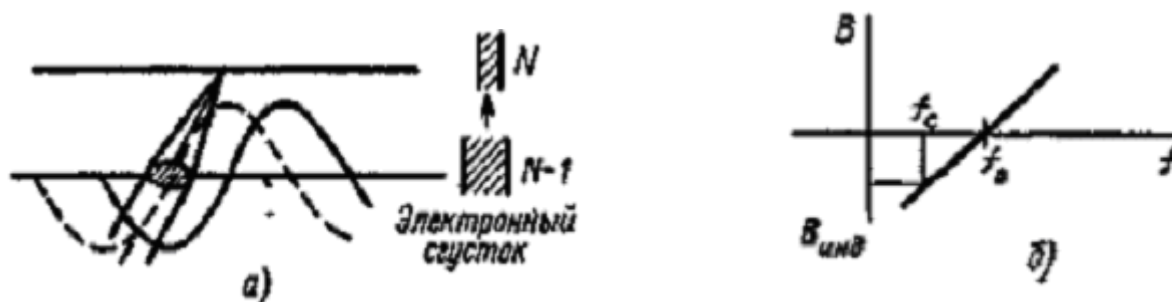


Рис. 5.19 — К пояснению влияния расстройки предпоследнего резонатора на улучшение группировки электронов

3. Увеличить КПД можно путем использования высших гармоник напряжения, это обеспечит в зазоре высокочастотное напряжение пилообразной формы. Добавление к основному сигналу только второй гармоники уже дает эффект приближения к пилообразной форме напряжения (рис. 5.20, б).

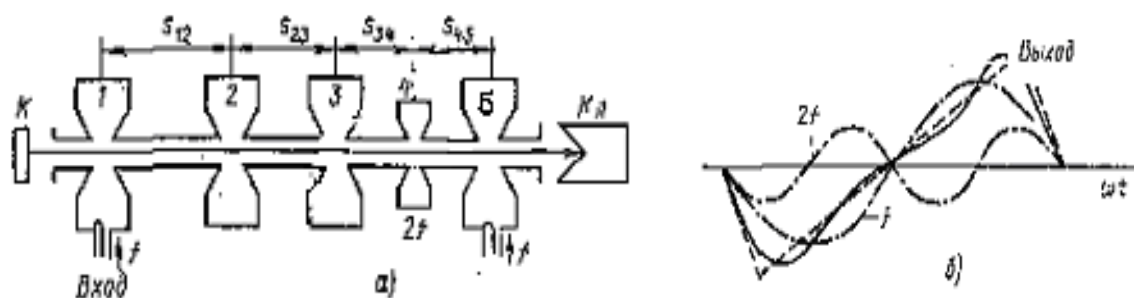


Рис. 5.20 — Схема устройства каскадного клистрона с дополнительным резонатором, настроенным на частоту второй гармоники (а), и высокочастотные поля, действующие на электроны (б):  
 - - - - - гармонические составляющие; ————— суммарное напряжение; - - - - - огибающая — почти пилообразное напряжение

Для практической реализации этого эффекта применяется дополнительно резонатор, настроенный на удвоенную частоту, который размещают обычно после третьего (рис. 5.20, а). Это увеличивает КПД на 15 ÷ 20 %.

Сочетание различных способов увеличения КПД, а также оптимизация расстояний между резонаторами, оптимизация их добротностей и углов пролета позволили получить полный КПД клистронов 80 %.

**Амплитудные и амплитудно-частотные характеристики** многорезонаторных клистронов значительно улучшены.

На рис. 5.21, *a* показаны для сравнения амплитудные характеристики  $P_{вых}(P_{вх})$  двухрезонаторного и многорезонаторного усилителей, рассчитанные при одинаковой мощности питания от источника постоянного тока и одинаковой рабочей частоте. Так как КПД и коэффициент усиления многорезонаторных клистронов выше, чем у двухрезонаторных, то они имеют более крутую амплитудную характеристику в режиме слабого входного сигнала и несколько большую выходную мощность в режиме насыщения.

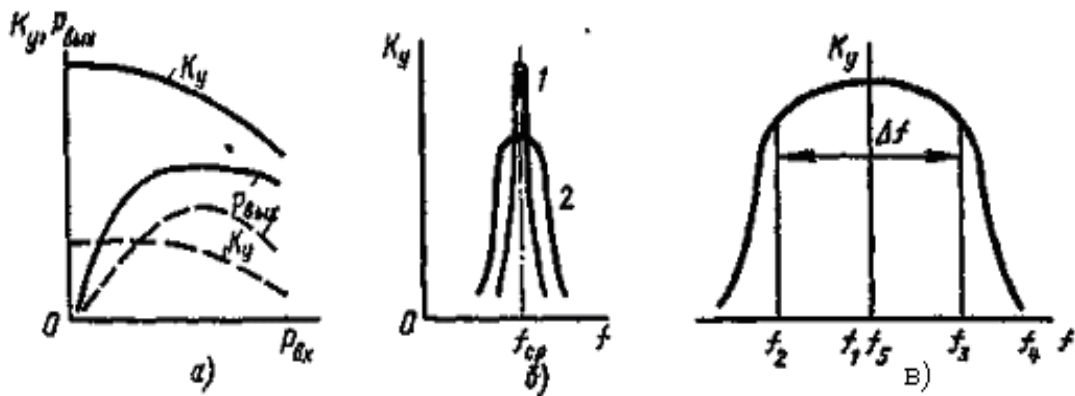


Рис. 5.21 — Амплитудные (*a*) и амплитудно-частотные (*б, в*) характеристики усилителя на пролетных клистронах, где — для  $N > 2$ ; ---- — для  $N = 2$ ; сл. (*б*) кривая 1 — синхронная настройка резонаторов; 2 — резонаторы расстроены

Амплитудно-частотные (рис. 5.21, *б, в*) характеристики в случае синхронной настройки резонаторов и несинхронной значительно отличаются.

## 5.10 Отражательные клистроны

Схема устройства отражательного клистрона (ОК) — автогенератора колебаний СВЧ и его потенциальная диаграмма показаны на рис. 5.22.

Единственный тороидальный резонатор ОК используется для модуляции электронного потока и для отбора энергии у сгруппированного возвратившегося из пространства тормозящего поля потока. Возвращение электронов в резонатор обеспечивается отражателем, находящимся под отрицательным потенциалом по отношению к катоду. Источник ускоряющего напряжения  $U_0$ , включенный между катодом и резонатором, обеспечивает ско-

рость потока электронов  $v_0$  и конвекционный ток  $I_0$ . Источник напряжения  $U_R$  создает тормозящее поле между резонатором и отражателем, равное

$$U_{\Sigma} = (U_0 + |U_R|). \quad (5.36)$$

Так как  $U_R < 0$  (потенциальная диаграмма рис. 5.22), электроны на отражатель не попадают, останавливаются в точке А на расстоянии от резонатора  $z_A = U_0 D / U_{\Sigma}$ , где  $D$  — расстояние от сетки резонатора до отражателя.

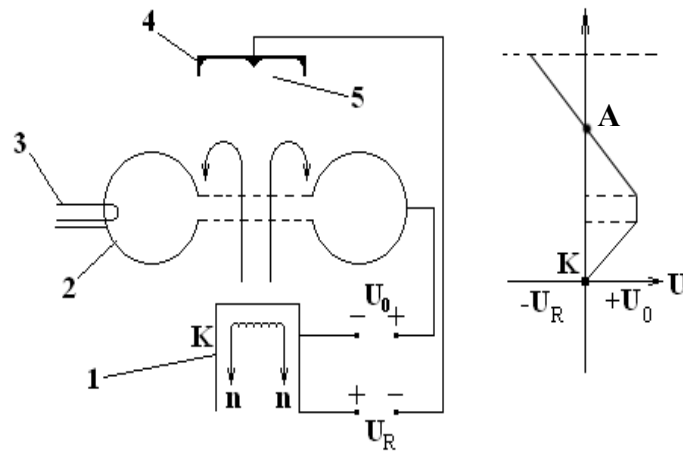


Рис. 5.22 — Схема устройства и потенциальная диаграмма ОК:

- 1 — электронная пушка; 2 — резонатор с зазором;
- 3 — вывод энергии; 4 — отражательный электрод;
- 5 — пространство торможения и группировки электронного потока

В ОК однородный поток электронов, летящих от катода, в установившемся режиме генерации модулируется по скорости высокочастотным напряжением в зазоре резонатора. Далее, электроны движутся по инерции в статическом тормозящем поле, не достигают отражателя и возвращаются к зазору (рис. 5.23). Длительность пребывания каждого из них —  $\tau_{omt}$  в поле группировки различная и зависит от времени пролета зазора  $\tau_3$  и пространства торможения  $\tau_T$  ( $\tau_{omt} = \tau_3 + \tau_T$ ). Поэтому поток электронов, возвращающихся в зазор, оказывается модулированным по плотности.

В зависимости от значений  $U_0$  и  $U_R$  фаза первой гармоники наводимого в резонаторе тока при вторичном пролете группы электронов может совпадать с фазой переменного напряжения в



зазоре, быть ей противоположной или составлять некоторый угол. В первом случае происходит генерация, так как электроны тормозятся высокочастотным полем в зазоре и отдают свою энергию полю. Во втором случае обратная связь отрицательная и режим автоколебаний не может существовать. После отдачи энергии электроны удаляются на ближайшую к катоду сетку резонатора.

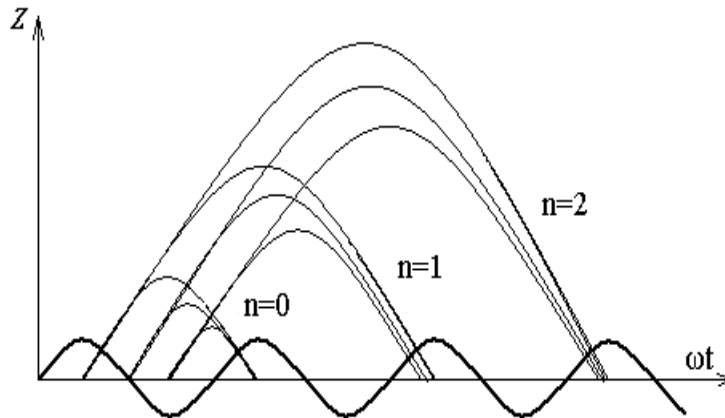


Рис. 5.23 — Пространственно-временная диаграмма в ОК при разных напряжениях на отражателе, влияющих на номер зоны  $n$

**Фазовые соотношения** ОК необходимо получить, чтобы определить выражения конвекционного тока  $I_2(\omega t_2)$ , выходной мощности. Как и в пролетном клистроне (раздел 5.2) следует рассматривать движение электронов в линейном приближении.

В режиме генерации между сетками зазора на возвращающийся поток действует высокочастотное напряжение  $u(t)$  вида

$$u(t) = -U \sin \omega t \Rightarrow \operatorname{Re} \left[ U e^{i\pi} e^{i(\omega t - \pi/2)} \right] = \operatorname{Re} \left[ U e^{i(\omega t + \pi/2)} \right]. \quad (5.37)$$

В режиме малых амплитуд (линейном)  $U \ll U_0$  скорость электронов после первого пролета зазора согласно (5.2) будет  $v_1 = v_0 \left( 1 - \frac{U}{2U_0} M \sin(\omega t_1) \right)$ , где  $\omega t_1$  — фаза на зазоре при первом пролете электронов.

Далее электроны движутся равнозамедленно в тормозящем поле с напряжением  $U_\Sigma$ . Их движение подчиняется уравнению

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = e U_\Sigma / D, \text{ где } z \text{ — координата, отсчитываемая от 2-ой сет-}$$

ки зазора. После интегрирования этого уравнения и учета начальных условий (при  $t = t_1$  координата  $z=0$  и скорость  $dz/dt = v_1$ ; при вторичном прохождении  $t = t_2$ ;  $z = 0$ ) получаем уравнение:

$$z = \frac{eU_{\Sigma}}{Dm} \cdot \frac{(t-t_1)^2}{2} + v_1(t-t_1). \quad (5.38)$$

На ПВД (рис. 5.23) эти траектории (5.38) имеют вид парабол. Группировка происходит вокруг электронов, прошедших резонатор в первый раз при нулевом переменном поле, когда происходила смена знака напряжения в зазоре с плюса на минус. В резонатор эти электроны должны вернуться в тормозящее поле, т.е. через  $1,5\pi$ . Тогда условие самовозбуждения клистрона через углы пролета можно записать в виде

$$\theta_i = \theta_C + \theta_T = 2\pi(n + 0,75). \quad (5.39)$$

Если положить  $z = 0$  в (5.38), обозначить  $\omega t = (\omega t)_2$  — фазу второго пролета электронами зазора, подставить скорость  $v$  из (5.2), то получим динамический угол пролета электронов в пространстве торможения и в зазоре ОК в виде

$$\theta_{\bar{a}} = (\omega t)_2 - (\omega t)_1 = \frac{\omega d}{v} + \frac{2mv\omega D}{eU_{\Sigma}} = (\theta_T + \theta_C) - X \sin(\omega t)_1, \quad (5.40)$$

где  $\theta_C = \frac{\omega d}{v_0}$  — угол пролета невозмущенным по скорости электро-

ном расстояния между сетками резонатора;  $\theta_T = \frac{v_0 2m\omega D}{e(U_0 + |U_R|)}$  —

угол пролета невозмущенным электроном пространства тормозящего поля;  $X = M \frac{U \cdot (\theta_T - \theta_C)}{2U_0}$  — параметр группировки ОК.

Рассмотрим влияние постоянных напряжений на угол пролета (5.39), заменяя  $v_0$  из (1.9)

$$\theta_0 = \theta_T + \theta_C = \omega D \sqrt{\frac{8m}{e}} \cdot \frac{\sqrt{U_0}}{U_0 + |U_R|} = A \frac{\sqrt{U_0}}{U_0 + |U_R|}. \quad (5.41)$$

Увеличение (по модулю) напряжения отражателя  $U_R$  приводит к монотонному уменьшению угла пролета. Увеличение напряжения резонатора  $U_0$  вызывает, с одной стороны, возрастание

начальной скорости  $v_0$ , а с другой — рост напряженности тормозящего поля  $U_\Sigma$ . Эти причины противоположным образом влияют на  $\theta_0$ .

**Конвекционный ток** в отражательном клистроне  $I_2(\omega t_2)$  находится аналогично тому, как это делалось в пролетном клистроне (раздел 5.3), причем выражение (5.10) и формы токов (рис. 5.4) совпадают.

Импульсы конвекционного тока, проходящего через зазор резонатора, в соответствии с (5.18) содержат постоянную составляющую, первую и высшие гармоники. Постоянная составляющая тока и высшие гармоники в ОК хотя и создают наведенный ток, но не дают падения напряжения на резонаторе. Величина первой гармоники конвекционного тока равна  $2I_0K_C J_1(X)$ . Из ПВД (рис. 5.23) следует, что центральный электрон сгустка запаздывает относительно максимума тормозящего напряжения в зазоре (5.37) на угол  $\theta_0$  (5.39), где  $n$  — номер зоны генерации (целое число).

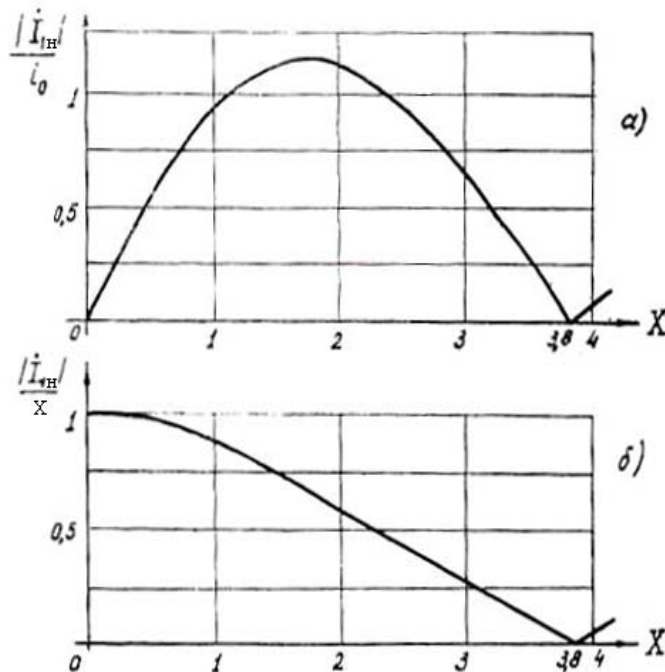


Рис. 5.24 — Колебательная характеристика и ее средняя крутизна в ОК

Поэтому комплексная амплитуда первой гармоники конвекционного тока записывается в виде  $\dot{I}_1 = 2I_0K_C J_1(X) e^{i(\omega t - \theta_0)}$ , а наведенный ток

$$\dot{I}_{1i} = -M2I_0K_C J_1(X) e^{i(\omega t - \theta_0)} = -i_0 J_1(X) e^{i(\omega t - \theta_0)}. \quad (5.42)$$

Зависимость модуля наведенного тока относительно  $i_0$  от амплитуды колебаний (колебательная характеристика) приведена на рис. 5.24, *а*, крутизна колебательной характеристики  $|\dot{I}_1|/X$  в зависимости от  $X$  — на рис. 5.24, *б*.

**Комплексная электронная проводимость** позволяет рассчитать параметры ОК. Используя выражения (4.1), (5.41) и (5.37), получим проводимость вида

$$\dot{O}_{y\ddot{e}} = -\frac{2MI_0K_C J_1(X) e^{-i(\theta_0 - \pi)}}{U_1 e^{i\pi/2}} = \frac{2MI_0K_C J_1(X)}{U_1} e^{-i(\theta_0 - \pi/2)}. \quad (5.43)$$

Подставим выражение  $U_1 = \frac{2U_0X}{M(\theta_T - \theta_\zeta)}$ , определив его из параметра  $X$ , тогда

$$\dot{O}_{y\ddot{e}} = \frac{2MI_0K_C J_1(X)(\theta_T - \theta_3)}{2U_0X} e^{-i\left(\theta_T + \theta_3 - \frac{\pi}{2}\right)}; \quad (5.44)$$

$$G_{y\ddot{e}} = \frac{M^2 I_0 (\theta_T - \theta_3) K_C}{U_0} \frac{J_1(X)}{X} \cos\left(\theta_T + \theta_3 - \frac{\pi}{2}\right); \quad (5.45a)$$

$$\hat{A}_{y\ddot{e}} = \frac{M^2 I_0 (\theta_T - \theta_3) K_C}{U_0} \frac{J_1(X)}{X} \sin\left(\theta_T + \theta_3 - \frac{\pi}{2}\right). \quad (5.45b)$$

$$\text{Вводим обозначение } F(X) = \frac{2J_1(X)}{X}, \quad G_0 = \frac{I_0 M^2 K_C}{2U_0} (\theta_T - \theta_3),$$

получим

$$G_{y\ddot{e}} = G_0 F(X) \sin(\theta_T + \theta_3), \quad B_{y\ddot{e}} = G_0 F(X) \cos(\theta_T + \theta_3). \quad (5.46)$$

Электронные активная и реактивная проводимости ОК зависят от параметра группировки  $X$ , т.е. от амплитуды переменного напряжения на зазоре  $U_1$ , изменяются монотонно (рис. 5.24, *б*), что соответствует режиму мягкого самовозбуждения.

**Амплитудное условие самовозбуждения клистрона** предполагает выполнение неравенств  $G_{y\ddot{e}} + G_i \leq 0$ ,  $G_i \leq -G_{y\ddot{e}}$ . Отрицательное значение электронной проводимости из (5.46) будет максимальным при  $\sin(\theta_T + \theta_\zeta) = -1$ , т.е. при углах пролета

$\theta_c + \theta_0 = 2\pi(n + 0,75)$ , тогда амплитудное условие самовозбуждения в центре зоны принимает вид

$$G_i \leq \frac{M^2 I_0 K_C}{2U_0} (\theta_T - \theta_c) F(X). \quad (5.47)$$

Преобразуем выражение (5.45а) для графического отображения. Для большинства клистронов во всех зонах, кроме  $n = 0; 1; 2$ , углы  $\theta_T \gg \theta_c$ , поэтому пренебрегаем  $\theta_c$  и, положив

$$\theta_T \cong \theta_0, \text{ получим } -\theta_0 \sin \theta_0 \geq \frac{2U_0 G_i}{M^2 I_0 K_C F(X)}, \text{ которое в начале}$$

генерации, т.е. при  $U_1 \rightarrow 0; X \rightarrow 0, J_1(X) \rightarrow \frac{X}{2}$ , принимает вид

$$-\theta_0 \sin \theta_0 \geq \frac{2U_0 G_i}{M^2 I_0 K_C}. \quad (5.47a)$$

Графическое решение уравнения самовозбуждения (5.47а) ОК представлено на рисунке 5.25. Точки *a, б, в, г*, показанные на рисунке, соответствуют краям зон генерации. Видно, что ширина зон генерации между точками нулевой мощности зависит не только от постоянных напряжений и тока пучка, но и от проводимости нагрузки.

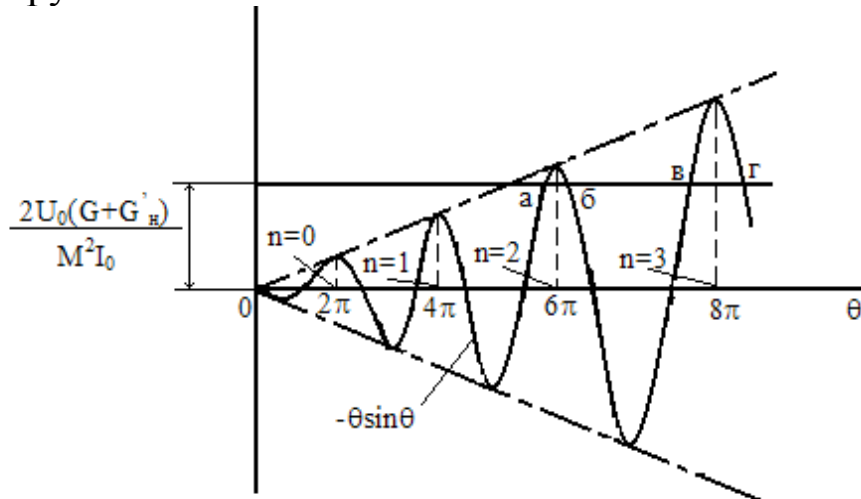


Рис. 5.25 — Графическое решение уравнения самовозбуждения отражательного клистрона

Условием начала генерации является пересечение горизонтальной прямой, соответствующей правой части уравнения (5.47а), с «развертывающейся» синусоидой, определяющей левую часть того же уравнения. Чем больше  $G'_i$ , тем выше проходит го-

горизонтальная прямая и тем более узкими (по величине  $\theta_0$  и соответственно по напряжению на отражателе) являются зоны генерации.

**Пусковой ток ОК** для режима мягкого самовозбуждения определяется из соотношения (5.46) при  $F(x) \rightarrow 1$  и для центра зон генерации

$$I_{i \text{ óñk}} = \frac{2U_0 G_i}{K_C M^2 (\theta_T - \theta_\zeta)} = \frac{U_0 G_i}{M^2 K_C [\pi(n + 0,75) - \theta_\zeta]}, \quad (5.486)$$

где  $\theta_T + \theta_\zeta - 2\theta_\zeta = 2\pi(n + 0,75) - 2\theta_\zeta$ ;  $K_C \Rightarrow K_C^3$ .

Величина пускового тока ОК для разных зон генерации равна 10÷50 мА.

**Электронная мощность и электронный КПД** отражательного клистрона определяются из величины  $D_{y\ddot{e}} = -\frac{1}{2}U_1^2 G_{y\ddot{e}}$ , где знак минус соответствует отданной мощности. Подставим (5.45a) в  $P_{эл}$  и заменим  $U_1$  через  $X$ , тогда

$$D_{y\ddot{e}} = -\frac{2I_0 U_0 K_C X J_1(X)}{(\theta_T - \theta_\zeta)} \sin(\theta_T + \theta_\zeta); \quad (5.49)$$

$$\eta_{y\ddot{e}} = \frac{D_{y\ddot{e}}}{D_0} = -\frac{2K_C X J_1(X)}{(\theta_T - \theta_\zeta)} \sin(\theta_T + \theta_\zeta). \quad (5.50)$$

В центрах зон генерации величины колебательной мощности и электронного КПД определяются соотношениями

$$D_{y\ddot{e} \ddot{o}} = \frac{I_0 U_0 X J_1(X) K_C}{\pi(n + 0,75) - \theta_\zeta}; \quad (5.49a)$$

$$\eta_{y\ddot{e} \ddot{o}} = \frac{X J_1(X) K_C}{\pi(n + 0,75) - \theta_\zeta}. \quad (5.50a)$$

Функция  $XJ_1(X)$  достигает мах при  $X = 2,41$  и равна 1,25. Мах  $\eta_{y\ddot{e} \text{ max}}$  для зон с разными номерами  $n$  можно определить из выражения

$$\eta_{y\ddot{e} \text{ max}} = \frac{2,41 \cdot J_1(2,41) K_C}{\pi(n + 0,75)} = \frac{0,398 K_C}{n + 0,75}. \quad (5.506)$$

Следует иметь в виду, что теория построена для режима малых амплитуд,  $U_1 \ll U_0$ . Проверим, для каких зон выполняется это условие при  $X = 2,41$ .

$$U_1 = \frac{2U_0 X}{M(\theta_T - \theta_C)} = \frac{U_0 \cdot 2,41}{M\pi(n + 0,75)} = \frac{0,767U_0}{M(n + 0,75)},$$

для чего положим коэффициент взаимодействия  $M = 1$  (обычно меньше) и, задавая номера  $n$ , получим, что данная теория может быть применима только при  $n > 6$ .

**Выходная мощность ОК** ( $P_n$ ) определяется из закона сохранения мощностей  $P_n = P_{эл} - P_{пот}$  и зависит от режима питания и размера элемента связи, и положения его в резонаторе. Проведение оптимизации выражения  $P_n$  [23] по параметру группировки и затем по углу пролета  $\theta_0$  позволяет сделать вывод, что в одной из зон генерации параметры прибора имеют максимальные значения  $P_{n \max}$  и  $\eta_{\max}$ , равные

$$P_{n \max} = \frac{i_0^2 M^2 J_1^2(X)}{2G} = \frac{0,17 i_0^2 M^2}{G}; \quad (5.51)$$

$$\eta_{\max} = \frac{i_0 M^2 J_1^2(X)}{2U_0 G} = \frac{0,17 i_0 M^2}{U_0 G}, \quad (5.52)$$

где  $G$  — проводимость резонатора;  $i_0 = I_0 K_C^2$ . Из (5.51) и (5.52) следует, что  $P_{n \max}$  и  $\eta_{\max}$  максимальны при  $X = 1,84$ , при котором  $J_1(X) = 0,58$ . Это наблюдается только при оптимальном угле

пролета, равном  $\theta_{T \text{ опт}} = \frac{2U_0 X G}{i_0 M^2 J_1(X)} = \frac{6,33 U_0 G}{i_0 M^2}$ , и в зоне с номером (оптимальным)

$$n_{\text{опт}} = \frac{\theta_{T \text{ опт}}}{2\pi} = \frac{U_0 G}{i_0 M^2}. \quad (5.53)$$

Параметры проводимостей в таком клистроне должны быть равны

$$G_{эл} = 0,634 G_{эл0}; \quad G'_n = 0,317 G_{эл0} = G; \quad G_{эл0} = \frac{i_0 M^2}{2U_0} (\theta_T - \theta_3). \quad (5.54)$$

**Вывод.** В работе ОК можно выделить два режима:

- а) максимальной выходной мощности в каждой зоне при  $X = 2,41$ ;  
 б) максимального КПД в одной зоне с номером (5.53) и при  $X = 1,84$ .

### Характеристики ОК

**Зональные кривые** — это зависимости мощности и частоты от напряжения на отражателе при заданном постоянном ускоряющем напряжении (рис. 5.26). Величина изменения угла пролета от оптимального, когда электроны возвращаются в максимально тормозящее поле резонатора, к краям зоны генерации (в любой зоне) равна  $\pm 0,89$  радиан [2]. Разность напряжений на отражателе на краях зоны генерации определяется выражением  $U_{R1} - U_{R2} = \Delta U_R = U_\Sigma \frac{0,3}{n+0,4}$ . Ускоряющее напряжение  $U_0$  хотя и приводит к изменениям угла пролета  $\theta_0$ , но практически не используется при получении зональных кривых.

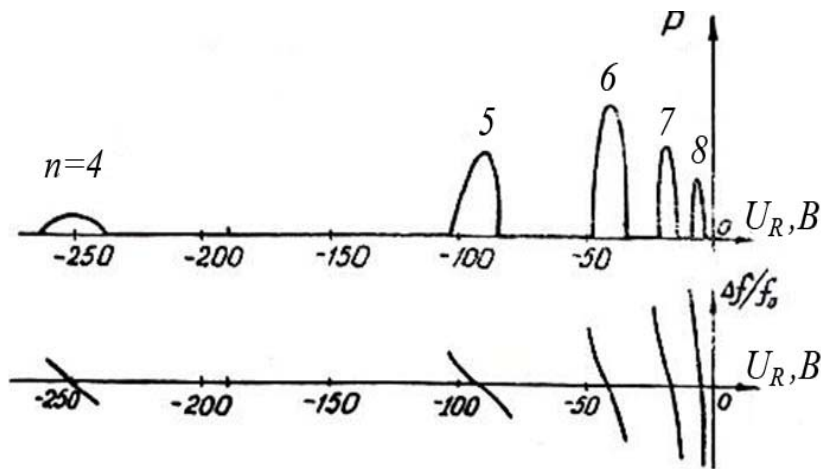


Рис. 5.26 — Зональные кривые в ОК

**Электронная настройка** — зависимость частоты в зоне генерации от напряжения на отражателе при постоянном ускоряющем напряжении  $U_0$  (рис. 5.26). Частота генерации ОК может быть определена из (4.15) подстановкой (5.45, а, б)

$$f = f_0 \left( 1 + \frac{ctg\theta_0}{2Q_n} \right) = f_0 \left( 1 - \frac{tg(\Delta\theta_0)}{2Q_n} \right),$$



где  $\Delta\theta = \frac{2\pi(n+0,75) - \theta_3}{U_\Sigma - \Delta U_R} \Delta U_R$ .

Так как  $U_\Sigma \gg \Delta U_R$ , то

$$f = f_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2Q_H} \operatorname{tg} \left[ \frac{2\pi(n+0,75) - \theta_3}{U_\Sigma} \Delta U_R \right] \right\}. \quad (5.55)$$

При  $\alpha < 0,1\pi$ ,  $\operatorname{tg}\alpha \approx \alpha$ , соотношение (5.55) запишем в виде

$$f = f_0 \left[ 1 - \frac{\pi(n+0,75) - 0,5 \cdot \theta_3}{Q_H U_\Sigma} \Delta U_R \right]. \quad (5.55a)$$

Видно из рис. 5.26 и (5.55a), что вблизи центров зон генерации изменение частоты происходит по линейному закону.

**Параметрами** электронной настройки являются:  
**крутизна** электронной настройки

$$S_f = \frac{\Delta f}{\Delta U_R} = \frac{f - f_0}{\Delta U_R} = -f_0 \cdot \frac{\pi(n+0,75) - 0,5 \cdot \theta_3}{Q_H U_\Sigma}; \quad (5.56)$$

**диапазон частот электронной настройки** — разность частот между точками  $0,5P_{\max}$  мощности в зоне генерации определяется

$$\begin{aligned} \Delta f = f_1 - f_2 &= \frac{f_0}{Q_H} \sqrt{2 \left\{ \frac{J_1(X/\sqrt{2})}{J_1(X)} \right\}^2 - 1} = \\ &= \frac{M^2 i_0 (\theta_T - \theta_0)}{C_\Sigma U_0} \sqrt{\left\{ \frac{J_1(X/\sqrt{2})}{X/\sqrt{2}} \right\}^2 - \left\{ \frac{J_1(X)}{X} \right\}^2}. \end{aligned}$$

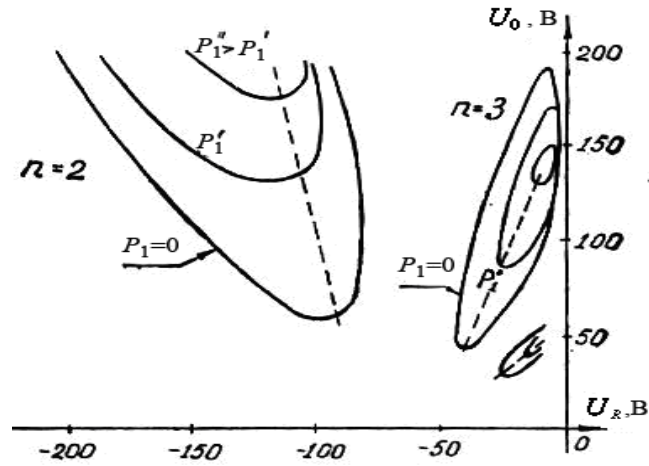


Рис. 5.27 — Регулировочные характеристики ОК

**Регулировочные кривые** — зависимости на плоскости  $(U_R, U_0)$  постоянной выходной мощности (рис. 5.27) используются при настройке режима работы ОК. Их строят по (5.49), задаваясь величинами  $U_R$ ,  $U_0$ , номером зоны генерации, поддерживая другие параметры постоянными.

## Глава 6. ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ И ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ — ТИПА О

Лампы бегущей волны и лампы обратной волны — типа О (ЛБВО и ЛОВО) относятся к устройствам с распределенным взаимодействием электромагнитного поля волны и электронного потока. Находят широкое применение в системах многоканальной радиорелейной связи, в космических системах, в радиолокационных устройствах в качестве широкополосных усилителей, ограничителей мощности, фазовращателей, умножителей частоты, генераторов с широкой полосой частот. Первые сведения о создании ЛБВО относятся к 1946 г., ЛОВО — 1956 г.

### 6.1 Схема устройства и принцип действия ЛБВО

Схема устройства ЛБВО показана на рис. 6.1.

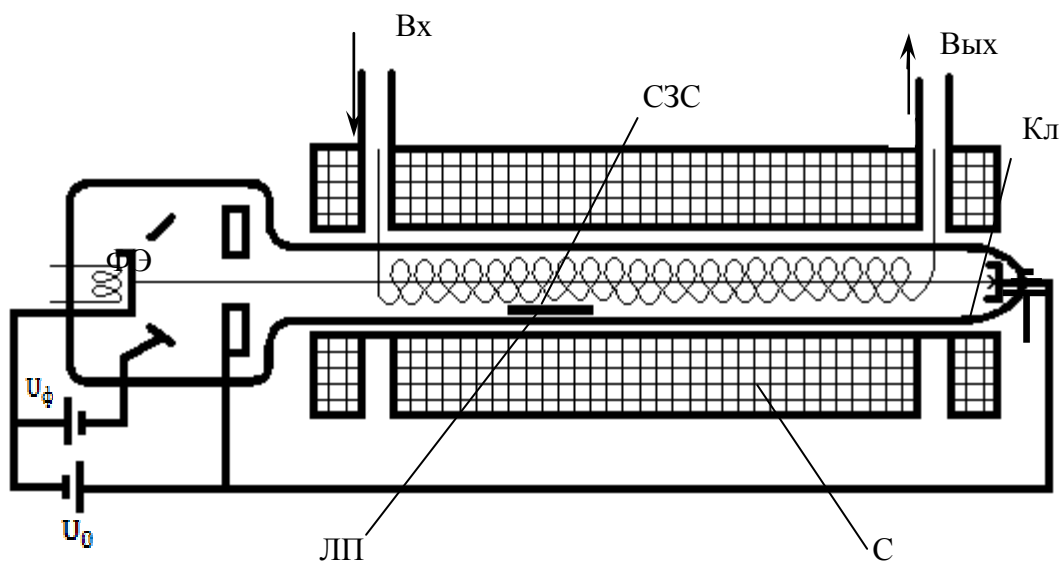


Рис. 6.1 — Схема устройства ЛБВО

Электронная пушка включает катод, управляющий электрод (ФЭ) с напряжением  $U_{\Phi}$  и анод (или несколько анодов в малошумящих лампах), на который подается относительно катода ускоряющее напряжение. Поток электронов движется к коллектору (Кл) вдоль оси спиральной замедляющей системы (на рисунке СЗС). Для фокусировки луча используется соленоид (С), распо-

ложенный на каркасе, или другой способ фокусировки (см. гл. 3). Лампа помещается в стеклянную колбу, которая размещается внутри этого соленоида. Внутри колбы лампы расположены локальный поглотитель (ЛП) и коллектор (Кл).

На управляющий электрод подается напряжение порядка нескольких десятков вольт. На первом аноде положительное напряжение порядка нескольких сотен вольт. Изменением этих напряжений регулируют силу тока.

На второй анод и ЗС подается ускоряющее напряжение  $U_0$ . Регулировкой этого напряжения обеспечивают оптимальную для работы ЛБВО скорость движения электронов в пространстве ЗС. На коллектор подается напряжение, равное или меньшее (в режиме рекуперации) напряжения ЗС. Геометрия ЗС выбирается такой, чтобы обеспечить необходимое замедление и небольшую дисперсию, чтобы усиление происходило в широкой полосе частот при неизменном ускоряющем напряжении.

СВЧ-колебания, подлежащие усилению, поступают на вход лампы и далее распространяются вдоль спиральной замедляющей системы. По мере движения электронов внутри ЗС в поле бегущей волны они непрерывно взаимодействуют с этой волной: забирают у СВЧ-поля энергию, изменяют скорость, группируются в тормозящем поле электромагнитной волны, отдают часть своей кинетической энергии и этим усиливают волну. Выходная мощность снимается с конца спирали.

Электромагнитная волна создает в спирали и вне ее электрическое и магнитное поля. Действие переменного магнитного поля волны на поток очень слабое, и его не учитывают. Поэтому при рассмотрении взаимодействия волны и потока электронов будет учитываться только электрическое поле. Электрическое поле внутри спирали имеет три составляющие: *осевую*  $E_z$ , *радиальную*  $E_r$ , *тангенциальную*  $E_\varphi$ . Составляющие поля  $E_\varphi$  и  $E_r$  на оси равны 0, вблизи оси хотя и не равны нулю, но малы и их можно не учитывать в линейном приближении. Электроны, влетая в спираль, имеют скорость, направленную вдоль оси спирали, поэтому только осевая составляющая поля может изменить кинетическую энергию электронов и способствовать превращению

кинетической энергии электронов в электромагнитную энергию. Говоря об электрическом поле волны, мы будем иметь в виду осевую составляющую  $E_z$ , выделяя тормозящий и ускоряющий движение электронов полупериоды (рис. 6.2). Вектор  $\vec{E}$  направлен от  $\oplus$  заряда к  $\ominus$ .

Рассмотрим механизм взаимодействия электронов с бегущей волной.

Пусть по спирали движется бегущая волна со скоростью  $v_\phi$ . В тех участках спирали, где мгновенное направление поля  $E_z$  совпадает с направлением скорости электронов  $v_0$ , поле для электронов тормозящее, а там, где направление  $E_z$  противоположно направлению  $v_0$ , поле ускоряет электроны (рис. 6.2).

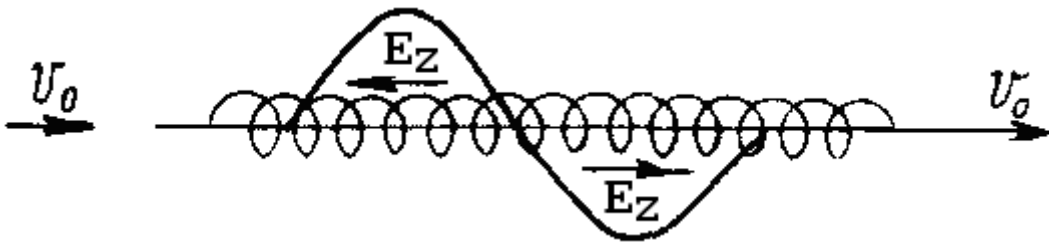


Рис. 6.2 — Тормозящее и ускоряющее электрическое поле в спирали

Если поле волны уменьшает скорость электронов, то энергия волны будет увеличиваться. Если электроны вводятся в участки волны, увеличивающие скорость, то энергия их возрастает, а волны — уменьшается. Обмен энергиями отсутствует, если электроны попали в участки, где в данный момент нет электронного поля.

Для работы ЛБВ нужно сосредоточить возможно большее количество электронов в тормозящих участках поля и меньшее — в ускоряющих. Электронная пушка посылает равномерный поток электронов. Поэтому в тормозящих и ускоряющих участках в начале ЗС оказывается одинаковое количество электронов. Благодаря задаваемой разнице в скоростях волны и потока происходит группирование электронов в тормозящем поле. Поясним это.

Построим графики движения электронов относительно некоторой точки  $z_0$ , движущейся по оси спирали со скоростью  $v_\phi$  (рис. 6.3).

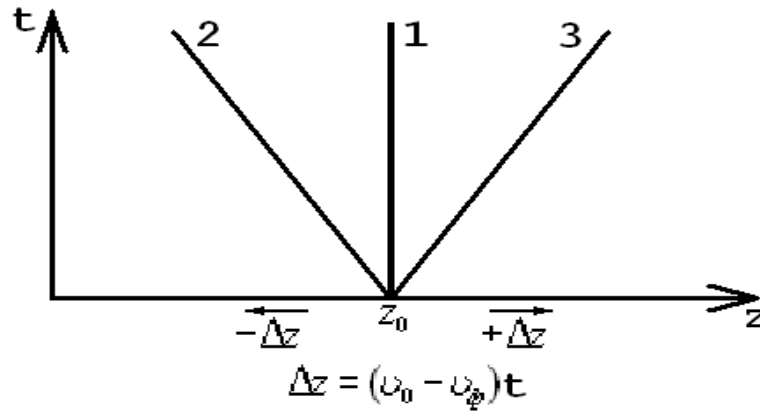


Рис. 6.3 — Графики смещения электронов относительно волны при разных соотношениях скоростей

Предположим, что электроны, не взаимодействуя с волной и перемещаются вдоль оси с начальной скоростью  $v_0$ . Тогда в зависимости от отношения  $v_0/v_\phi$  графики движения электронов изображаются в виде прямых линий. Если  $v_0 = v_\phi$ , электрон в любой момент времени  $t$  находится против точки  $z_0$  (график 1). Если  $v_0 < v_\phi$ , то с течением времени электрон будет отставать от наблюдателя, движущегося со скоростью  $v_\phi$  (график 2). При  $v_0 > v_\phi$  электрон постепенно опережает точку  $z_0$  (график 3).

На рис. 6.4 изображены графики движения электронов, взаимодействующих с бегущей волной. Период колебаний разбит на восемь промежутков. На этих графиках выбрано несколько точек наблюдения, соответствующих разным моментам прихода электронов к началу спирали. Так, например, точка  $z_2$  на рис. 6.4, *a* соответствует электрону, который влетел в спираль в момент, когда поле было максимально ускоряющим; точка  $z_1$  — другому электрону, попавшему в спираль, когда  $E_z$  меньше максимальной величины. Пунктиром обозначено движение электронов в отсутствие высокочастотного поля. На рис. 6.4, *a* показаны графики движения электронов для случая  $v_0 = v_\phi$ . Электроны, попавшие в ускоряющее поле, движутся все быстрее и постепенно опережают точку наблюдения, электроны, попавшие в тормозящее поле, теряют скорость и отстают. В результате электроны группируются в сгустки, симметричные относительно точки  $E_z = 0$ . На рис. 6.4,

б, в показаны графики движения электронов при  $v_0 < v_\phi$  и  $v_0 > v_\phi$ . В случае  $v_0 < v_\phi$  сгустки электронов образуются в области ускоряющего высокочастотного поля. В процессе дальнейшего движения электроны отбирают энергию у поля, и амплитуда волны уменьшается. Соотношение  $v_0 < v_\phi$  является нерабочим. В случае  $v_0 > v_\phi$  электроны группируются в тормозящем поле волны.

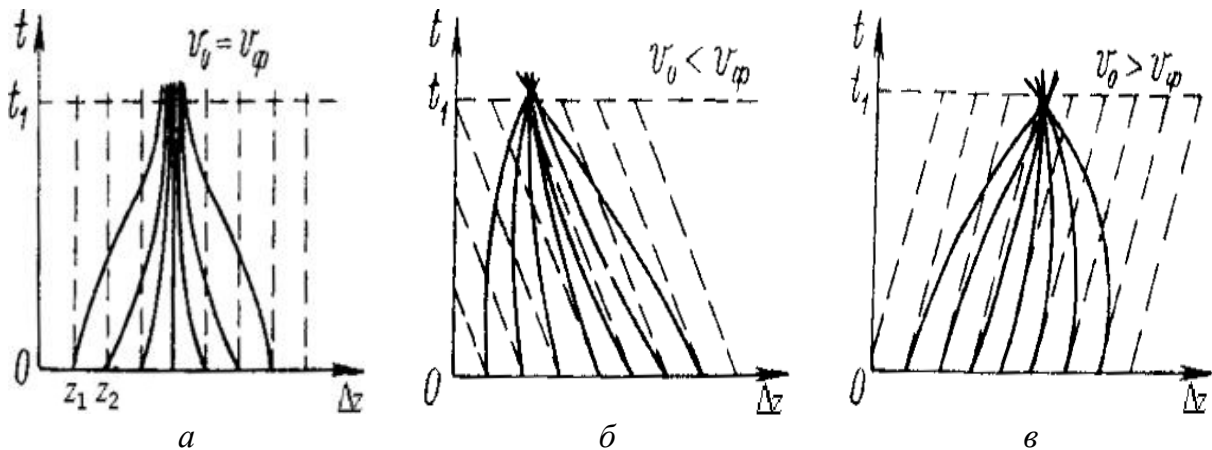


Рис. 6.4 — Графики движения электронов под действием поля бегущей волны, причем  $\Delta z = (v_0 - v_\phi)t$ . Сплошные линии — с учётом взаимодействия с волной, пунктирные — без учёта

Дальнейшее их движение сопровождается потерей скорости и, следовательно, передачей энергии от электронного потока волне. Соотношение между скоростями в виде  $v_0 > v_\phi$  характерно для рабочего режима лампы.

## 6.2 Взаимодействия поля волны с электронами в «горячем» режиме ЛБВО (линейное приближение)

### Исходные предпосылки

Рассмотрим взаимодействие волны и потока в условиях  $v_0 > v_\phi$ . В результате рассмотрения должна быть найдена величина постоянной распространения волны  $\dot{\Gamma}$  в ЗС в горячем режиме в функции от режима питания  $U_0$ ,  $I_0$ ,  $\omega$  и параметра —  $R_{св}$ .

Введем следующие допущения:

1. Ограничимся режимом малых амплитуд, т.е.

$$\rho = \rho_0 + \rho_1(z, t); \rho_1 \ll \rho_0; v = v_0 + v_1(z, t); \\ v_1 \ll v_0; J = J_0 + J_1(z, t); J_1 \ll J_0.$$

2. Движение электронного потока происходит только в направлении оси  $z$ :  $\bar{v} = v_z \bar{z}_0$ ,  $v_\varphi = v_r = 0$ ,  $v_z = v_0$ .

3. Действием пространственного заряда пренебрегаем, релятивистскими эффектами в скоростях пренебрегаем.

4. Продольное ВЧ-поле в ЗС в горячем режиме имеет вид бегущей волны  $E_z = E_{mz} e^{i\omega t - \dot{\Gamma} z}$ , где постоянная распространения волны  $\dot{\Gamma} = \alpha + j\beta$ .

5. Поле самосогласованно, т.е. постоянные распространения волн в электронном потоке —  $K_{эл}$  и в холодной ЗС —  $\Gamma_0$  должны быть одинаковы.

6. Холодные потери в ЗС не учитываем, т.е.  $\Gamma_0 = j\beta_0$  и электроны на ЗС не оседают.  $\Gamma_0 \neq \Gamma$ , но отличаются незначительно.

7. Пусть переменные составляющие скорости, объемного заряда, плотность тока имеют вид бегущих волн:

$$v_1(z, t) = v_1 e^{i\omega t - \dot{\Gamma} z} \quad \rho_1(z, t) = \rho_1 e^{i\omega t - \dot{\Gamma} z} \quad J_1(z, t) = J_1 e^{i\omega t - \dot{\Gamma} z}. \quad (6.1)$$

Задача взаимодействия поля с электронами решается в 3 этапа:

I этап: Определение переменной составляющей конвекционного тока  $J_1$ ;

II этап: Определение переменного напряжения  $U_{z1}$ , наведенного на ЗС переменным конвекционным током —  $J_1$ .

III этап: Совместное решение уравнений, полученных на I и II этапах, и определение постоянной распространения  $\dot{\Gamma}$ .

### **Группировка электронов и переменный конвекционный ток ЗС**

Электронный поток, двигаясь со скоростью  $v_0$  в ЗС, попадает в ускоряющее и тормозящее поле  $E_z$ , поэтому его скорость изменяется:  $v = v_0 \pm \Delta v$ . Изменения в скоростях электронов при-



ведут к тому, что плотность его начнет изменяться и из непрерывного потока он преобразуется в модулированный по плотности. Необходимо определить величину переменной составляющей конвекционного тока. Для этого воспользуемся уравнениями движения, тока переноса и непрерывности

$$m \frac{d\bar{v}}{dt} = -e\bar{E}_z; \quad (6.2)$$

$$\bar{J} = \rho\bar{v}; \quad (6.3)$$

$$\text{div}\bar{J} = -\frac{d\rho}{dt}. \quad (6.4)$$

Из уравнения (6.2) определим скорость:

$$\frac{d\upsilon(z,t)}{dt} = \frac{\partial\upsilon}{\partial t} + \frac{\partial\upsilon}{\partial z} \cdot \frac{dz}{dt} = i\omega\upsilon_1 e^{i\omega t - \Gamma z} - \dot{\Gamma}\upsilon_1 e^{i\omega t - \Gamma z} (\upsilon_0 + \upsilon_1 e^{i\omega t - \Gamma z}), \quad \text{от-}$$

куда

$$\frac{d\upsilon}{dt} = (i\omega\upsilon_1 - \dot{\Gamma}\upsilon_1\upsilon_0) e^{i\omega t - \Gamma z}, \quad (6.5)$$

где учтено, что произведение  $\upsilon_1\upsilon_1 = 0$ , как малые 2-го порядка.

Подставим в (6.2) выражение (6.5) и  $E_z = E_{mz} e^{i\omega t - \Gamma z}$ :

$$m(i\omega\upsilon_1 - \dot{\Gamma}\upsilon_1\upsilon_0) e^{i\omega t - \Gamma z} = -eE_{mz} e^{i\omega t - \Gamma z}.$$

Откуда

$$\upsilon_1 = \frac{eE_{mz}}{\upsilon_0 m \left( \frac{i\omega}{\upsilon_0} - \dot{\Gamma} \right)}. \quad (6.6)$$

Соотношение (6.6) дает величину переменной составляющей скорости электронов в пучке, возникшую под действием амплитуды поля  $E_{mz}$ .

Найдем переменную составляющую плотности конвекционного тока в присутствии потока из (6.4):

$$\text{div}\bar{J} = \frac{\partial J}{\partial z} = -\Gamma J_1 e^{i\omega t - \Gamma z}; \quad \frac{d\rho}{dt} = i\omega\rho_1 e^{i\omega t - \Gamma z}; \quad -\Gamma J_1 e^{i\omega t - \Gamma z} = -i\omega\rho_1 e^{i\omega t - \Gamma z}.$$

Откуда величина переменной составляющей плотности:

$$\rho_1 = \frac{\Gamma J_1}{i\omega} = -i \frac{\Gamma J_1}{\omega}. \quad (6.7)$$

Из выражения плотности тока переноса (6.3) и допущений получим

$$J_0 + J_1 e^{i\omega t - \Gamma z} = (\rho_0 + \rho_1 e^{i\omega t - \Gamma z})(v_0 + v_1 e^{i\omega t - \Gamma z}) = \rho_0 v_0 + (\rho_1 v_0 + \rho_0 v_1) e^{i\omega t - \Gamma z},$$

где

$$J_0 = \rho_0 v_0, \quad J_1 = \rho_0 v_1 + \rho_1 v_0.$$

$$J_1 = \frac{e E_{mz} \left( \frac{i\omega}{v_0} \right) (-v_0 \rho_0)}{v_0^2 m \left( \frac{i\omega}{v_0} - \Gamma \right)^2}. \quad (6.8)$$

Обозначим  $\frac{\omega}{v_0} = K_{эл}$  — волновое число электронного потока;

заменим

$$\frac{v_0^2 m}{e} = 2U_0, \text{ получим}$$

$$J_1 = -\frac{E_{mz} J_0 i K_{эл}}{2U_0 (iK_{эл} - \Gamma)^2}. \quad (6.9)$$

Учитывая площадь сечения пучка  $S$ , перейдем к токам  $I_1 = JS$  и  $I_0 = J_0 S$ .

$$I_1 = -\frac{E_{mz} I_0 (iK_{эл})}{2U_0 (iK_{эл} - \Gamma)^2}. \quad (6.10)$$

Получена амплитуда переменной составляющей конвекционного тока пучка, возникшая в результате воздействия ВЧ-поля  $E_{zm}$  в ЗС.

### **Переменное напряжение на ЗС, наводимое конвекционным током**

Струйки электронов, двигающиеся вдоль ЗС, наводят по ней ВЧ-токи, которые на сопротивлении связи создают переменное напряжение, добавляющееся к токам и напряжению, созданным только бегущей по ЗС волной, в результате чего изменяется и поле  $E_{zm}$  бегущей волны. Для определения этого изменения используем метод эквивалентных схем. Составим эквивалентную схему замещения ЗС (рис. 6.5), на которой ЗС будет представлена однородной линией без потерь с идеальными (без потерь) зазорами; ВЧ-напряжение —  $U$  будет соответствовать продольному

напряжению ЗС на уровне электронного потока; фазовая скорость волны  $v_\phi$  реальной ЗС и эквивалентной пусть одинаковы, а характеристическое сопротивление эквивалентной схемы равно сопротивлению связи  $R_{св}$ .

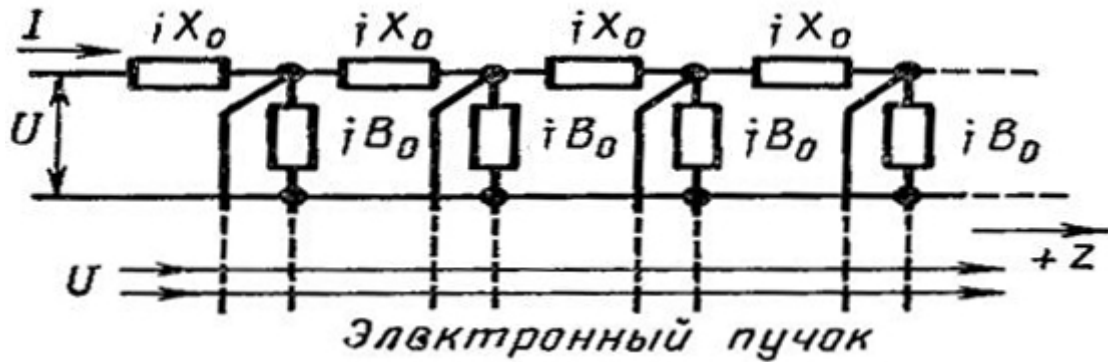


Рис. 6.5 — Эквивалентная схема замещения ЗС

Для элемента линии длиной  $dz$  при погонном сопротивлении  $iX_0$  и при погонной проводимости  $iB_0$  дифференциальные уравнения для тока и напряжения в эквивалентной линии (рис. 6.6) с учетом стороннего наведенного тока, вызванного током электронов  $I_{конв} = I_0$ , будут иметь вид:  $dU = -IiX_0dz$ ;  $dI = -UiB_0dz + dI_k$ , где  $dI_k$  — приращение конвекционного тока пучка, или  $\frac{dU}{dz} = -IiX_0$ ,  $\frac{dI}{dz} = -UiB_0 + \frac{dI_k}{dz}$ , из которых определяем  $U$ . Учтем (6.1)

$$\Gamma U_1 = I_1 iX_0; \quad (6.11)$$

$$\Gamma_1 I_1 = U_1 iB_0 + \Gamma I_{1k}. \quad (6.12)$$

Из (6.11) и (6.12) получаем

$$U_1 = \frac{iX_0 \Gamma I_{k1}}{\Gamma^2 + X_0 B_0}, \quad (6.13)$$

здесь неизвестны  $X_0$ ,  $B_0$  — параметры холодной лампы, которые следует исключить. Для этого в (6.11) и (6.12) положим  $I_k = 0$  и

$\Gamma = \Gamma_0$ , тогда получим  $\Gamma_0 U_1 = I_1 iX$ ;  $\Gamma_0 I_1 = U_1 iB_0$ , из которых

$$\frac{U_1}{I_1} = R_{ce} = \frac{iX_0}{\Gamma_0} = \frac{\Gamma_0}{iB_0}; \text{ или}$$

$$\Gamma_0^2 = -X_0 B_0; \quad iX_0 = R_{ce} \Gamma_0. \quad (6.14)$$

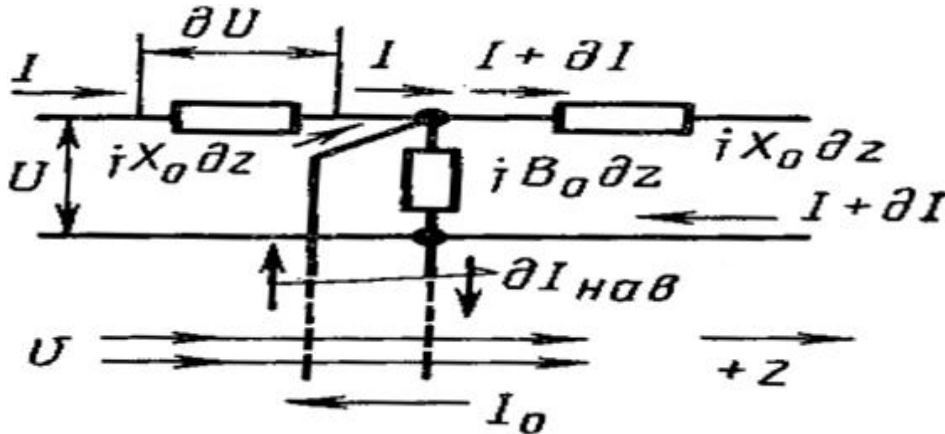


Рис. 6.6 — Эквивалентная схема элемента линии длиной  $dz$

Подставим (6.14) в (6.13) и получим величину напряжения, создаваемого на ЗС модулированным по плотности конвекционным током  $I_k = I_1$  в луче; обратное действие этого напряжения на электронный поток не учитывается:

$$U_1 = \frac{R_{ce} \Gamma_0 \Gamma I_{k1}}{\Gamma^2 - \Gamma_0^2}, \quad (6.15)$$

здесь величины  $\Gamma$  и  $\Gamma_0$  не известны.

**Характеристическое уравнение ЛБВО** позволяет определить постоянную распространения  $\Gamma$  в горячем режиме и получается при одновременном решении уравнений (6.9) и (6.15). В уравнении (6.15) подставим (6.1) и  $E_{zm}$ , представив в виде

$$E_{zm} = -\frac{dU}{dz} = -\text{grad}U = \Gamma U_1.$$

Тогда характеристическое уравнение для  $\Gamma$  принимает вид:

$$\frac{R_c I_0}{2U_0} \frac{\Gamma^2 \Gamma_0 iK_{эл}}{(\Gamma_0^2 - \Gamma^2)(iK_{эл} - \Gamma)^2} = 1. \quad (6.16)$$

Учитывая допущения, упростим (6.16).

Скорости волны и потока соотносятся  $v_\phi \leq v_0$ , поэтому постоянная распространения  $\Gamma$  в присутствии луча не должна сильно отличаться от постоянной распространения в холодной лампе  $\Gamma_0$ . Решаем (6.16) при близких значениях  $\Gamma$ ,  $\Gamma_0$ ,  $iK_{эл}$ . Электронное волновое число  $K_{эл} = \frac{\omega}{v_0}$  равно постоянной холодной лампы,

т.е.  $\Gamma_0 = jK_{эл}$ .

При наличии электронного потока (горячий режим), допустим,  $\Gamma = \Gamma_0 + \xi$  незначительно отличается от  $\Gamma_0$  на  $\xi$  — малую величину. Подставим  $\Gamma$  и  $\Gamma_0$  в (6.16), преобразуем его, получим упрощенное характеристическое уравнение

$$-\frac{R_c I_0}{2U_0} \frac{K_{эл}^2 (iK_{эл} + \xi)^2}{\left(i^2 K_{эл}^2 - (iK_{эл} + \xi)^2\right) (iK_{эл} - (iK_{эл} + \xi))^2} = 1;$$

$$-\frac{R_c I_0}{2U_0} \frac{K_{эл}^2 (-K_{эл}^2)}{(-2\xi^3 iK_{эл})} = 1;$$

или 
$$iC^3 \frac{K_{эл}^3}{\xi^3} = 1, \quad (6.17a)$$

где  $C = \sqrt[3]{\frac{R_{св} I_0}{4U_0}}$  — безразмерный параметр усиления.

**Решение характеристического уравнения (6.17a).** Запишем его в виде

$$\xi = K_{эл} C \sqrt[3]{i} = K_{эл} C \delta, \quad (6.17)$$

где использовано обозначение  $\sqrt[3]{i} = \delta$ .

Если найдем  $\delta$ , то сможем записать величину  $\Gamma$  в виде

$$\Gamma_m = \Gamma_0 + K_{эл} C \delta_m = iK_{эл} + K_{эл} C \delta_m. \quad (6.18)$$

Обозначим  $\delta = e^{i\phi} = \sqrt[3]{i}$ , откуда  $i = e^{i3\phi}$ , или  $\cos 3\phi + i \sin 3\phi = i$ .

Приравниваем действительные и мнимые части в последнем равенстве

$$\begin{cases} \cos 3\phi = 0 \\ \sin 3\phi = 1 \end{cases}, \text{ откуда } \begin{cases} 3\phi = 2\pi m + \frac{\pi}{2} \\ 3\phi = \frac{\pi}{2} + 2\pi m \end{cases} \text{ и}$$

$$\phi_m = \frac{\pi}{6} + \frac{2\pi m}{3}; \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

Задавая целочисленные значения  $m$ , получим величины углов  $\phi_m$ . Запишем выражения  $\delta_m = e^{i\phi_m}$  для разных  $m$ , представив его в виде

$$\delta_m = \cos\left(\frac{\pi}{6} + \frac{2\pi m}{3}\right) + i \sin\left(\frac{\pi}{6} + \frac{2\pi m}{3}\right).$$

Величина  $\delta_m$  имеет 3 корня:

$$\delta_1 = \frac{\sqrt{3}}{2} + i0,5; \quad \delta_2 = -\frac{\sqrt{3}}{2} + i0,5; \quad \delta_3 = 0 - i1.$$

Подставляем найденные величины  $\delta_1, \delta_2, \delta_3$  в (6.18), получим  $\Gamma$  (для 4-ой волны  $\Gamma_4$  приведено без вывода)

$$\Gamma_1 = iK_{эл} + CK_{эл} \left( \frac{\sqrt{3}}{2} + i0,5 \right) = iK_{эл} (1 + 0,5C) + \frac{\sqrt{3}}{2} CK_{эл};$$

$$\Gamma_2 = iK_{эл} + CK_{эл} \left( -\frac{\sqrt{3}}{2} + i0,5 \right) = iK_{эл} (1 + 0,5C) - \frac{\sqrt{3}}{2} CK_{эл};$$

$$\Gamma_3 = iK_{эл} + CK_{эл} (0 - i1) = iK_{эл} (1 - C) + 0;$$

$$\Gamma_4 = -K_{эл} \left[ i \left( 1 - \frac{C^3}{4} \right) \right] = -iK_{эл} (1 - 0,25C^3) + 0 \quad \text{— пропавший корень.}$$

(6.19)

Из соотношений (6.19) следует, что по ЗС в присутствии электронного потока и принятых допущений распространяются 3 волны, имеющие одинаковую структуру поля, но разные постоянные распространения. Фазовые постоянные распространения определяют фазовые скорости  $v_{\phi 1}, v_{\phi 2}, v_{\phi 3}$ .

$$\Gamma_1 = \alpha_1 + i\beta_1 = \alpha_1 + i\frac{\omega}{v_{\phi 1}}; \quad \Gamma_2 = \alpha_2 + i\beta_2 = \alpha_2 + i\frac{\omega}{v_{\phi 2}}; \quad (6.19a)$$

$$\Gamma_3 = \alpha_3 + i\beta_3 = \alpha_3 + i\frac{\omega}{v_{\phi 3}}; \quad \beta_i = \frac{\omega}{v_{\phi i}}.$$

Можно записать для каждой волны выражение фазовой скорости

$$v_{\phi 1} = \frac{v_0}{1+0,5C}; v_{\phi 2} = \frac{v_0}{1+0,5C}; v_{\phi 3} = \frac{v_0}{1-C}; v_{\phi 4} = -\frac{v_0}{1-0,25C^3}. \quad (6.20)$$

Фазовые скорости первой и второй волн несколько меньше скорости электронов  $v_0$ . Третья и четвертая волны имеют несколько большую фазовую скорость, причем у 4-й волны фазовая скорость отрицательная, т.е. волна распространяется навстречу пучку. По величинам скоростей видно, что для взаимодействия с электронным потоком пригодны 1, 2-я волны.

Амплитудные постоянные распространяющихся волн (6.19a) и (6.19) равны

$$\alpha_1 = \frac{\sqrt{3}}{2}CK_{эл}; \quad \alpha_2 = -\frac{\sqrt{3}}{2}CK_{эл}; \quad \alpha_3 = \alpha_4 = 0.$$

Первая волна имеет положительное затухание  $\alpha_1 > 0$  и  $v_{\phi 1} < v_0$ ; вторая волна имеет отрицательное затухание  $\alpha_2 < 0$  и  $v_{\phi 2} < v_0$ ; третья и четвертая по амплитуде не изменяются  $\alpha_3 = \alpha_4 = 0$ .

**Выводы:** а) Из всех волн пригодной для усиления колебаний является вторая волна; т.к., имея отрицательное затухание, амплитуда её возрастает по экспоненте  $E_z = E_{mz}e^{i\omega t - \Gamma z}$ .

б) Поданная на вход ЗС волна при взаимодействии с пучком расщепляется на 3 волны, идущие в том же направлении, что и электронный поток. Распространяющаяся навстречу пучку четвертая волна (обратная) не зависит от качества согласования. Согласование может привести к изменению амплитуды или фазы этой волны. Наличие её создает связь выхода со входом лампы, может вызвать самовозбуждение. Это заставляет принимать меры к ослаблению обратной волны введением в замедляющую систему поглотителя (рис. 6.1). Искусственное затухание в замедляю-

щей системе может быть равномерно распределенным по всей ее длине или выполнено сосредоточенным и расположенным в определенном месте — поглощающая вставка. Длина этой вставки равна примерно  $0,3 \div 0,5$  от длины замедляющей системы  $l$  лампы, а затухание до 20 дБ.

в) Входная электромагнитная волна в результате потери части своей энергии на модуляцию электронов по скорости на расстоянии  $(0,3 \div 0,5)l$  довольно быстро затухает (рис. 6.7), далее располагается поглотитель. Группирование электронов происходит в пространстве поглощающей вставки, практически свободном от ВЧ-поля, и завершается к моменту выхода их из вставки. С момента выхода сгустки электронов (6), находясь в тормозящем поле, создают в ЗС наведенное ВЧ-поле. Частота следования сгустков совпадает с частотой входного сигнала. Электрическое поле нарастает вдоль замедляющей системы по экспоненте.

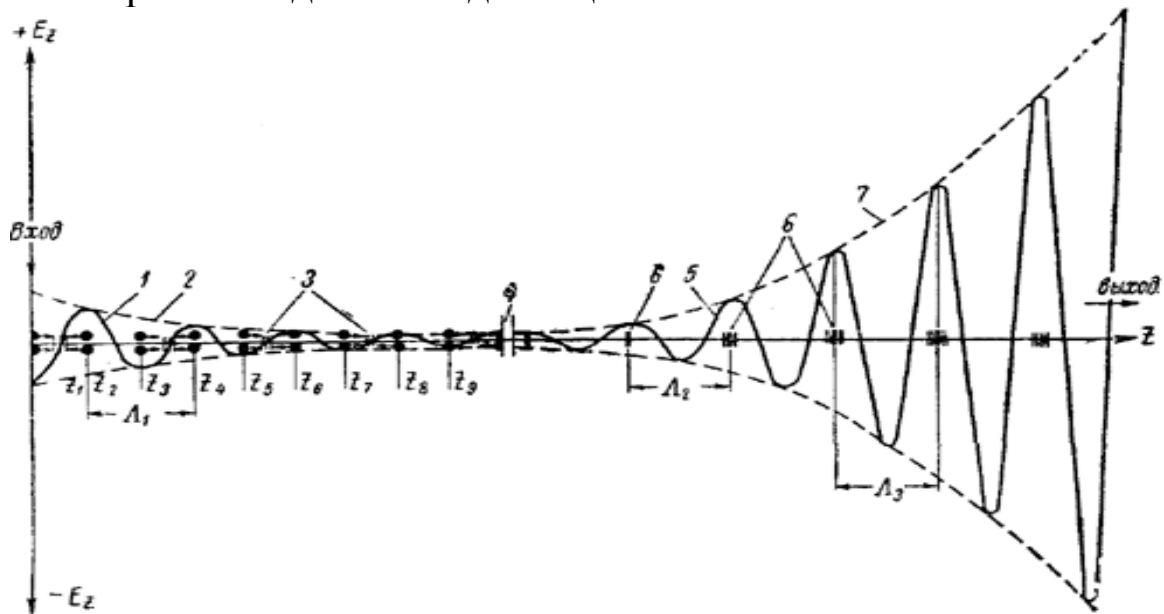


Рис. 6.7 — Процессы группировки потока и усиления амплитуды волны

### 6.3 Коэффициент усиления ЛБВ

Определим коэффициент усиления для второй волны, амплитуда которой нарастает по экспоненте, но в 3 раза меньше амплитуды поданного поля, т.к. входной сигнал делится поровну между тремя волнами.

$$E_{z2} = (E_{z\text{вх}})_2 e^{i\omega t - \Gamma_2 z} = (E_{z\text{вх}}) \frac{1}{3} e^{i(\omega t - K_{\text{эл}}(1+0,5C))} e^{\frac{\sqrt{3}}{2} C K_{\text{эл}} z}, \quad (6.21)$$



где  $(E_{z\text{вх}})_2$  — напряженность поля второй волны на входе ЗС.

Коэффициент усиления по мощности, согласно (4.27), определяется

$$\begin{aligned} K_{yP} &= 20 \lg \frac{1}{3} e^{\frac{\sqrt{3}}{2} CK_{\text{эл}} l} = 8,68 \frac{\sqrt{3}}{2} CK_{\text{эл}} l + 20 \lg \frac{1}{3} = \\ &= 47,3C \frac{l}{\lambda_3} - 9,54 = 47,3CN - 9,54 \text{ [дБ]}, \end{aligned} \quad (6.22)$$

где  $K_{\text{эл}} = \beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_{\cdot 3}}$ ;  $\lambda_{\cdot 3}$  — длина замедленной волны;  $N = \frac{l}{\lambda_3}$  —

число замедленных длин волн вдоль длины ЗС;  $C = \sqrt[3]{\frac{R_{\text{св}} I_0}{4U_0}}$  —

параметр усиления.

Уравнение коэффициента усиления  $K_{yP}$  не учитывает пространственный заряд, активные потери в ЗС и справедливо для линейного режима. Если представить (6.22) в общем виде с учетом пространственного заряда и учетом допустимого неравенства скоростей, то получим  $K_{yP} = A + B \cdot (CN) - L_0$ , где величины

$A(q, b_p)$  и  $B(q, b_p)$  определяются параметром пространственного заряда  $q = \frac{1}{C^2} \frac{\omega_{nl}^2}{\omega^2}$ , причем  $\omega_{nl} = \sqrt{\frac{e\rho_0}{m\varepsilon_0}}$  — плазменная частота; и параметром неравенства скоростей потока и волны:

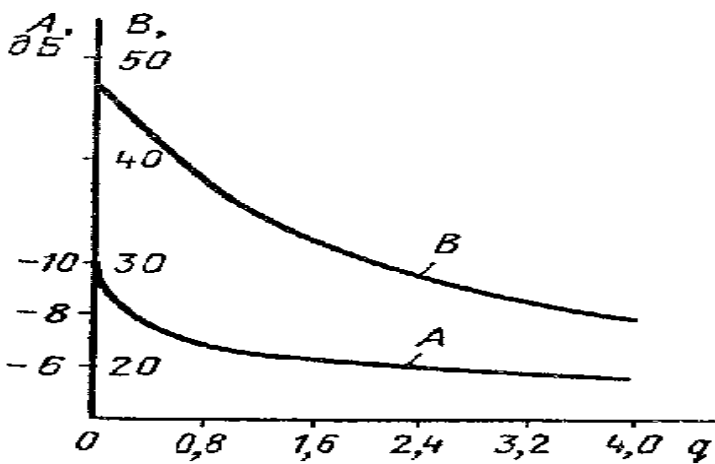


Рис. 6.8 — Зависимость коэффициентов А и В от величины  $q$

$$b_p = \frac{1}{C} \left( \frac{v_0}{v_{\text{фх}}} - 1 \right).$$

Учет пространственного заряда показывает (рис. 6.8), что сгустки электронов расплываются быстрее, находясь в тормозящем поле, а при  $b_p \neq 0$  теряют быстрее свою энергию и выходят из синхронизма

скоростей, переходят в ускоряющее поле. При больших входных сигналах ( $E_{ex}$ ) для увеличения коэффициента  $K_{yP}$  необходимо создать большой начальный рассинхронизм скоростей ( $b_p$ ).

**Оценка  $K_{yP}$  коэффициента усиления** для линейного режима проводится подстановкой максимальных значений величин, входящих в уравнение

$$K_{yP} = -9,54 + 47,3CN - L_0 \quad [\text{дБ}]. \quad (6.23)$$

Параметр усиления для входных и выходных ламп имеет величину  $C = 0,02 \div 0,2$ , т.к.  $R_{C\delta} = 10 \div 100 \text{ Ом}$ ; отношение  $\frac{I_0}{U_0} = 10^{-4} \div 10^{-5} \frac{1}{\text{Ом}}$ ; параметр  $N = 10 \div 30$ . Величина холодных потерь  $L_0 \leq 20 \text{ дБ}$ . Откуда коэффициент усиления составляет  $30 \div 50 \text{ дБ}$ .

При анализе (6.23) кажется, что при увеличении  $N$ , т.е. увеличении длины спирали  $l$ , коэффициент усиления может возрастать неограниченно. Но при увеличении  $l$  уменьшается скорость электронов из-за отдачи кинетической энергии полю. А это приводит к нарушению условия  $v_\phi \leq v_0$  и к уменьшению сигнала на выходе. Увеличить  $K_{yP}$  при возрастании амплитуды входного сигнала (рис. 6.9) можно, применив дополнительное ускорение электронов путем увеличения  $U_0$ .

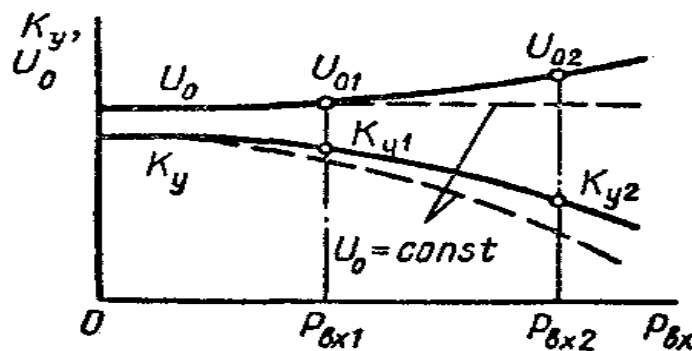


Рис. 6.9 — Поведение коэффициента усиления в ЛБВО при одновременном увеличении входной мощности и ускоряющего напряжения

#### 6.4 Коэффициент полезного действия (КПД) ЛБВО

Теория малых амплитуд не дает ответа о предельной величине коэффициента полезного действия ЛБВО ( $\eta_{эл}$ ), т.к. не может дать оценки допустимого различия скоростей волны и электронов. Сделать скорость электронов после отбора энергии полем близкой к нулю, не нарушив условие синхронизма, невозможно, значит, полностью энергия электронов не может быть передана полю. Определим электронный  $\eta_{эл}$ , используя для этого выражение мощности (2.21) на выходе ЗС:

$$P = \frac{|E_{zm}|^2}{2\beta_m^2 R_{св}}, \text{ где } \beta_m = \frac{\omega}{v_{\phi m}}. \quad (6.24)$$

Из (6.10) определим  $E_{zm}$ , подставив  $\Gamma_2$  из (6.19), получим выражение

$$E_{zm} = \frac{-I_1 2U_0 \left( iK_{эл} - iK_{эл} + CK_{эл} \left( -\frac{\sqrt{3}}{2} + 0,5i \right)^2 \right)}{iK_{эл} I_0},$$

от которого возьмем модуль для подстановки в (6.24)

$$E_{mz} = \frac{-I_1 U_0}{2I_0} C^2 K_{эл} (-i + 2\sqrt{3} + i3) = \frac{-I_1 U_0}{2I_0} C^2 K_{эл} 2(\sqrt{3} + i);$$

$$|E_{mz}| = \frac{I_1 U_0}{I_0} C^2 K_{эл} \sqrt{3+1} = \left| 2 \frac{I_1 U_0}{I_0} C^2 K_{эл} \right|;$$

$$P = \frac{|E_{mz}|^2}{2\beta_m^2 R_{св}} = \frac{2^2 I_1^2 U_0^2 C^2 K_{эл}^2}{2I_0^2 K_{эл}^2 R_{св}} = \frac{I_1^2 C U_0}{2I_0}.$$

В рамках упрощенной теории в линейном режиме максимальная мощность, которая может быть получена от электронного потока, при максимальном значении величины  $I_1 = 2I_0$  (из  $0,5U_1 I_1 = I_0 U_0 \rightarrow I_1 = 2I_0$ ) составляет:

$$P_{\max} = \frac{C U_0 4I_0^2}{2I_0} = 2I_0 U_0 C;$$

откуда  $\eta_{эл \max} = 2C$ . Для нелинейного режима [4]

$$\eta_{эл \max} = \xi \cdot C, \quad (6.25)$$

где  $\xi \leq 2 \div 8$ ;  $C = 0,02 \div 0,2$ . Реальная величина  $\eta_{эл} = 20 \div 35\%$ .

### **Пути увеличения КПД (принципиальные)**

Скорость электронов при движении вдоль оси  $z$  уменьшается. Чтобы не нарушался синхронизм скоростей, следует постепенно уменьшать скорость волны  $v_\phi$  путем конструктивного изменения шага ЗС (изохронные лампы). При этом способе встречаются технические трудности, хотя  $\eta$  можно увеличить в  $1,4 \div 1,8$  раза.

Использование в ЗС лампы конструктивных скачков с несколькими коэффициентами замедления. В пределах каждого «скачка»  $v_\phi$  остается постоянной, а значения постоянного напряжения на каждом скачке подбираются. Это увеличивает КПД до 50%.

Использование метода рекуперации — ступенчатого снижения постоянного напряжения на коллекторе, как в клистронах (раздел 5.9).

## 6.5 Характеристики ЛБВО

**Характеристика взаимодействия** — это зависимость выходной мощности от ускоряющего напряжения  $P_{\text{вых}} = f(U_0)$  при  $f = \text{const}$ , постоянной входной мощности  $P_{\text{вх}} = \text{const}$  и постоянном токе прибора. Наблюдается максимум выходной мощности при некотором оптимальном  $U_0$  (рис. 6.10), что соответствует наилучшим условиям группировки и передачи энергии электронами волне. Изменения  $U_0$  допускаются в пределах  $\pm 1 \div 2\%$ .

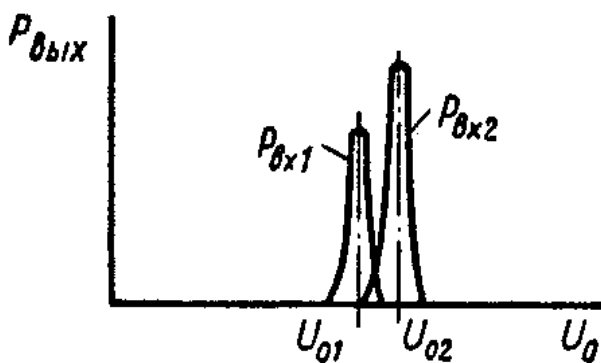


Рис. 6.10 — Характеристика взаимодействия ЛБВО

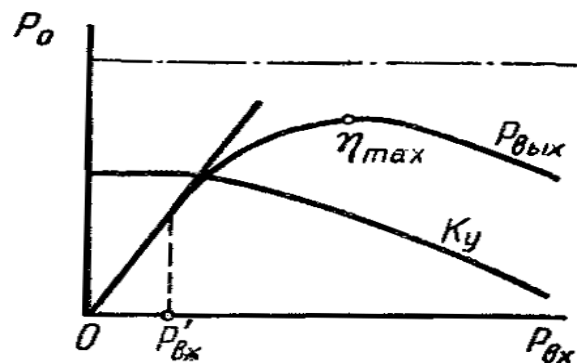


Рис. 6.11 — Амплитудная характеристика

**Амплитудная характеристика** (рис. 6.11) — это зависимость  $P_{\text{вых}} = f(P_{\text{вх}})$  или  $K_y = K_{yP} = f(P_{\text{вх}})$  при постоянных величинах частоты, токе луча и  $U_0$ . При малых уровнях входного

сигнала коэффициент усиления имеет наибольшую величину и остается практически постоянным. В этой области работают обычно входные ЛБВО. С дальнейшим ростом  $P_{\text{вх}}$  коэффициент усиления  $K_y$  монотонно убывает, т.к. с увеличением  $P_{\text{вх}}$  растет напряженность ВЧ-поля на ЗС, возрастает модуляция скорости, группирование электронов по плотности и разгруппировка. Режим максимальной выходной мощности и наибольшего КПД используется в мощных выходных усилительных ЛБВ.

**Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ)** — зависимость коэффициента усиления от частоты  $K_y = \varphi(\omega)$  при  $U_0 = \text{const}$ , постоянной входной мощности и токе (рис. 6.12).

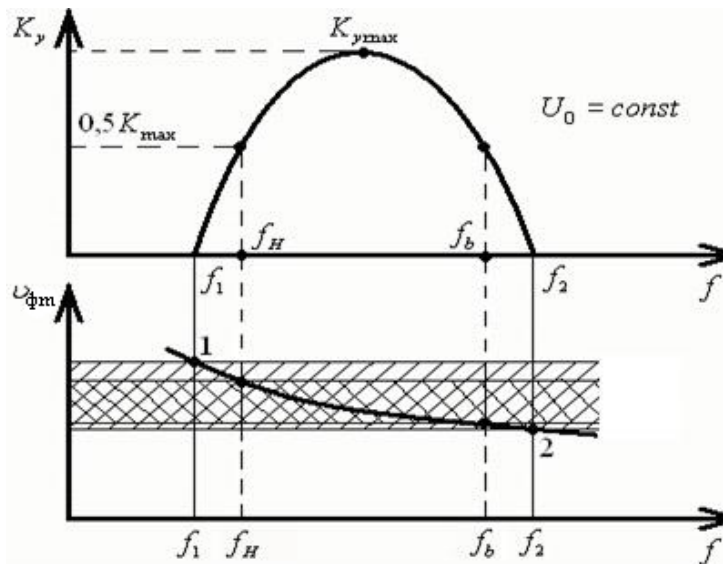


Рис. 6.12 — Амплитудно-частотная и дисперсионная характеристики

Поведение кривой АЧХ объясняется дисперсионной характеристикой ЗС и качеством согласования на входе и выходе. Заштрихованная область дисперсионной характеристики охватывает область частот, где имеется синхронизм скоростей потока и волны при  $U_0 = \text{const}$  и, следовательно, имеется усиление сигнала. При дальнейшем изменении частоты сигнала происходит рассинхронизм скоростей. Точкам пересечения 1 и 2 кривой  $v_{\phi}(\omega)$  соответствует  $K_y = 0$  на частотах  $f_1$  и  $f_2$ . Полоса пропускания определяется частотами  $f_H$  и  $f_b$ , при которых уменьшается  $K_y$  до  $0,5K_{y\text{max}}(P)$  по мощности. При слабой дисперсии (наблюда-

ется в спиральных ЗС) отношение частот равно «октаве», т.е.  $f_b/f_H = 2$ .

**Фазовая характеристика** — зависимость разности фаз  $\Delta\varphi$  выходного и входного сигналов от различных факторов, например от частоты сигнала, от ускоряющего напряжения или от входной мощности (рис. 6.13).

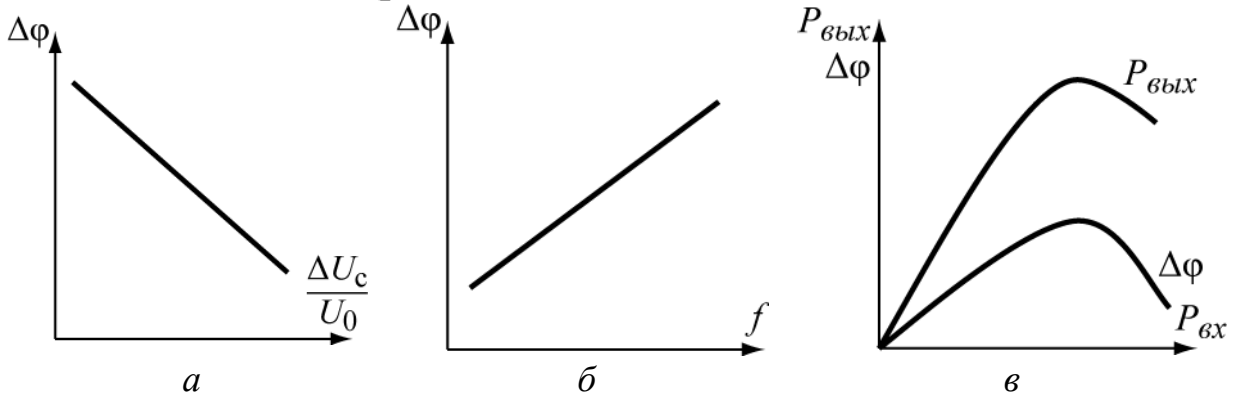


Рис. 6.13. Фазовые характеристики ЛБВО:

*a* — зависимость  $\Delta\varphi$  от  $\Delta U_0/U_0$ ; *б* — зависимость  $\Delta\varphi$  от частоты;

*в* — зависимость  $\Delta\varphi$  от входной мощности

Эти характеристики необходимы для оценки искажений сигнала с широким спектром частот (в усилителях импульсных сигналов). От ускоряющего напряжения  $U_0$  зависит  $v_0$ , а следовательно, и время пролета электронов, с которыми связаны фазы наведенного поля и создаваемого им выходного сигнала. Время пролета электронов пропорционально электрической длине  $N$ , которая равна  $10 \div 30$ . Следовательно, небольшие отклонения  $\Delta U_0$  от  $U_0$  должны приводить к значительному изменению фазы выходного сигнала  $\Delta\varphi$ . ЛБВО, используемая для регулировки разности фаз, называется электронным фазовращателем

$$\Delta\varphi \approx -105N \left( \frac{\Delta U_0}{U_0} \right) \text{град}, \quad N = \frac{l}{\lambda_3}.$$
 Когда нежелательно  $\Delta\varphi(U)$ ,

необходимо применять стабилизацию напряжения  $U_0$ . На рис. 6.13, *в* показана паразитная фазовая модуляция, наблюдающаяся при усилении модулированных по амплитуде сигналов.

**Чувствительность и шумы в ЛБВ** характеризуют способность усиливать слабые сигналы (раздел 4.5). Предел чувствитель-

ности ставят собственные шумы ЛБВ. Источники шумов ЛБВ: флуктуации плотности конвекционного тока и скоростей электронов, эмитированных катодом (дробовой шум); оседание электронов на ЗС при движении к коллектору; ионные шумы за счет остаточных газов; тепловые шумы и шумы вторичной эмиссии.

Для достижения минимального коэффициента рекомендуется:

а) применять электронные пушки многоанодной конструкции с трубкой дрейфа перед входом в ЗС, снижать ток луча до величин  $100 \div 200$  мкА;

б) располагать ввод энергии в ЗС в узел стоячей шумовой волны, существующей в пространственном заряде. Отсчет расстояния ведется от катода;

в) необходимо хорошо фокусировать электронный пучок в пределах ЗС;

г) использовать дополнительное охлаждение ЛБВ;

д) не допускать вторичной эмиссии коллектора.

## 6.6 Лампа обратной волны типа О (ЛОВО)

**ЛОВО** — электровакуумный прибор СВЧ-диапазона, в котором используется длительное взаимодействие сгруппированного потока электронов с полем волны обратной пространственной гармоникой, распространяющейся вдоль замедляющей системы. **ЛОВО** используются как маломощные генераторы с электронной перестройкой частоты. Схема устройства ЛОВО на рис. 6.14.

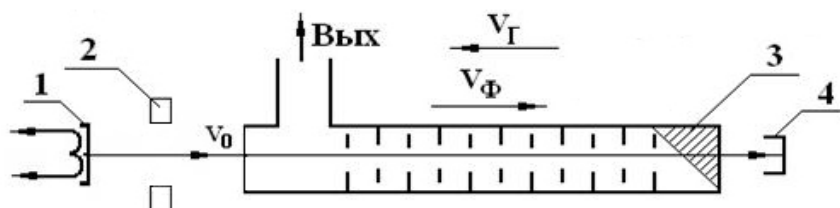


Рис. 6.14 — Схема устройства ЛОВО:

1 — катод; 2 — анод электронной пушки; 3 — замедляющая система типа встречных штырей заканчивается поглотителем; 4 — коллектор

**Принцип действия ЛОВО состоит в следующем:** электронная пушка создаёт пучок электронов, движущийся к коллектору со скоростью  $v_0$ . Заданное сечение пучка сохраняется постоянным магнитным полем фокусирующей системы. Электронный

поток создает в замедляющей системе наведенный ток и электромагнитное поле на одной из пространственных гармоник  $m$ , для которой выполнено условие фазового синхронизма ( $v_{\phi m} < v_0$ ). В отличие от ЛБВО в ЛОВО направления фазовой и групповой скоростей волны в ЗС противоположны. При взаимодействии с волной электроны группируются в тормозящем поле волны, движутся к коллектору, к концу замедляющей системы, а энергия электромагнитной волны — им навстречу, к началу замедляющей системы, где расположен выход энергии. При этом между полем волны и электронным потоком возникает положительная обратная связь, когда волна, отдавая часть своей энергии на группировку электронов, приобретает большее её количество за счет взаимодействия с более сгруппированным электронным потоком. В ЛОВО используются замедляющие системы, в которых основной обратной пространственной гармоникой является минус первая (системы типа «встречные штыри» или «двухзаходная спираль», см. раздел 2). Вследствие трудностей широкополосного согласования вывода энергии с замедляющей системой ЛОВО возможны отражения. Для устранения этого эффекта применяют поглотитель, располагаемый у коллектора.

Для самовозбуждения ЛОВО необходимо обеспечить баланс фаз и амплитуд.

**Баланс фаз** состоит в том, что образовавшийся сгусток электронов не должен выходить из тормозящего полупериода поля до конца ЗС, т.е. относительный сдвиг фаз волны и сгустка —  $\Phi$  не должен превышать  $\pi$ :

$$\Phi = \frac{\omega l}{v_{\phi(-1)}} - \frac{\omega l}{v_0} = (2n+1)\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (6.26)$$

где  $v_{\phi(-1)} = \frac{\omega D}{\beta_0 D - 2\pi}$  — фазовая скорость гармоники  $m = -1$ , согласно (2.15).

Первое слагаемое в (6.26) характеризует изменение фазы волны при её движении вдоль замедляющей системы длиной  $l$ , второе слагаемое — изменение фазы (угол пролета) электронного сгустка за время его движения на этом же пути. Очевидно, что в общем случае  $\Phi$  может быть равно нечетному числу  $\pi$ .



Таким образом, условие фазового баланса может выполняться при различных углах пролета электронных сгустков в поле волны. При  $n = 0$  электронный сгусток при движении смещается относительно волны на угол  $\pi$  (основной вид колебаний); при  $n = 1$  на  $3\pi$  (колебания первого порядка) и т.д. в зависимости от значения  $n$ . Число  $n$  называют *порядком колебаний* в ЛОВО, или *номером зоны генерации*. Переход от одной зоны генерации к другой осуществляется при помощи изменения скорости  $v_0$ , которое, в свою очередь, определяется изменением  $U_0$ . Генерируемая длина волны, если известна фазовая скорость для гармоники  $m = -1$  и ускоряющее напряжение, определяется в виде

$$\lambda = \frac{2l}{2n+1} \left( \frac{c}{v_{\phi(-1)}} - \frac{505}{\sqrt{U_0}} \right). \quad (6.27)$$

Изменение длины волны (частоты) генерируемых колебаний при изменении напряжения  $U_0$  (*электронная перестройка частоты*) объясняется тем, что при изменении  $U_0$  происходит изменение скорости электронов  $v_0$  и, согласно условию фазового синхронизма ( $v_{\phi} \leq v_0$ ), — фазовой скорости волны. Поскольку для обратных пространственных гармоник  $\partial v_{\phi} / \partial \omega > 0$ , то с увеличением напряжения частота генерируемых колебаний увеличивается.

*Крутизна электронной перестройки ЛОВО* определяется соотношением

$$S_f = \partial \lambda / \partial U_0 = (\lambda / 2U_0)(1 + v_0 / v_{zp})^{-1}. \quad (6.28)$$

**Баланс амплитуд** генератора на ЛОВО предусматривает, что энергия, получаемая волной в результате взаимодействия с электронным потоком за вычетом потерь в ЗС, должна быть достаточной для поддержания  $P_{вых}$ . Для этого в ЛОВО необходимо создать *пусковой ток*. Величина пускового тока для основного порядка колебаний ( $n = 0$ ) определяется

$$I_{пуск} \approx 0,124 \cdot \frac{U_0}{R_{св} \cdot N^3}. \quad (6.29)$$

С ростом номера колебаний пусковой ток увеличивается, поэтому генераторы на ЛОВО обычно работают на колебании основного порядка. Для предотвращения самовозбуждения колебаний высших порядков следует оптимальную величину рабочего

тока пучка в основной зоне генерации  $I_{0онт}$  не делать больше пускового тока колебания первой зоны генерации  $I_{пуск(1)} = 6,3 I_{пуск(0)}$ , т.е. должно выполняться  $I_{0онт} \leq (5 \div 6) I_{пуск(0)}$ , или  $I_{пуск(1)} > I_{0онт}$ .

Электронный КПД ЛОВО определяется величиной параметра усиления

$$\eta_e \approx 0,84C \approx 2/(\pi N). \quad (6.30)$$

Колебательная мощность  $P_e$  генератора на ЛОВО определяется из

$$P_e = \eta_e U_0 (I_0 - I_{пуск}). \quad (6.31)$$

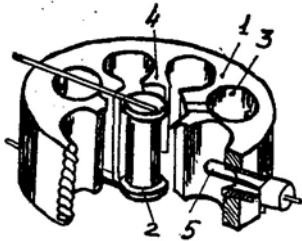


Рис. 7.1 — Схема устройства многорезонаторного магнетрона

Основными характеристиками ЛОВО являются (рис. 6.15) зависимости частоты, выходной мощности и крутизны перестройки частоты от напряжения  $U_0$ .

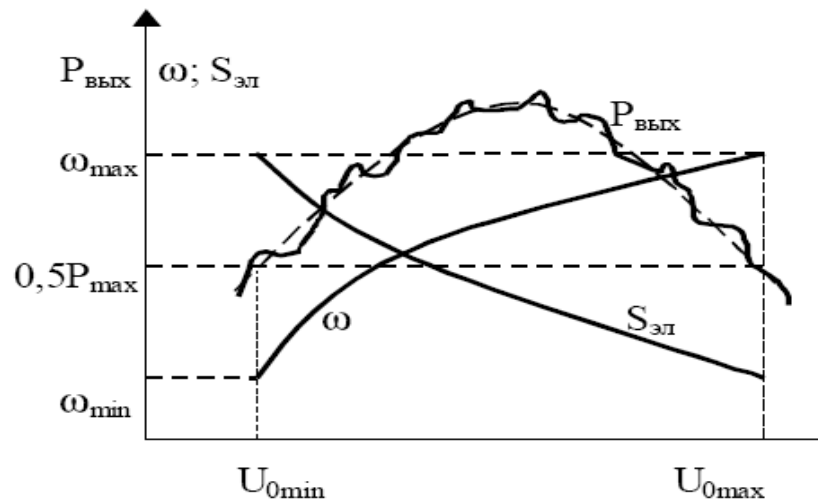


Рис. 6.15 — Зависимости частоты, выходной мощности и крутизны перестройки частоты от ускоряющего напряжения  $U_0$  в ЛОВО

В ЛОВО выходная мощность невелика и составляет от нескольких десятков милливольт до нескольких ватт. Соответственно, электронный КПД ЛОВО невелик  $2 \div 5 \%$ .

## Глава 7. МАГНЕТРОНЫ — РЕЗОНАНСНЫЕ ПРИБОРЫ ТИПА М

### 7.1 Устройство магнетрона

Приборам со скрещенными ( $\vec{E} \perp \vec{B}$ ) полями (приборы типа М) свойственны значения КПД до  $70 \div 80 \%$ , что обусловило их

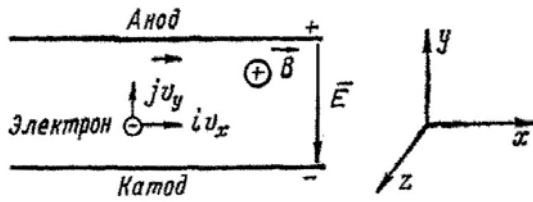


Рис. 7.2 — Положение электрона в системе координат в скрещенных полях

широкое применение в качестве автогенераторов и усилителей. Разработаны различные модификации таких приборов: ЛОВ и ЛБВ типа М, митроны, платинотроны, карматроны и др. Пробразом этой серии приборов является многорезонаторный магнетрон — мощный автогенератор микроволнового диапазона.

Схема устройства магнетрона в разрезе показана на рис. 7.1. Прибор представляет цилиндрический диод, на оси которого находится нагреваемый катод (2). Анодный блок (1) состоит из  $N$  числа одинаковых резонаторов (3) и образует свернутую в кольцо (замкнутую) замедляющую систему (ЗС). В одном из резонаторов располагается петля связи (5) (или отверстие связи), с помощью которой энергия высокочастотного поля отводится к нагрузке.

В пространстве взаимодействия, расположенном между анодом и катодом, параллельно оси прибора создается постоянное магнитное поле. Постоянное электрическое поле образуется внешним источником напряжения, положительный потенциал которого находится на аноде (анодный блок всегда заземляется), а отрицательный — соединен с катодом.

## 7.2 Движение электронов в скрещенных полях

Введем систему координат, как показано на рис. 7.2, и обозначим  $\vec{E}$  — вектор напряженности электрического поля;  $\vec{B}$  — вектор магнитной индукции; постоянные поля однородны. Тогда  $U_a = d \cdot E$  — анодное напряжение;  $d = r_a - r_k$  — расстояние между анодом и катодом;  $r_a, r_k$  — радиусы анода и катода.

Для того чтобы понять принцип работы магнетрона, рассмотрим вначале особенности движения электронов в статическом режиме (без высокочастотных полей).

Уравнение движения электрона (1.5) в этом случае будет вида:

$$m d\vec{v} / dt = m \cdot d^2\vec{r} / dt^2 = -e[\vec{E} + [\vec{v}\vec{B}]]. \quad (7.1)$$

Если в (7.1) подставить выражения для векторов  $\vec{E}$ ,  $\vec{B}$ ,  $\vec{v}$ , перейти от векторной формы уравнения к координатной (прямоугольной), то получим:

$$\begin{aligned}\frac{d^2x}{dt^2} &= -\frac{eB}{m} \frac{dy}{dt} = -\omega_u \frac{dy}{dt}; \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -\frac{eE}{m} + \frac{eB}{m} \frac{dx}{dt} = -\omega_u \left( v_y + \frac{dx}{dt} \right); \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= 0,\end{aligned}\quad (7.2)$$

где  $\omega_u = \frac{eB}{m}$  — циклотронная частота;  $v_u = \frac{E}{B} = \frac{[\vec{E} \cdot \vec{B}]}{B^2}$  — циклотронная скорость. Решение (7.2) проводится [11] для общего случая, и при следующих начальных условиях: в момент  $t = 0$  координаты электрона были  $x = x_0$ ;  $y = y_0$ ;  $z = z_0$ ; скорости  $v_{x0}$ ,  $v_{y0}$ ,  $v_{z0}$ , будет иметь вид:

$$\begin{aligned}x &= x_0 + v_y t - R \left( 1 - \frac{v_{x0}}{v_y} \right) \sin \omega_u t - \frac{v_{y0}}{\omega_u} (1 - \cos \omega_u t); \\ y &= y_0 - \frac{mE}{eB^2} (1 - \cos \omega_u t) \left( 1 - \frac{B}{E} v_{x0} \right) + \frac{v_{y0}}{\omega_u} \sin \omega_u t = \\ &= -R(1 - \cos \omega_u t) \left( 1 - \frac{v_{x0}}{v_y} \right) + \frac{v_{y0}}{\omega_u} \sin \omega_u t; \\ z &= z_0.\end{aligned}\quad (7.3)$$

Для магнетрона, если катод лежит в плоскости  $y_0 = 0$  (рис. 7.2), а начальные скорости электронов на выходе из катода отсутствуют, решение имеет вид

$$\begin{aligned}x &= x_0 + v_y t - R \sin \omega_u t; \\ y &= -R(1 - \cos \omega_u t); \\ z &= z_0.\end{aligned}\quad (7.4)$$

Видно, что движение электрона происходит в плоскости  $(x, y)$  по траектории, называемой циклоидой. Циклоида — кривая, которую описывает точка, находящаяся на ободке круга, причем

круг катится без скольжения по прямой  $x$  (если точка находится на плоскости или вне круга, то описываемая ею кривая называется трохойдой, или, в первом случае, укороченной циклоидой, во втором случае — удлиненной циклоидой). Различные виды циклоиды показаны на рис. 7.3.

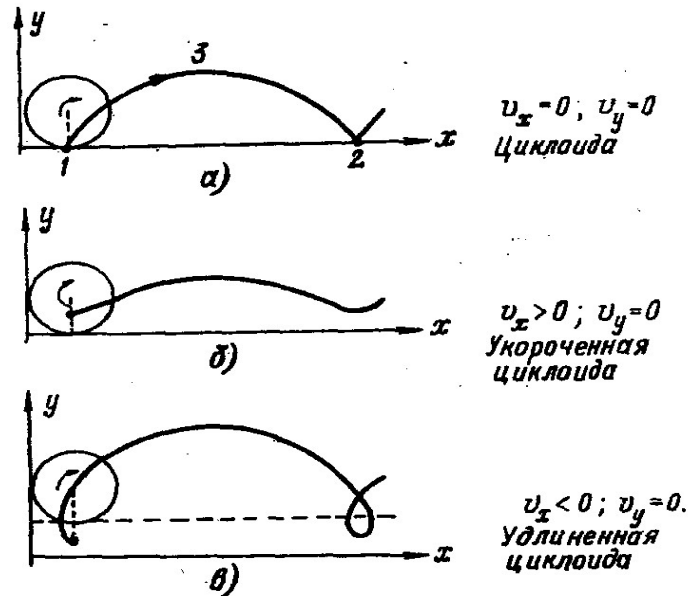


Рис. 7.3 — Формы траекторий движения электрона в зависимости от его местонахождения на плоскости катящегося без скольжения круга

Радиус катящегося круга  $R = \frac{mE}{eB^2} = \frac{mU_a}{edB^2}$ , скорость его движения  $v_y$ . Таким образом, электрон участвует в двух движениях: поступательном со скоростью  $v_y$  и вращательном с угловой скоростью  $\Omega = v_y / r_a$ . Полное время пролета электрона  $\tau$  к вершине циклоиды и обратно к катоду определяется магнитной индукцией

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega_y} = \frac{2\pi m}{eB}. \quad (7.5)$$

Если в работающем магнетроне увеличивать напряжение  $U_a$  или уменьшать магнитную индукцию  $B$ , то кривизна траекторий уменьшается, радиус увеличивается и при некоторых  $U_{акр}$ ,  $B_{кр}$  траектории касаются анода, электроны на нем оседают и циклоидальный режим прекращается. Критические значения  $B_{кр}$  и  $U_{акр}$  можно найти из условия  $2R = d$ . Получаем соотношение, называемое параболой критического режима:

$$U_{a\text{кр}} = \frac{e(r_a - r_k)^2}{2m} B_{\text{кр}}^2. \quad (7.6)$$

Для цилиндрического магнетрона соотношение (7.6) имеет вид

$$B_{\text{кр}} = \frac{0,68 \cdot 10^{-5} \sqrt{U_{\text{кр}}}}{r_a \sqrt{1 - (r_k/r_a)^2}}. \quad (7.6a)$$

На рис. 7.4 построена по (7.6) парабола критического режима, разделяющая рабочую и нерабочую области. В работающем магнетроне значения  $U_a$  и  $B$  надо выбирать справа от параболы критического режима для того, чтобы реализовывался циклоидальный режим (петлеобразный характер движения).

В пространстве взаимодействия электрон обладает потенциальной энергией, которая максимальна и равна  $eU_a$  у катода и обращается в нуль возле анода. Поэтому в статическом режиме при движении электрона по циклоидальной кривой, как показано на рис. 7.3, *a*, его потенциальная энергия в точках возврата 1 и 2 равна  $eU_a$ , а на вершине (точка 3) она меньше на величину кинетической энергии, которая определяется выражением  $0,5mv_{(3)}^2$ , где  $v_{(3)} = 2v_u$  — скорость на вершине циклоиды в два раза больше скорости центра катящегося круга. Таким образом, при циклоидальном движении в отсутствие СВЧ-поля электрон не меняет своей полной энергии, она периодически переходит из потенциальной в кинетическую и обратно.

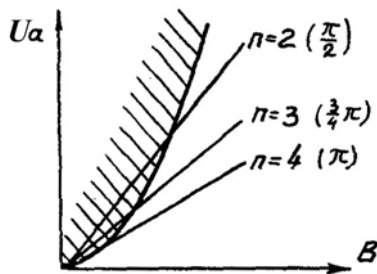


Рис. 7.4 — Парабола критического режима для выбора анодного напряжения и магнитной индукции

### 7.3 Виды колебаний в магнетроне

В динамическом режиме между анодом и катодом существует переменное электромагнитное поле, с которым взаимодействуют электроны вращающегося вокруг катода облака. При этом электроны и электромагнитная волна обмениваются энергией при совпадении их скоростей. Процессы,

происходящие в магнетроне, легко понять, если знать структуру ВЧ-поля в пространстве взаимодействия. Точное решение электродинамической задачи о структуре поля в пространстве взаимодействия затруднительно из-за сложной конфигурации поверхности анода. Обычно используется приближенный подход, основанный на том, что поле в пространстве взаимодействия обусловлено краевым эффектом в щелях резонаторов, который проявляется в «провисании» электрических силовых линий. При таком подходе задача сводится к изучению собственных колебаний в цепочке из  $N$  резонаторов, связанных друг с другом и свернутых в кольцо.

При решении поставленной задачи примем следующие допущения: все резонаторы считаем одинаковыми и не имеющими потерь; резонатор заменяем контуром с сосредоточенными индуктивностью  $L$  и емкостью  $C$ ; связь между контурами индуктивная (при коротких вдоль оси  $z$  анодах) или емкостная — в случае длинных анодов; взаимодействуют лишь соседние контуры.

Выделим из цепочки резонаторов три произвольных рядом расположенных контура (рис. 7.5), в которых протекают токи с комплексными амплитудами  $J_{k-1}$ ,  $J_k$ ,  $J_{k+1}$  ( $k = 1, 2, \dots, N$ ). Запишем для каждого контура уравнение Кирхгофа относительно напряжений:

$$J_k \left( i\omega L + \frac{1}{i\omega C} \right) - i\omega M (J_{k-1} + J_{k+1}) = 0. \quad (7.7)$$

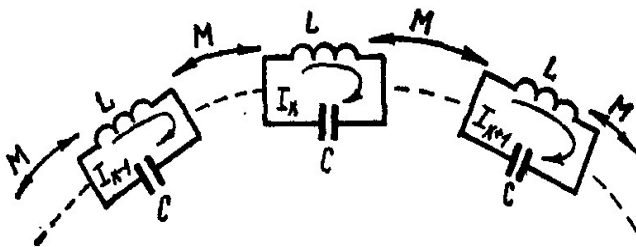


Рис. 7.5 — Эквивалентная схема колебательной системы магнетрона

Решение (7.7) ищется в форме  $J_k = Ae^{\gamma k}$ , где  $A$  и  $\gamma$  — неизвестные, подлежащие определению. Система контуров (рис. 7.5) является полосовым фильтром. В пределах его полосы пропускания затухание волны отсутствует, так как контуры — без потерь. Поэтому  $\gamma = i\psi$ , и токи  $J_k, J_{k+1}$  отличаются лишь сдвигом фазы на угол  $\psi$ . Подставляя  $J_k = Ae^{i\psi k}$  в (7.7) и сократив на  $Ae^{i\psi k}$ , получаем для  $\psi$  уравнение:

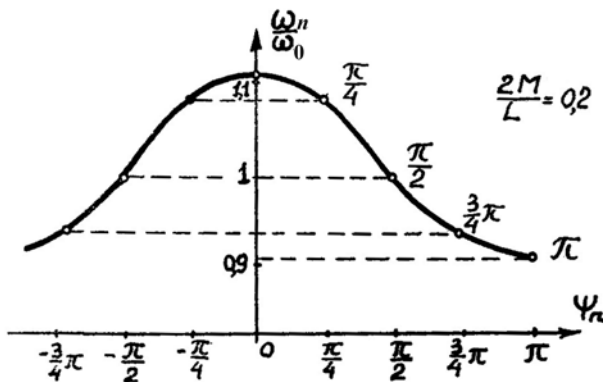


Рис. 7.6 — Зависимость частоты от фазового сдвига на ячейку при разных  $n$

$$\cos \psi = \frac{1 - \omega_0 / \omega}{2M/L},$$

$$\text{где } \omega_0 = \omega_p = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Отсюда найдем частоту  $\omega$ , при которой реализуется фазовый сдвиг  $\psi$  на ячейку без затухания волны, проходящей через систему контуров:

$$\omega_n = \omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - \frac{2M}{L} \cos \psi}}. \quad (7.8)$$

В случае электрической связи между резонаторами частоты и длины волн в магнетроне определяются выражениями, полученными в [2], [3]:

$$\omega_n = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \frac{C_1}{2C}(1 - \cos \psi)}}, \quad \lambda_n = \lambda_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{C_1}{2C}(1 - \cos \psi)}, \quad (7.8a)$$

где  $C_1$  — емкость связи между сегментом анода (ячейка резонатора) и катодом;  $C$  — емкость одного резонатора. Зависимость  $\omega$  от  $\psi_n$  приведена на рис. 7.6.

Рассматриваемая цепочка контуров замкнута в кольцо (первый контур связан с  $N$ -ым), сдвиг фазы на один резонатор  $\psi$ , а суммарный набег фаз должен быть

$$N\psi = 2\pi n. \quad (7.9)$$



Сдвиг фаз  $\psi$  на основной волне ЗС происходит в пределах периода  $-\pi < \psi \leq \pi$ . Поэтому в (7.9) следует задавать  $|n| = 0, 1, \dots, \frac{N}{2}$ . Число резонаторов в магнетроне  $N$  четное.

Уравнения (7.8), (7.8а), (7.9) определяют частоты собственных колебаний системы связанных контуров, замкнутых в кольцо. На рис. 7.6 по этим уравнениям построена зависимость между фазами  $\psi_n$  и частотами  $\omega$ . Каждому значению  $n$  отвечает определенная величина  $\psi_n$  (набег фазы на один резонатор) и определенная собственная частота  $\omega_n$ . В магнетроне принято говорить о видах колебаний, характеризуя их значением  $n$ , фазой  $\psi_n$  или собственной частотой  $\omega_n$ . Из рис. 7.6 видно, что для всех видов колебаний, кроме видов  $\pi$  и  $0$ , собственные частоты попарно совпадают.

Фазовая скорость волны в замкнутой ЗС на  $n$ -ом виде колебаний и  $m$ -ой гармонике определяется выражением  $v_{\phi mn} = l/\Delta t$ , где  $l = (2\pi r_a)/N$  — расстояние между двумя ближайшими резонаторами вдоль поверхности анода;  $\Delta t = t_2 - t_1$  — время прохождения волной пути  $l$ , которое находится из  $\psi = \omega \cdot \Delta t = \omega(t_2 - t_1) = 2\pi n/N + 2\pi m$  и имеет вид  $\Delta t = 2\pi n/(N\omega) + mT$ . Откуда

$$v_{\phi mn} = \omega r_a / (n + mN). \quad (7.10)$$

Колебания вида  $n = 0$  («синфазный вид») не возбуждаются, так как фазовая скорость этой волны на основной гармонике (7.10) бесконечно велика и невозможно обеспечить синхронизм с электронами. Практически резонаторы магнетронов работают на противофазных колебаниях вида  $\pi$ , поэтому используется четное число резонаторов.

На длине кольца связанных контуров укладывается целое число длин волн  $\Lambda$ , определяемое значением  $n$ . Структура поля для видов с равными  $|n|$  совпадает, так что имеет смысл говорить далее лишь о значениях  $1 \leq n \leq N/2$ .

Распределение тангенциальной составляющей высокочастотного поля  $E_t$  при  $t = \text{const}$  в восьмirezонаторном магнетроне на виде колебаний  $n = 2$  показано на рис. 7.7. Расстояние между точками с одинаковой фазой определяет длину волны  $\Lambda$  данного

вида (на рисунке изображены две длины волны, т.к.  $n = 2$ ). Для колебания вида  $\pi$  на всей кольцевой ЗС укладывается  $N/2$  длин  $\Lambda_\pi$ .

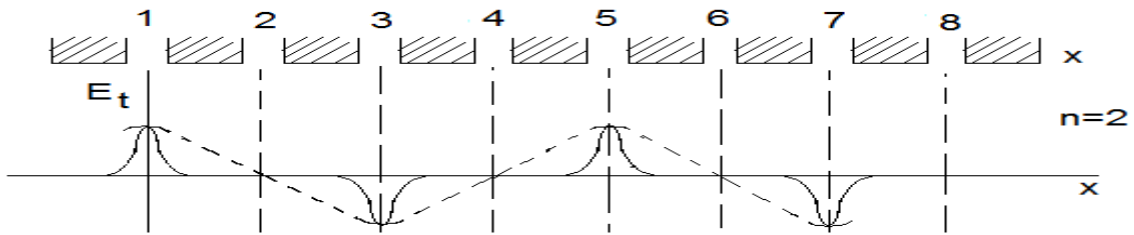


Рис. 7.7 — Распределение тангенциальной составляющей  $E$ -поля вдоль поверхности анода магнетрона на виде колебаний  $n = 2$  при  $N = 8$ . Пунктиром показано число длин волн, соответствующее виду колебания  $n = 2$

Дисперсионная характеристика магнетрона на основной гармонике для любого  $n$  находится из (7.10) и имеет вид

$$\frac{v_\phi}{c} = \frac{1}{K_3} = \frac{1}{\lambda_0} \frac{2\pi r_a}{n} \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right) = \frac{1}{\lambda_0} \frac{2\pi r_a}{n} \left( \frac{f}{f_0} \right), \quad (7.11)$$

где  $\lambda_0$  — резонансная длина волны одного контура анодного блока. По приведенной формуле с помощью (7.8) на рис. 7.8 построена дисперсионная характеристика. При расчете принималось:  $r_a = 0,5$  см;  $L/M = 0,1$ ;  $N = 8$ ;  $\lambda_0 = 10$  см. Точками на этом рисунке отмечены значения  $V_{\phi n}$  и  $f_n = f$  для восьмirezонаторного магнетрона. Для синфазного вида  $\psi = 0$  фазовая скорость бесконечно велика, как уже отмечалось ранее.

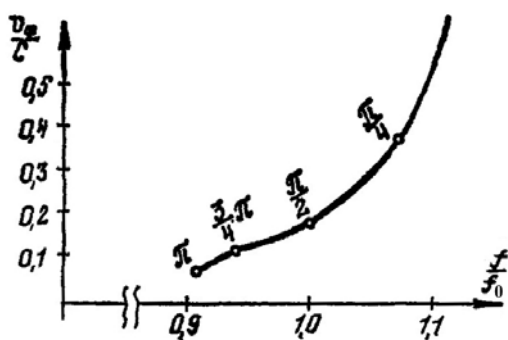


Рис. 7.8 — Дисперсионная характеристика ЗС магнетрона

Из рис. 7.8 видно, что  $\pi$ -вид имеет наименьшую фазовую скорость и что дисперсия замедляющей системы аномальная (фазовая скорость растет с увеличением частоты). Можно получить из выражения для групповой скорости (2.17), что основная волна в данной ЗС — обратная, т.е. направление фазовой скорости противоположно групповой.

лучить из выражения для групповой скорости (2.17), что основная волна в данной ЗС — обратная, т.е. направление фазовой скорости противоположно групповой.

**Разделение** видов колебаний по частоте очень важно для стабильной работы магнетрона. Работа магнетрона на  $\pi$ -виде не сопровождается скачкообразным переходом на другие виды, если частота ближайшего к нему вида колебания отличается не менее чем на 3 %. Из рис. 7.8 следует, что ближайший к  $\pi$ -колебанию вид  $3\pi/4$  отличается по частоте примерно на 3 %. Для увеличения разделения частот при  $N > 10$  необходима большая связь между контурами. С этой целью в магнетроне применяются так называемые связки (рис. 7.9, а, в).

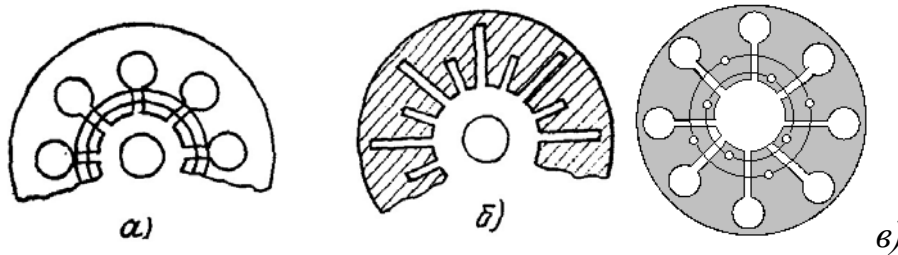


Рис. 7.9 — Методы разделения вида колебаний в магнетроне

Они представляют металлические кольца — шины, располагаемые на торцах анодного блока, которые соединяют эквипотенциальные для  $\pi$ -вида сегменты через один (рис. 7.9, в). В магнетронах СВЧ и ММВ используется иной способ разделения частот — разнорезонаторные анодные блоки (рис. 7.9, б). При этом собственные частоты системы распадаются на две группы (рис. 7.10, б), соответствующие «длинноволновым» и «коротковолновым» резонаторам. Выбором размеров удастся частоту  $\pi$ -вида расположить между обеими группами и обеспечить требуемое разделение частот. На рис. 7.10, а, б приведены зависимости длин волн видов колебаний анодных блоков магнетронов разных способов разделения.

Разделение частот может быть оценено с помощью соотношения [4]

$$\zeta = \frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_{(N/2)} - \lambda_{(N/2)-1}}{\lambda_{(N/2)}} \cdot 100\%. \quad (7.12)$$

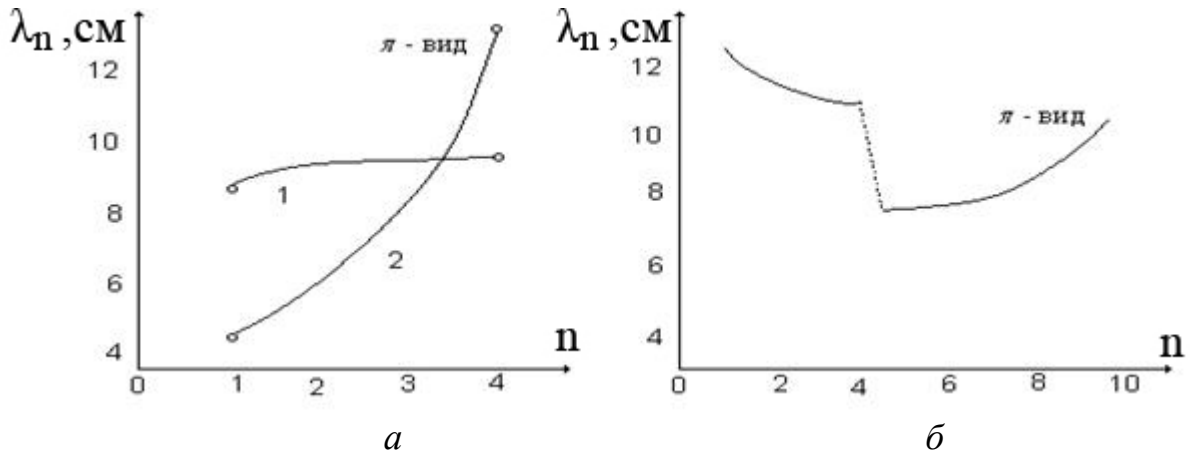


Рис. 7.10. Зависимости длины волны для разных видов колебаний ( $n$  — целое число) анодных блоков магнетронов 10-сантиметрового диапазона:

$a$  — резонаторный блок при  $N = 8$ : кривая 1 — блок без связей, кривая 2 — тот же блок с двойными и двухсторонними связками;  
 $b$  — разнорезонаторный блок,  $N = 20$

В случае анодных блоков со связками используется формула

$$\zeta = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 1 - \sqrt{\frac{1}{1 + \beta_{св}}},$$

где

$$\beta_{св} = \frac{C_{св}}{C_{\Sigma}} \left( \frac{\lambda_{\pi}}{2\pi r_{св}} \right)^2 \cdot \left\{ 1 + \frac{C_{св}}{C_{\Sigma}} \left( \frac{hN}{2\pi r_{св}} \right)^2 \right\}^{-1}; \quad (7.13)$$

$h$  — высота анодного блока;

$r_{св}$  — радиус шины связок;

$$C_{\Sigma} = C_0 + C_1 + C_{св}.$$

## 7.4 Формирование электронных сгустков. Условие синхронизма в магнетроне

Высокочастотное поле ЗС в магнетрона представляет бегущую со скоростью  $v_{\phi}$  волну. С другой стороны, облако электронов вращается вокруг катода со скоростью  $v_{\omega}$

$$v_{\omega} = v_0 = E_0 / B. \quad (7.14)$$

Взаимодействие электронов с полем происходит при выполнении условия равенства скоростей  $v_{\phi} = v_0 = v_{\omega}$ .

Рассмотрим процессы группировки и отдачи энергии электронами полю волны, протекающие при выполнении этого условия.

Для этого рассмотрим поведение типичных электронов, находящихся в разных участках пространства взаимодействия в присутствии постоянного и переменного полей.

На рис. 7.11 для фиксированного момента времени изображено постоянное  $E_0$  и переменное электрическое поле резонаторов  $E$ , имеющее радиальную —  $E_r$  и тангенциальную  $E_\tau$  составляющие, которые периодически изменяются в пространстве. Суммарное электрическое поле  $E_\Sigma = E_0 + E_\sim$  в различных точках пространства взаимодействия имеет различную величину и направление.

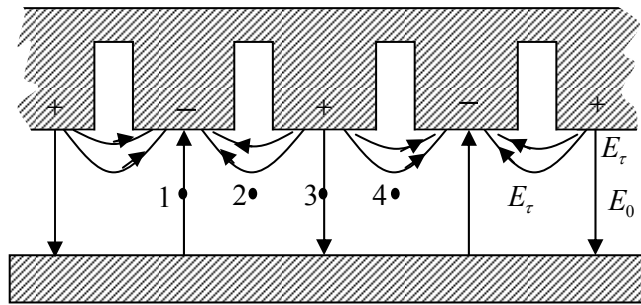


Рис. 7.11 — Высокочастотное поле в резонаторном блоке магнетрона

Действие суммарного электрического поля на электрон в скрещенных полях сводится к изменению его скорости и направления движения. Рассмотрим действие результирующего электрического поле  $E_\Sigma$  на электроны типов 1, 2, 3 и 4 (рис. 7.12):

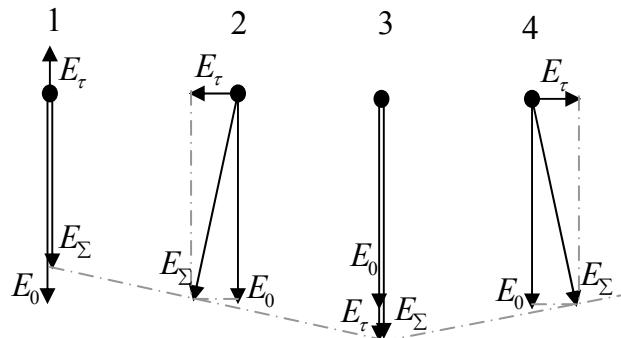


Рис. 7.12 — Суммарное поле  $E_\Sigma$

- электрон типа 1 движется вдоль анодного блока, не изменяя своего направления, но уменьшенное поле  $E_z$  уменьшает скорость центра катящегося круга (электрона). В результате электрон типа 1 начинает отставать от волны и постепенно смещается назад, по направлению к предыдущему электрону типа 4;
- для электрона типа 3 результирующее электрическое поле несколько увеличивается на величину  $E_r$ . Поэтому электрон типа 3 будет двигаться вдоль анодного блока вперед и быстрее волны и приближаться к электрону типа 4;
- электрон типа 4 движется в электрическом суммарном поле  $E_z$ , имеющем некоторый угол наклона, направляющий этот электрон в сторону анода. К тому же электрон типа 4 является «благоприятным» для поддержания автоколебаний, т.к. движется в тормозящем переменном поле и может отдавать свою энергию;
- электроны 1 и 3, примкнувшие к электрону типа 4, также становятся «благоприятными» для отбора энергии и генерации;
- электрон типа 2, после выхода из катода, подвергается действию ускоряющего тангенциального поля, но плоскость, по которой он должен катиться, наклонена к катоду, поэтому он туда и скатывается как «неблагоприятный».

Таким образом, происходит сортировка электронов на благоприятные и неблагоприятные, в результате которой образуются сгустки относительно тех электронов, которые начали свое движение в максимуме тормозящего тангенциального поля. Модуляция электронного потока по плотности происходит автоматически, без участия какого-либо внешнего управляющего устройства.

Основную роль в группировке электронов в магнетроне играет радиальная  $E_r$  составляющая. Роль тангенциальной составляющей сводится к отбору энергии от электронов. В пределах длины волны  $\Lambda$  есть два участка: на одном тангенциальная компонента электрического поля  $E_\tau$  ускоряет электроны, а на другом тормозит. Ускоряющиеся электроны, отбирая мощность от поля, увеличивают собственную энергию и удаляются на катод. Тормозящиеся электроны, отдавая энергию полю, уменьшают запас собственной энергии и приближаются к аноду. Поскольку соблюдается синхронизм, то процесс передачи энергии полю про-

должается до тех пор, пока электрон не попадет на анод. При этом он совершит перемещение по нескольким петлям циклоиды.

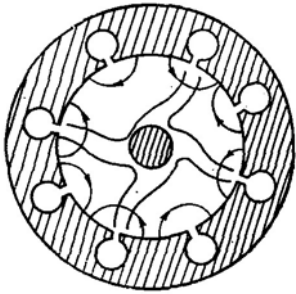


Рис. 7.13 — Форма пространственного заряда в магнетроне

В результате такого процесса вращающееся электронное облако деформируется: в областях, где существует тормозящее поле для электронов, они поднимаются к аноду, образуя «спицы» (рис. 7.13). Число спиц равно числу  $n$  периодов на длине пространства взаимодействия, т.е.  $N/2$  для  $\pi$ -вида.

Описанная качественная картина взаимодействия электронов с полем позволяет отметить ряд важных моментов.

Хотя количество ускоряемых и тормозящихся электронов, участвующих во взаимодействии с полем, примерно одинаково, электромагнитная волна получает больше энергии, чем теряет при ускорении электронов. Объясняется это тем, что электронное облако находится вблизи катода. Энергия, отбираемая от поля, пропорциональна изменению потенциальной энергии электрона при движении его к катоду, а отдаваемая полю — при движении к аноду. В итоге, баланс на стороне энергии, передаваемой полю. Скорость электронов в спице постоянна и равна фазовой, причем, поднимаясь к аноду, электрон не выходит из синхронизма скоростей и отдает полю почти всю свою потенциальную энергию.

**Условие самовозбуждения** магнетрона вытекает из условия синхронизма  $v_\phi = v_0$ . Фазовая скорость, согласно (7.10), для среднего радиуса записывается

$v_\phi = \frac{\omega_n}{n + mN} \cdot \frac{r_a + r_k}{2}$ . Скорость электронов равна  $v_0 = U_a / \{B(r_a - r_k)\}$ . Тогда условие самовозбуждения можно записать на основной гармонике  $m = 0$  в виде:

$$U_a = B \frac{\omega_n}{2n} (r_a^2 - r_k^2). \quad (7.15)$$

Таким образом, при постоянной частоте между  $U_a$  и  $B$  наблюдается прямая пропорциональность, а коэффициент пропорциональности зависит от вида колебаний и геометрии анодного блока. На выбор  $U_a$  и  $B$  соотношением (7.6) также наложено ограничение. На рис. 7.4 нанесены по (7.15) прямые линии условия

самовозбуждения (синхронизма скоростей) при разных  $n$  для восьмирезонаторного магнетрона. Из рисунка видно, что колебанию  $\pi$ -вида требуется наименьшее анодное напряжение, что является еще одним его преимуществом. Небольшие отклонения  $U_a$  или  $B$  от значения, предписанного (7.15), вызывают отклонение частоты генерации от  $\omega_n$  т.е. электронную перестройку частоты. Однако из-за узкополосности резонаторов большие отклонения частоты приводят к срыву генерации.

Соотношение (7.15) поясняет, почему магнетроны миллиметрового диапазона имеют большее число резонаторов (до 40—50), чем магнетроны сантиметрового (в трехсантиметровом 12—18, в десятисантиметровом 8—12). Действительно, если величина  $U_a$  ограничена, то для повышения частоты надо уменьшать радиус анода и увеличивать количество резонаторов ( $N = 2n$  для  $\pi$ -вида).

Следует отметить, что в магнетронах миллиметрового диапазона применяют иногда взаимодействие не на основной волне ЗС, а на пространственной гармонике. Фазовая скорость первой пространственной гармоники в три раза (для  $\pi$ -вида) ниже, чем основной волны (см. п. 7.3), что позволяет не повышать чрезмерно анодное напряжение.

## 7.5 Электронный КПД магнетрона

Выражение для КПД запишем через потребляемую  $W_0$  и рассеиваемую на аноде энергию  $W_{pac}$ :  $\eta_{э} = 1 - W_{pac}/W_0$ . Будем учитывать в  $W_{pac}$  лишь те потери, которые связаны с попаданием на анод электронов, участвовавших в энергообмене. Полагаем, что на анод они попадают с вершины циклоиды, где скорость электронов равна  $v_p = 2v_0$ . Тогда полная потенциальная энергия равна  $eU_a$ , а рассеиваемая при ударе кинетическая  $W_{pac} = mv_p^2/2 = 2mv_0^2$ . Выражение для КПД, без учета потерь энергии вернувшихся электронов на катоде, записывается в следующем виде:

$$\eta_{э} = 1 - \frac{2mU_a}{e(r_a - r_k)^2 B^2}. \quad (7.16)$$

Если из условия (7.15) выделить  $U_a/B$  и подставить в (7.16), то получим:



$$\eta_s = 1 - \frac{m}{e} \cdot \frac{r_a + r_k}{r_a - r_k} \cdot \frac{\omega}{nB}. \quad (7.17)$$

В уравнении (7.17)  $n \leq N/2$ . Следовательно, КПД  $\pi$ -вида ( $n = N/2$ ) наибольший по сравнению с остальными колебаниями. На фиксированной рабочей частоте КПД растет с увеличением индукции  $B$ , приближаясь к единице. Реальные КПД достигают 60—75 %. Предел увеличению КПД устанавливают два фактора: невозможность создания сильных магнитных полей и электрическая прочность, поскольку с ростом  $B$  нужно увеличивать  $U_a$ , согласно условию синхронизма скоростей (7.15). Объяснить рост КПД с увеличением индукции можно на основе (7.16) тем, что уменьшается радиус циклоиды, определяющий ту долю энергии электрона, которая рассеивается при ударе об анод.

*Отметим*, в мощных приборах после начала генерации выключают накал, и нагрев катода обеспечивается неправильнофазными электронами.

## 7.6 Рабочие характеристики магнетрона

Режим работы магнетрона определяется анодным напряжением  $U_a$ , индукцией магнитного поля  $B$  и нагрузкой  $Y_n$ . При правильном его выборе можно получить оптимальную мощность в нагрузке, КПД и частоту колебаний.

Выбор режима производится по рабочим и нагрузочным характеристикам. Рабочие характеристики строятся на плоскости  $(U_a, I_0)$  ( $I_0$  — постоянный ток магнетрона).

Линии  $U_a(I_0)$  при  $B = \text{const}$  (рис. 7.14, *a*) представляют собой вольт-амперные характеристики прибора. Практически удобнее ток анода откладывать по оси абсцисс, т.к.  $\max$  и  $\min$  токи при генерации отличаются примерно на порядок, а анодное напряжение изменяется всего на 10—20 %. С ростом индукции  $B$  кривая перемещается в сторону больших  $U_a$ , что соответствует условию синхронизма (7.15). Изменение  $U_a$  при  $B = \text{const}$  приводит, с одной стороны, в связи с увеличением амплитуды колебаний к росту тока луча  $I_0$ , а с другой — к изменению частоты генераций при увеличении тока.

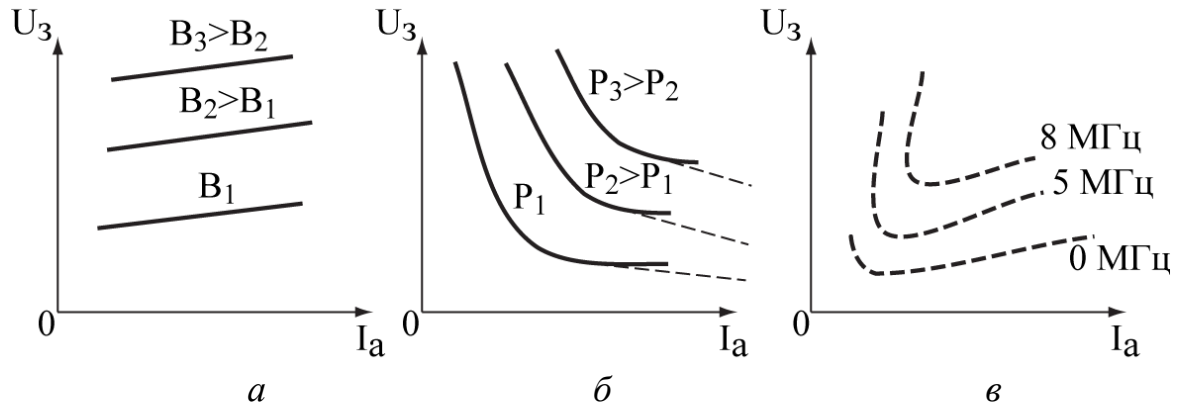


Рис. 7.14 — Рабочие характеристики магнетрона

Линии постоянной мощности в нагрузке  $P_n = \text{const}$  на плоскости  $(U_a, I_0)$  изображены на рис. 7.14, б. Чтобы мощность была постоянной  $P_n = \text{const}$  с ростом  $I_0$ , значение  $U_a$  должно уменьшиться, согласно соотношению  $P_0 = U_a \cdot I_0 = P_n \cdot \eta_\varepsilon \cdot \eta_\kappa$ . Если считать, что КПД  $\eta_\varepsilon$  меняется мало, то  $U_a$  обратно пропорциональна току луча  $U_a = P_n \eta_\varepsilon \eta_\kappa / I_0$ .

Линии постоянного КПД  $\eta_\varepsilon$  на плоскости  $(U_a, I_0)$  подобны линиям  $\omega = \text{const}$  (рис. 7.14, в). Поведение линий  $\eta_\varepsilon$  можно объяснить с помощью соотношения (7.16), учитывая, что  $U_a$  незначительно растет с увеличением тока  $I_0$ . Уменьшение  $\eta_\varepsilon$  при малых токах  $I_0$  объясняется недостаточной амплитудой колебаний при работе вблизи порога самовозбуждения.

Частота колебаний с ростом  $I_0$  увеличивается из-за роста  $U_a$  в соответствии с тем же условием (7.15). При больших токах луча иногда наблюдается максимум частоты или даже ее уменьшение, что связано с нагревом резонатора из-за роста рассеиваемой мощности, увеличением геометрических размеров резонаторов и уменьшением их собственной частоты.

## 7.7 Коаксиальные и обращенные магнетроны

Среди магнетронных генераторов особое место занимают *коаксиальные магнетроны* (рис. 7.15, а), позволяющие повысить стабильность частоты генерации и увеличить выходную мощность.

Основная особенность их конструкции заключается в том, что многорезонаторная система магнетрона 1 связана со стабилизирующим коаксиальным резонатором 2. Коаксиальный резонатор окружает многорезонаторную систему и связан с ней посредством продольных щелей 3, прорезанных в задних стенках резонаторов анодного блока через один, чтобы в коаксиальном резонаторе, закрытом с обоих торцов, возбуждался азимутально-симметричный вид колебаний  $H_{01p}$ , где  $p$  — число полуволн, укладывающихся вдоль оси резонатора. Обычно коаксиальный резонатор настраивается на вид колебаний  $H_{011}$ , структура поля которого показана на рисунке. Электрические силовые линии (сплошные) имеют вид окружностей, сосредоточенных в центральной части коаксиального резонатора, магнитные силовые линии (штриховые) — эллипсов, не имеющих вариаций в азимутальном направлении.

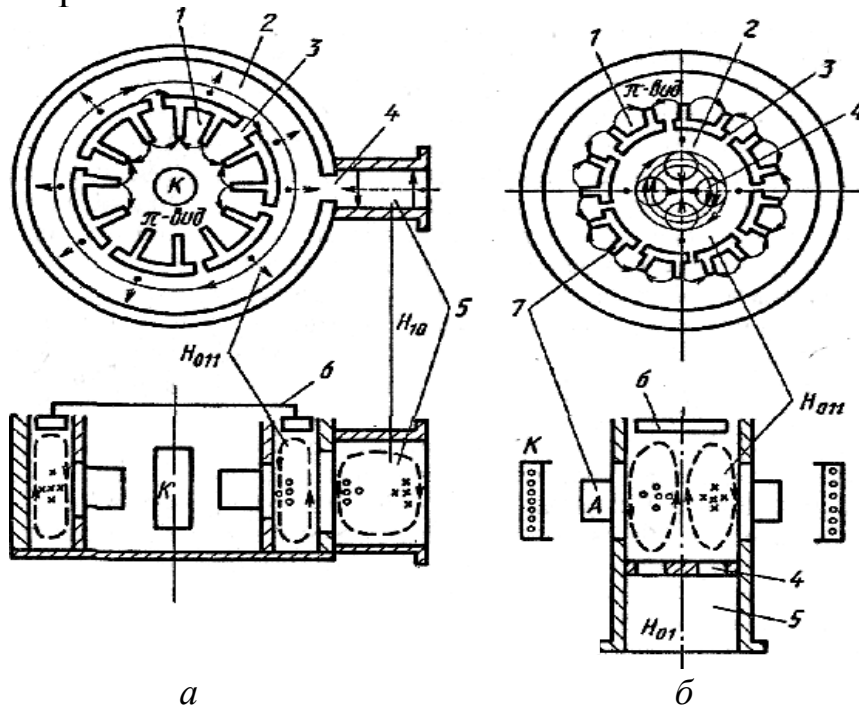


Рис. 7.15 — Схемы устройства коаксиального (а) и обращенного (б) магнетронов

Резонатор настраивается коаксиальным поршнем 6, который вводится в торец резонатора. Волноводный вывод энергии 5 связан с коаксиальным резонатором через щель 4, расположенную в торце прямоугольного волновода. Электромагнитное поле колебания вида  $H_{011}$  в коаксиальном резонаторе возбуждает волну  $H_{10}$  в прямоугольном волноводе.

Электромагнитное поле вида колебаний  $H_{011}$  коаксиального резонатора 2 через щели связи 3 возбуждает синфазные колебания в тех резонаторах анодного блока, которые связаны с коаксиальным резонатором. При этом в многорезонаторной системе могут возникнуть и поддерживаться колебания  $\pi$ -вида. Путем настройки коаксиального резонатора нетрудно выделить  $\pi$ -вид колебаний. Такой принцип выделения  $\pi$ -вида колебаний аналогичен действию связок, и является еще одним способом разделения видов колебаний. Разделение видов колебаний в коаксиальном магнетроне при перемещении поршня в коаксиальном резонаторе достигает 10 % в 40-резонаторном магнетроне.

Высокое значение собственной добротности коаксиального резонатора приводит к повышению добротности всей системы и повышению стабильности частоты генерируемых колебаний как по отношению к изменениям нагрузки, так и по отношению к нестабильности электрического режима питания.

Итак, коаксиальные магнетроны обладают большей мощностью на более высоких частотах, высокой стабильностью частоты генерации и широким диапазоном механической перестройки частоты. Однако они конструктивно сложнее и дороже в производстве, чем «классические» магнетроны.

**В обращенных магнетронах** (рис. 7.15, б) использован аналогичный принцип стабилизации частоты. Такое название эти магнетроны получили потому, что в их конструкции использовано обратное, взаимное расположение анода и катода, причем радиус анода меньше радиуса катода. Эмитирующее покрытие нанесено на внутреннюю цилиндрическую поверхность катода  $K$ , который окружает многорезонаторную систему 1 анодного блока. Ламели многорезонаторной системы 7 направлены наружу, к катоду. Стабилизирующий резонатор 2 цилиндрического типа находится в центре магнетрона и связан с многорезонаторной системой через щели связи 3, аналогичные щелям в коаксиальном магнетроне.

При наличии  $\pi$ -вида колебаний в многорезонаторной системе, связанной с цилиндрическим резонатором через  $N/2$  щелей системы, в нем возбуждается азимутально-симметричный вид колебаний  $H_{011}$ , структура поля которого показана на рисунке.

Цилиндрический резонатор является полуволновым и перестраивается поршнем 6, включенным в один из торцов резонатора. В другом торце размещены отверстия связи 4 между круглым волноводом и стабилизирующим резонатором. Центры отверстий связи находятся на уровне максимума напряженности азимутального электрического поля вида колебаний  $H_{011}$ . Круглый волновод 5 является продолжением цилиндрического резонатора, и в нем возбуждается волна типа  $H_{01}$ .

Отверстия связи заполняют керамикой. Они выполняют роль вакуумных уплотнений между стабилизирующим резонатором и невакуумным круглым волноводом.

Основным достоинством обращенного магнетрона является большой срок службы, так как катод имеет большую эмитирующую поверхность.

Цилиндрический резонатор магнетрона с колебаниями вида  $H_{011}$  имеет еще более высокую собственную добротность, чем коаксиальный, что особенно важно в миллиметровом диапазоне длин волн, где высокая стабильность  $\pi$ -вида колебаний позволяет увеличивать количество резонаторов до  $N = 120$  и увеличить диаметр цилиндрического резонатора и анода.

Разработанные конструкции обращенных магнетронов работают на частотах от 30 до 60 ГГц с выходной мощностью от 40 до 125 кВт в импульсе. Обращенные магнетроны используют в РЛС различного назначения, где требуется высокая стабильность частоты генерации.

## 7.8 Магнетроны, настраиваемые напряжением

Магнетроны, настраиваемые напряжением (МНН), широко известные под названием *митроны*, предназначены для получения больших мощностей и обеспечения широкой полосы электронной перестройки частоты. При изменении анодного напряжения изменяется скорость вращения электронных «спиц»  $v_0$ , а передача энергии от электронов высокочастотному полю бегущей волны в условиях фазового синхронизма происходит на той частоте, где фазовая скорость волны соответствует скорости электронных «спиц». Поэтому изменение анодного напряжения приводит к перестройке частоты генерации магнетрона.

Зависимость частоты от анодного напряжения в магнетроне на  $\pi$ -виде колебаний из формулы (7.15) имеет вид

$$f = NU_a / \left[ 2\pi(r_a^2 - r_k^2)B \right], \quad (7.18)$$

т.е. при постоянной магнитной индукции частота должна линейно зависеть от анодного напряжения.

Для получения линейной зависимости частоты от анодного напряжения в магнетроне, необходимо изменить вольт-амперную характеристику (рис. 7.14, а) таким образом, чтобы анодный ток слабо менялся при изменении анодного напряжения, без существенного изменения мощности генерации.

Анодный ток в магнетроне можно ограничить, если вынести электронный инжектор из пространства взаимодействия. Это одна из конструктивных особенностей МНН, отличающих его от конструкций классического магнетрона. Чтобы обеспечить перестройку частоты в широком диапазоне, необходимо взять либо замедляющую систему, либо низкодобротную резонаторную систему с большим разделением видов колебаний — это вторая особенность.

Основными узлами МНН (рис. 7.16) являются магнетронная пушка 1, низкодобротная резонаторная система 2 с выводом энергии 3 и отрицательный электрод 4, называемый иногда «холодным» катодом.

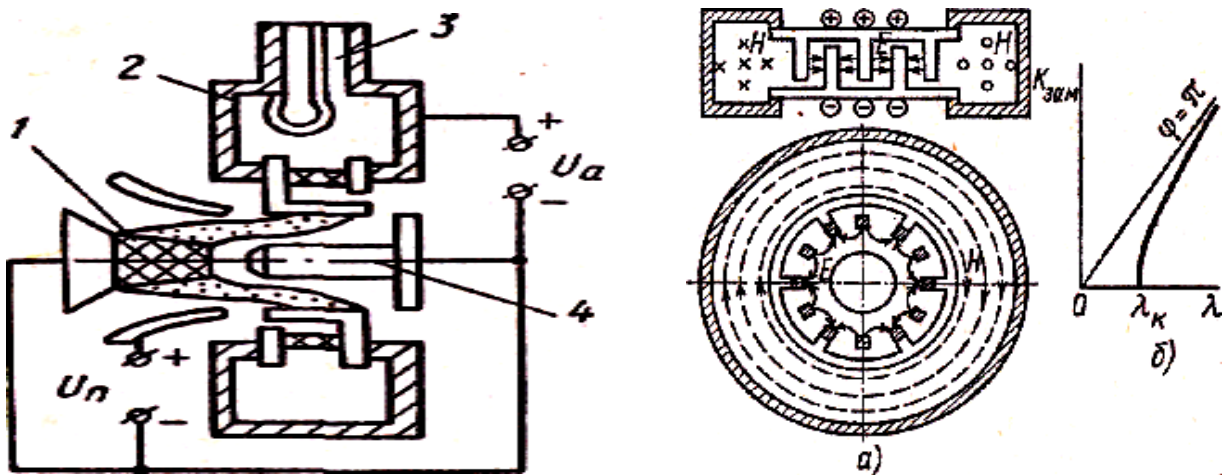


Рис. 7.16 — Схема устройства МНН:

а — схема тороидального резонатора со встречно-штыревой замедляющей системой в пространстве электрического поля;

б — дисперсионная характеристика ЗС

Магнетронная пушка (электронная пушка Кайно) содержит конические катод и анод, формирующие трубчатый электронный поток, инжектируемый в пространство взаимодействия МНН. Под действием постоянного магнитного поля, направленного вдоль оси пушки, и электрического поля, имеющего радиальную и азимутальную составляющие, электроны совершают трехмерное движение, смещаясь в осевом направлении так, что центры электронных орбит описывают спирали в трубчатом потоке. Полный электронный пучок оседает на аноде МНН, создавая постоянный анодный ток. На аноде пушки ток не оседает.

Резонаторная система МНН содержит квазиторoidalный резонатор, который состоит из вакуумной и невакуумной частей, разделенных керамической шайбой. В вакуумной части резонатора расположена замкнутая встречно-штыревая система (рис. 7.16, *a*). Встречно-штыревая система имеет широкую полосу рабочих частот. Когда в резонаторе возбуждаются электромагнитные колебания на виде  $E_{010}$ , то в соседних ячейках системы встречных штырей устанавливаются противофазные колебания (рис. 7.16, *a*). Квазиторoidalный резонатор, нагруженный в емкостной части системой встречных штырей, имеет сравнительно низкую собственную добротность (около 50—100). Сильная связь вывода энергии с нагрузкой, включенного в невакуумную часть резонатора, где сконцентрированы магнитные силовые линии, позволяет получать нагруженную добротность в несколько единиц, что обеспечивает диапазон электронной настройки в октаву и более.

**Характеристики МНН** приведены на рис. 7.17, где вольт-амперная характеристика изображена в виде зависимости  $I_a(U_a)$  при фиксированном значении потенциала анода магнетронной пушки  $U_n$ . Зависимость  $I_a(U_a)$  для МНН отличается от аналогичной зависимости для классического магнетрона (рис. 7.14, *a*): в МНН анодный ток слабо зависит от анодного напряжения, более сильное влияние на  $I_a$  оказывает изменение потенциала анода пушки (рис. 7.17, *b*).

Зависимость частоты генерации МНН от анодного напряжения близка к линейной. Для ее изменения на октаву следует изменять анодное напряжение в два раза.

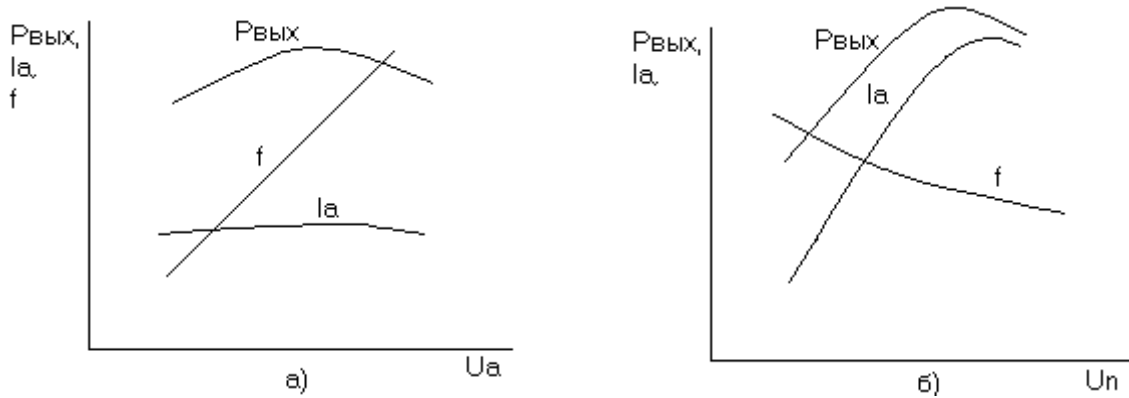


Рис. 7.17 — Характеристики МНН

Из рис. 7.17, б видно, что частота генерации зависит и от напряжения анода пушки. Зависимость  $f_{\text{ген}}(U_n)$  имеет падающий характер, так как с ростом анодного тока МНН возрастает плотность пространственного заряда и увеличивается емкостная электронная проводимость. Эта зависимость нелинейна и не используется для перестройки частоты. Маломощные МНН имеют диапазон перестройки пол-октавы в СВВ, их КПД составляет 10—20 %. Мощные МНН имеют КПД 70 %, но диапазон электронной перестройки всего 7—10 %. МНН имеют малые габариты и вес.

МНН используют в передатчиках станций помех систем радиопротиводействия, в передающих устройствах радиовзрывателей, а также в панорамных измерительных установках [6], в СВЧ-печах. Благодаря тому, что электронно-оптическая система МНН вынесена из пространства взаимодействия, срок службы для МНН средней мощности с  $P_{\text{вых}} = 3 \div 10$  Вт составляет 3÷5 тыс. ч, для мощных МНН — не менее 1000 ч.



## Глава 8. НЕРЕЗОНАНСНЫЕ ПРИБОРЫ ТИПА М

### 8.1 Платинотроны

Платинотроны принадлежат к классу приборов со скрещенными полями, у которых электронный поток замкнут, а замедляющая система (анодный блок) — разомкнута, что обеспечивает по сравнению с магнетроном большую полосу рабочих частот. Платинотрон сохраняет важные преимущества магнетронов — высокий КПД, простоту устройства, достаточно малые габариты и сравнительно низкое сопротивление по постоянному току.

По устройству платинотрон отличается от магнетрона тем, что имеет два высокочастотных вывода энергии — вход и выход,

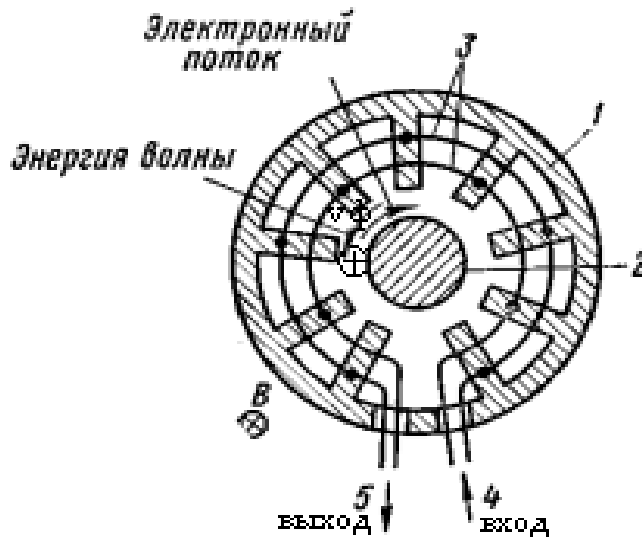


Рис. 8.1 — Схема платинотрона

которые получены разрывом кольцевых связок в одном резонаторе (рис. 8.1). Второе отличие — в числе резонаторов: у платинотрона оно нечетное, и берется таким для того, чтобы предотвратить возбуждение колебания вида  $\pi$ .

Все платинотроны имеют аксиальную конструкцию. Основным узлом платинотрона явля-

ется анодный блок с резонаторами лопаточного типа (1), цилиндрический катод (2), кольцевые связки (3) не замкнуты, а переходят в ввод энергии — (4) и вывод — (5).  
Взаимодействие электронного потока с электромагнитным полем в пространстве между анодом и катодом протекает так же, как и в магнетроне: оно наступает при выполнении условий синхронизма скоростей  $v_0 = v_{\phi(-1)}$ , пространственный заряд имеет форму вращающегося «колеса со спицами». Электронный поток в платинотроне взаимодействует с обратной волной на гармонике  $m = -1$ , когда скорости  $v_{zp}$  и  $v_0$  противоположно направлены.

Платинотрон может работать в двух режимах: в режиме усиления сигналов и в режиме генерации.

Платинотрон-усилитель называется **амплитроном**.

Для наибольшего усиления сигнала, поступающего на вход амплитрона, требуется, чтобы спицы проходили под щелями резонаторов в моменты, когда поле в них тормозящее и максимальное. Так должно повторяться после каждого оборота спиц вокруг катода. Тогда набег фазы  $\psi$  на ячейку замедляющей структуры подчиняется равенству:  $N\psi = 2\pi\beta$ , где  $N$  — количество резонаторов;  $\beta$  — целое число. Наибольшее усиление в амплитроне соответствует такой частоте, на которой полный набег фазы кратен  $2\pi$ . При изменении частоты относительно оптимальной усиление уменьшается, потому что теперь спицы будут проходить под щелями в моменты, когда поле хотя и тормозящее, но не максимальное. Тем самым, у амплитронов усиление наблюдается в некоторой узкой полосе частот входного сигнала, определяемой условием усиления.

**Условие усиления** сигнала амплитрона состоит в том, что полное время одного оборота спицы вокруг катода  $T_{cn}$  должно быть примерно равно целому числу  $\beta$  периодов  $T$  колебаний СВЧ с некоторым  $\Delta t$  — допустимым отставанием или опережением спицей СВЧ-поля, при котором усиление не срывается, а лишь слегка уменьшается по сравнению с оптимальным:

$$T_{cn} = \beta T \pm \Delta t, \quad \Delta t \leq \pm \frac{\pi}{2} = \pm \frac{T}{4}. \quad (8.1)$$

Период вращения спицы  $T_{cn}$  можно определить

$$T_{cn} = \frac{2\pi r_a}{v_0} = \frac{2\pi r_a}{v_{\phi(-1)}}. \quad (8.2)$$

Фазовая скорость  $m$ -ой гармоники ЗС платинотрона [2],[11] равна

$$v_{\phi(m)} = \frac{\omega d}{\pi + \theta + 2\pi m} = \frac{\omega 2\pi r_a}{(\pi + \theta + 2\pi m)N},$$

где  $\theta$  — сдвиг фазы по связкам на одну ячейку — резонатор для бегущей волны типа ТЕМ. Для гармоники  $m = -1$  фазовая скорость

$$v_{\phi(-1)} = -\frac{\omega d}{\pi - \theta} = -\frac{\omega 2\pi r_a}{(\pi - \theta)N}. \quad (8.3)$$

Условие усиления (8.1) запишем в другом виде и определим  $\theta$

$$T_{cn} = \frac{2\pi r_a}{v_{\phi(-1)}} = \frac{2\pi r_a N}{N\omega d} (\pi - \theta) = \frac{N}{\omega} (\pi - \theta) = \beta T \pm \Delta t; \quad (8.4)$$

$$\theta = \pi \left(1 - \frac{2\beta}{N}\right) \pm \frac{\omega \cdot \Delta t}{N} = \theta_{opt} \pm \frac{\Delta\phi}{N}, \quad (8.5)$$

где 
$$\theta_{opt} = \pi \left(1 - \frac{2\beta}{N}\right); \quad \Delta\phi = \omega \cdot \Delta t \leq \pm\pi/2. \quad (8.6)$$

Если частота подобрана так, что удовлетворяется (8.6), то в приборе наблюдаются наилучшие условия взаимодействия пучка и поля и максимальные выходные параметры. Если частота изменилась и спица после одного оборота несколько опережает или отстаёт от поля, то выполняется условие (8.5). При  $\Delta\phi > \pm 90^\circ$  спица попадает в ускоряющее поле и «рассыпается».

Выражение (8.6) даёт дискретные значения для оптимальных фазовых сдвигов на ячейку  $\theta_{opt}$ , при которых наблюдается эффективное взаимодействие. Оптимальное значение фазового сдвига  $\phi_{opt}$  на одну ячейку по пространству взаимодействия представляют в виде

$$\phi_{opt} = \pi - \theta_{opt} = \frac{2\beta\pi}{N}, \text{ откуда } \beta = \frac{N\phi_{opt}}{2\pi} = \frac{N}{2} \left(1 - \frac{\theta}{\pi}\right). \quad (8.7)$$

**Зоны усиления** можно получить, располагая дисперсионной характеристикой ЗС. На рис. 8.2 в координатах  $\theta \left(\frac{\omega}{\omega_H}\right)$  или

$\frac{c}{v_{\phi(-1)}}(\lambda)$  приведена дисперсионная характеристика платинотрона.

Поведение характеристики в указанных координатах одинаково.

Зависимость  $\theta \left(\frac{\omega}{\omega_H}\right)$  определяется в [11] и равна

$$\theta = \arccos \left[ \frac{i\omega L_{св}}{Z_p} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_H}\right) + 1 \right],$$

где  $L_{св}$  — эквивалентная индуктивность связей;  $\omega_n$  — нижняя рабочая частота ЗС;  $Z_p$  — резонансное сопротивление одного резонатора ЗС.

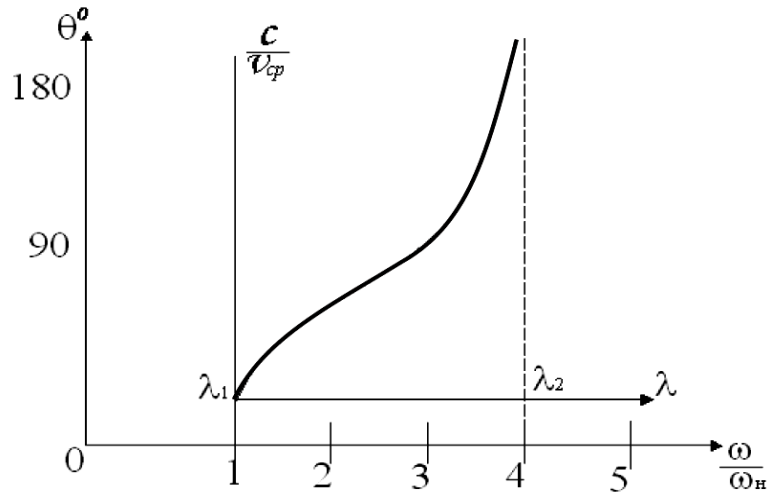


Рис. 8.2 — Дисперсионная характеристика

Дисперсионная характеристика платинотрона аномальная. Для получения зон усиления следует задавать целые значения величине  $\beta = 1, 2, 3, \dots$  в (8.6), определять угол  $\theta_{онт}$  и откладывать его на характеристике (рис. 8.2), причем величина угла  $\theta_{онт} \leq \pi$ . Ширина зоны усиления по углам  $\theta$  для всех зон одинакова, т.к. определяется числом резонаторов, и равна

$$\theta - \theta_{онт} = \pm \frac{\pi}{2N}. \quad (8.8)$$

В пределах полосы пропускания замедляющей системы число зон усиления будет  $\beta = \frac{N-1}{2}$ ; первой зоной принято называть зону, соответствующую максимальному значению  $\beta$ , где  $\theta_{онт}$  наибольшее, а ускоряющее напряжение  $U_a$  — наименьшее; работают обычно в зоне, где полоса рабочих частот  $\Delta\omega$  больше (положе участок дисперсионной характеристики). Число резонаторов более чем  $N = 11$  обычно не делается, так как это уменьшает полосу частот.

**Амплитудные характеристики амплитронов** в виде  $P_{вых}(P_{ex})$  при  $P_0 = \text{const}$  показаны на рис. 8.3.

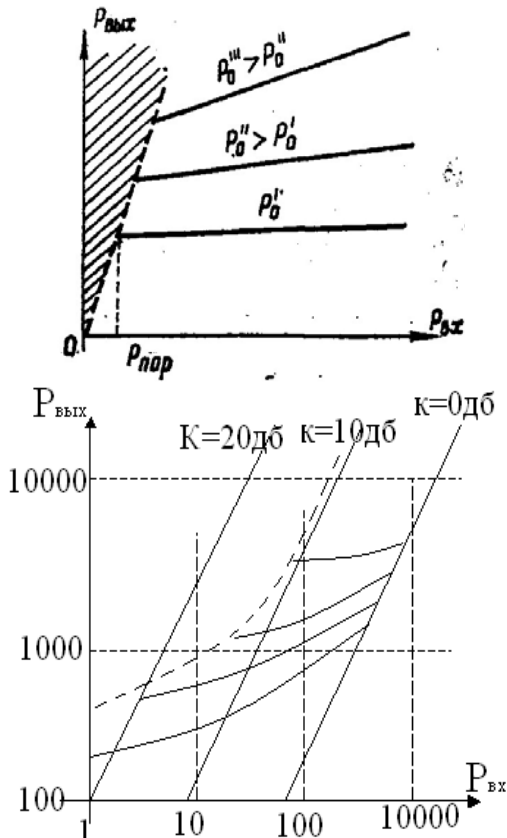


Рис. 8.3 — Амплитудные характеристики амплитрона, вверху при  $P_0 = const$ , внизу при  $K = const$

Начинаются характеристики не с нулевых  $P_{вх}$ , а с мощностей, превышающих величину  $P_{пор}$  и имеют насыщенный характер. Заштрихованная на рисунке область соответствует паразитным колебаниям. Поясним эту особенность характеристик.

Пусть вначале сигнал на входе амплитрона отсутствует, но на его электроды подается рабочее напряжение. В движущемся потоке электронов всегда имеются флуктуации плотности, что может возбудить в системе случайные колебания.

Под влиянием поля этих колебаний начнётся формирование спиц, которые увеличивают энергию паразитного колебания.

Поданный на вход амплитрона сигнал с частотой  $\omega$ , подлежащий усилению, если его мощность  $P_{вх}$  мала, не может «разрушить» спицы случайного колебания. Только при мощности входного сигнала  $P_{вх} \geq P_{пор}$  его поле в ЗС станет доминирующим. Поле этой волны начнёт возрастать, и на выходе появится усиленный сигнал с частотой  $\omega$ , а случайные колебания сорвутся. Амплитрон работает как насыщенный усилитель.

Граница (рис. 8.3, пунктирная линия), где входной сигнал начинает управлять выходным и областью, где этого управления нет, определяется эмпирическими соотношениями

$$P_{вых} = 145(P_{вх})^{0,45} \text{ или } P_{вых} = \frac{K_3^2}{4} + K_3\sqrt{P_{вх}} + P_{вх}, \text{ где } K_3 = 43,2. \quad (8.9)$$

$P_{вых}$ ,  $P_{вх}$  в формулах подставляются в кВт. Из последнего соотношения можно получить выражение для  $\max$  коэффициента усиления амплитрона.

$$K_{yc} = \frac{P_{вых}}{P_{вх}} = \frac{K_{\vartheta}^2}{4P_{вх}} + \frac{K_{\vartheta}}{\sqrt{P_{вх}}} + 1. \quad (8.10)$$

**Фазочастотная характеристика** приведена на рис. 8.4. Как известно, увеличение пространственного заряда (тока луча) в приборах М-типа приводит к изменению частоты колебаний, т.е. вызывает электронное смещение частоты. Одним из достоинств платинотронов является минимальное значение электронного смещения фазы (ЭСФ), т.е. изменение фазы выходного сигнала при изменении тока на один ампер. ЭСФ меняется от  $0,8 \div 0,9$   $[\frac{\text{град}}{\text{А}}]$ .

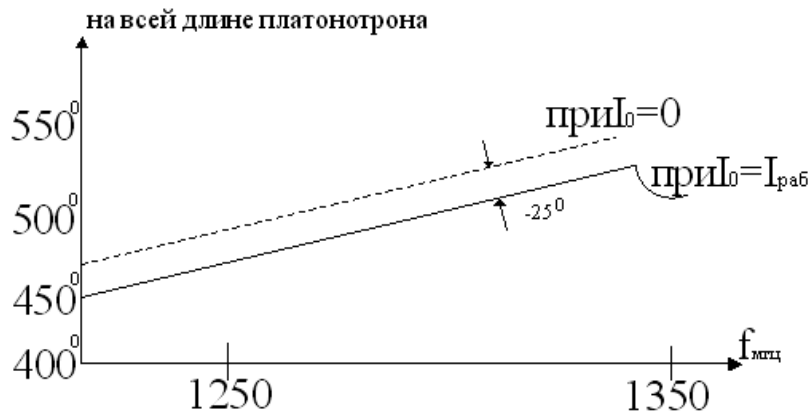


Рис. 8.4 — Характеристика ЭСФ

Коэффициент полезного действия, с учетом входной мощности, которая довольно велика, не теряется в ЗС, а составляет часть выходной мощности, определяют соотношением:

$$\eta = \frac{P_{вых} - P_{вх}}{P_0} = \frac{P_{вых} - P_{прх}}{P_0} = \frac{P_{вых} - \xi P_{вх}}{P_0}, \quad (8.11)$$

где  $P_{прх} = \xi P_{вх}$ ;  $\xi = 1,3 \div 1,5$ .

Итак, коэффициент усиления платинотронов не более 25дБ, полоса частот —  $\pm(8-10)\%$ ; КПД — 80%; выходная мощность — в непрерывном режиме — сотни кВт, в импульсном — до десятков МВт.

**Амплитрон, работающий в режиме генерации**, называется стабилотроном, но требует специальной схемы с внешним резонатором и дополнительной обратной связью. Преимущество стабилотронов по сравнению с магнетроном — большая стабиль-

ность частоты, слабое влияние нагрузки. Простейшая схема генератора на амплитроне приведена на рисунке 8.5.

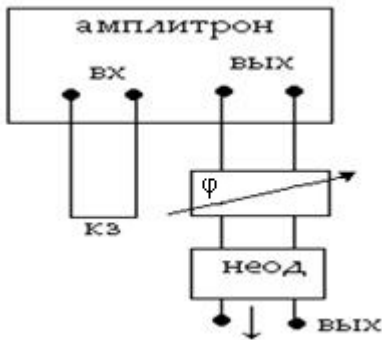


Рис. 8.5 — Схема амплитрона-стабилотрона

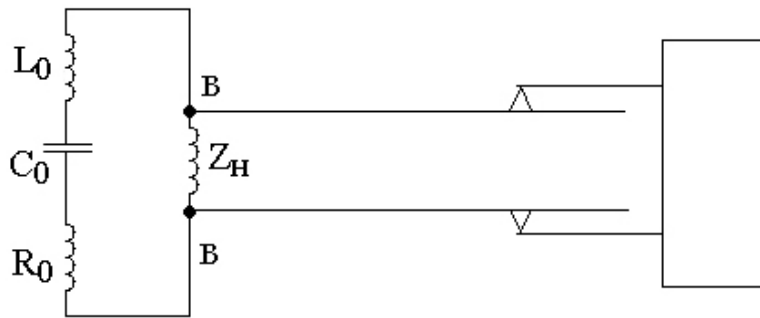


Рис. 8.6 — Стабилизирующий резонатор на входе амплитрона

Вход системы может быть замкнут накоротко, а может иметь вид как на рисунке 8.6. В выходном тракте должны быть включены неоднородность, отражающая часть энергии обратно в прибор, и фазовращатель ( $\varphi$ ). Неоднородность обеспечивает необходимую величину амплитуды ( $P_{ex} \geq P_{nop}$ ) входного сигнала, фаза этой волны регулируется фазовращателем. Для стабильности работы генератора вариант схемы рис. 8.6 предпочтительнее.

Принцип работы стабилотрона состоит в следующем. При подаче постоянного напряжения появляется шумовой сигнал. Часть мощности (рис. 8.5) этого сигнала отражается от неоднородности и движется в обратном направлении. Через фазовращатель, ЗС амплитрона и волновод эта мощность проходит без затухания (потери малы) и попадает на вход прибора (где подключена схема рис. 8.6), расположенного в плоскости  $B-B$ . Волна, отраженная от плоскости  $B-B$ , поступает на вход платинотрона, усиливается как в амплитроне и попадает на выход, затем часть мощности опять отражается и т.д. Цепь обратной связи оказывается замкнутой на тех частотах, для которых полный фазовый набег  $\vartheta_n = 2\pi n$ . Отражение мощности в плоскости  $B-B$  происходит только вблизи резонансной частоты стабилизирующего резонатора, имеющего последовательную эквивалентную схему, для которой характерно: при  $\omega = \omega_0$ ;  $R_0 = 0$ ,  $Z_n$  — коротится резонатором; при  $\omega \neq \omega_0$ ,  $R_0 \rightarrow \infty$ ,  $Z_n = Z_c$  — характеристическое сопротивление линии передачи на входе. Высокочастотный резонатор, таким

образом, является основным элементом, стабилизирующим частоту генератора.

## 8.2 Усилители на ЛБВ типа М (ЛБВМ)

**ЛБВ М** и **ЛОВ М** называются приборы со скрещенными полями, у которых замедляющая система и электронный поток разомкнуты. Приборы имеют КПД примерно 50 %. Поэтому область их применения — мощные выходные усилители, работающие в непрерывном или импульсном режиме, и мощные генераторы. Уровень выходной мощности в непрерывном режиме составляет единицы кВт, в импульсном — единицы МВт. Коэффициент усиления по мощности редко превышает 15 дБ, что связано с большим входным сигналом, при котором наблюдается максимальный КПД. Полоса усиливаемых частот 25 %. Конструктивное оформление ламп может быть линейным или цилиндрическим в зависимости от способа выполнения магнита, задающего индукцию  $B$ . В этих приборах обычно используются электронные пушки типа короткой оптики (см. раздел 3), создающие движение электронов по укороченной циклоиде, вырождающейся в прямую (рис. 8.7, б). Схема устройства ЛБВМ линейного типа представлена на рис. 8.7, а, цилиндрического типа — на рис. 8.8. Между ЗС и металлической пластиной, называемой холодным катодом (ХК), приложено постоянное поперечное электрическое поле с помощью напряжений  $U_1$  и  $U_2$ . Область между пластиной и ЗС —  $b$  (или далее другое обозначение —  $d$ ) играет роль пространства взаимодействия.

Потенциал пластины (ХК) отрицателен по отношению к ЗС и к катоду пушки. В качестве ЗС используются гребенчатые системы, встречные штыри и др. На лампу наложено магнитное поле  $B$  перпендикулярно рисунку. Электроны инжектируются параллельно ЗС пушкой с магнитным экраном (рис. 8.7, а). Скорость электронов перед входом в ЗС равна

$$v_e = v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}.$$



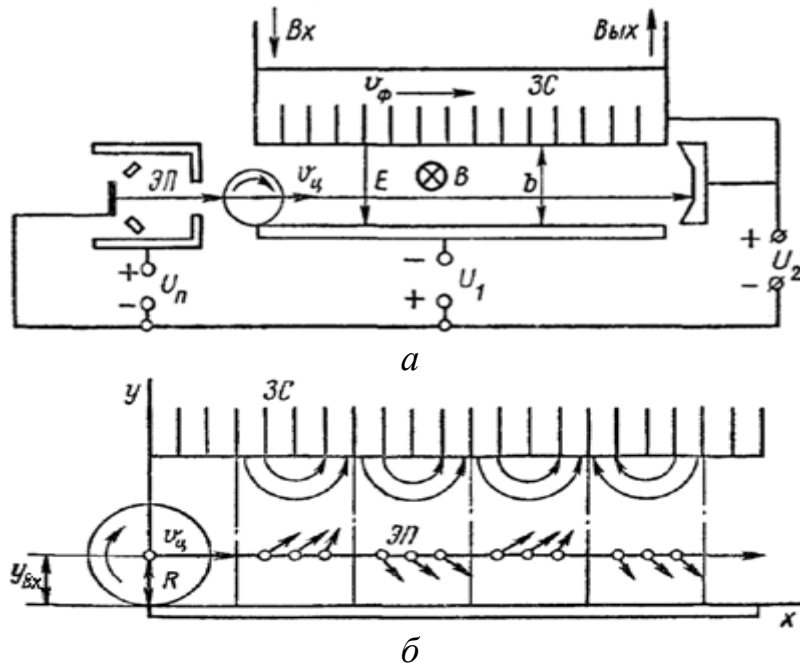


Рис. 8.7

а — схема устройства ЛБВМ линейного типа;  
 б — направление действующей силы на поток электронов в пространстве взаимодействия

**Процессы в ЛБВМ** можно описать следующим образом. Высокочастотный сигнал, поданный на вход прибора, создает в ЗС и пространстве взаимодействия электромагнитную волну, движущуюся со скоростью  $v_\phi$ . Электронный поток вступает во взаимодействие с основной прямой пространственной гармоникой в ЛБВМ, фазовая скорость которой совпадает со скоростью электронов  $v_0$ . Характер взаимодействия такой же, как и в магнетроне: электроны, оказавшиеся в тормозящем поле бегущей волны, отдают свою потенциальную энергию и поднимаются к замедляющей системе; электроны, попавшие в ускоряющее поле волны, приближаются к холодному катоду, увеличивая запас потенциальной энергии. Картина пространственного

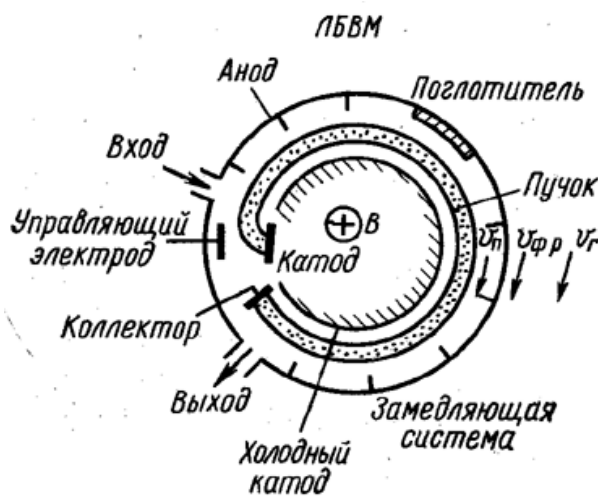


Рис. 8.8 — Схема устройства ЛБВМ цилиндрического типа

взаимодействия такая же, как и в магнетроне: электроны, оказавшиеся в тормозящем поле бегущей волны, отдают свою потенциальную энергию и поднимаются к замедляющей системе; электроны, попавшие в ускоряющее поле волны, приближаются к холодному катоду, увеличивая запас потенциальной энергии. Картина пространственного

заряда, образующегося при этом, показана на рис. 8.9. В результате решения уравнения движения электрона в скрещенных  $E$  и  $H$  полях (раздел 7) для ЛБВМ и ЛОВМ получено, что прямолинейная траектория, параллельная поверхностям электродов, наблюдается при условии:

$$\begin{cases} 1 - \frac{B}{E} v_{x0} = 0; \\ v_{y0} = 0, \end{cases}$$

откуда, начальные скорости должны быть:

$$\begin{cases} v_{x0} = \frac{E}{B}; \\ v_{y0} = 0. \end{cases}$$

Уравнения (7.3) для ЛБВМ и ЛОВМ имеют вид:

$$y = y_0; \quad x = x_0 + \frac{E}{B}t = x_0 + v_{x0}t, \quad \text{где } v_{x0} = \frac{E}{B} = v_{x0}. \quad (8.12)$$

$$\omega_{\text{ц}} = \frac{eB}{m}, \quad E = \frac{U_2 + |U_1|}{d} \quad \text{— циклотронная частота и напря-$$

жённость постоянного электрического поля в пространстве взаимодействия.

Скорость движения электронов вдоль замедляющей системы в пространстве взаимодействия равна скорости движения центра катящегося круга. С физической точки зрения прямолинейность траектории получается за счёт уравнивания сил поперечной электрической и поперечной магнитной. Подставляя выражения скоростей, получаем соотношение, связывающее ускоряющее напряжение на пушке с напряжениями  $U_1$ ,  $U_2$  на ЗС, магнитным полем  $B$  и геометрией  $d$ :

$$\sqrt{\frac{2e}{m}U_0} = \frac{U_2 + |U_1|}{Bd}. \quad (8.13)$$

Работа рассматриваемых ламп характеризуется условием  $v_{y0} = 0$ , а чтобы выполнить его, электронный поток должен вводиться в пространство между ЗС и отрицательным электродом в плоскость, где постоянный потенциал равен напряжению пушки  $U_0$ , и иметь малую толщину. Если толщина пучка конечна, то не будет выполняться условие прямолинейности траектории.

Формирование сгустков (рис. 8.9) в отличие от приборов О-типа, не сопровождается увеличением или уменьшением плотности пространственного заряда, а происходит за счёт изменения границы электронного пучка при постоянной плотности в любом сечении.

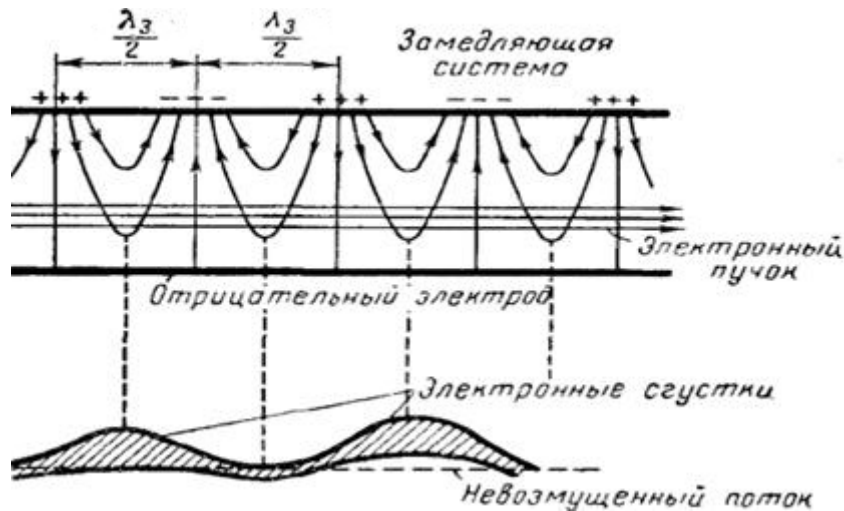


Рис. 8.9 — Формирование электронных сгустков в переменном поле

**КПД ламп М-типа** можно определить, если использовать закон сохранения энергии, позволяющий определить энергию, рассеянную на аноде и подведенную к лампе. На коллектор электроны попадают со скоростью  $v_0 = v_{ц}$ , поэтому рассеянная энергия равна  $W_{расс} = \frac{mv_{ц}^2}{2}$ , где величина скорости  $v_{ц} = \sqrt{\frac{2e}{m}U_0}$ , ( $U_0$  — напряжение на аноде пушки), или  $W_{расс} = eU_0$ .

Максимальная потенциальная энергия электрона в системе равна

$$W_{ном} = e(U_2 + |U_1|) = U_a e.$$

Электрон отдает СВЧ-полю энергию, равную:

$$\Delta W = W_{ном} - W_{расс} = e(U_a - U_0).$$

Отсюда электронный КПД

$$\eta_{эл\max} = \frac{\Delta W}{W_{ном}} = 1 - \frac{U_0}{U_a} = 1 - \frac{U_0}{U_2 + |U_1|}. \quad (8.14)$$

Реальное значение КПД ниже, т.к. не учтены электроны, падающие на холодный катод ( $n$  — коэффициент оседания на холодном катоде) и отбирающие часть энергии поля, и т.к. не учитывается непрямолинейность траекторий электронов при их движении ( $m$  — коэффициент непрямолинейности). Учитывая эти коэффициенты, получим

$$\eta_{эл} = n \left( 1 - m \frac{U_0}{U_a} \right). \quad (8.15)$$

Для прямолинейных траекторий пучка  $m = 1$ ; для циклоидальных —  $m = 4$ , т.е.  $m = 1 \div 4$ , или  $\approx 2 \div 3$ ;  $n = 0,8$ . Если величина  $\frac{U_0}{U_a} \approx 0,1 \div 0,2$ , то  $\eta_{эл} = 40 \div 60\%$ .

Зависимость КПД от геометрии системы (рис. 8.7) получается вида

$$W_{ном} = U_a e = e E_a d, \quad W_{отд} \Rightarrow e E_a (d - y_{ex}), \quad \text{тогда}$$

$$\eta_{эл} = \frac{E_a (d - y_{ex})}{E_a d} = 1 - \frac{y_{ex}}{d}. \quad (8.16)$$

Откуда, чем ближе к поверхности холодного электрода инжектируются электроны, тем больше величина КПД. Но  $y_{ex} = R = \frac{m U_a}{e B^2 d}$  (рис. 8.7, б), и его уменьшение потребует увеличения  $B$  или уменьшения  $U_a$ , что может нарушить условие синхронизма скоростей  $v_0 = v_\phi = v_{Ц}$ . Уменьшение  $y_{ex}$  приводит к уменьшению сопротивления связи  $R_{св}$ , а значит, и уменьшению  $K_{ус}$ . Как видно, необходимо находить оптимальное значение расстояния инъекции потока в систему —  $y_{ex}$ , при котором  $\eta_{эл}$ ,  $k_{ус}$  будут оптимальными.

**Коэффициент усиления ЛБВМ** определяется путем рассмотрения взаимодействия электромагнитного поля с электронным потоком. Воспользуемся результатами [11], которые позволяют определять амплитуду электрического поля и коэффициент усиления прибора для некоторых случаев.

Введем некоторые соотношения из [11], определяющие работу усилителей:

$d = \frac{\gamma_0}{\beta_e D}$  — параметр холодных потерь; при  $d > 0$ , характеризуется затухание волны,  $\gamma_0$  — коэффициент потерь в холодной ЗС,  $\beta_e = \omega/v_0$  — постоянная распространения;

$D^2 = \frac{I_0 R_{св} \beta_e K}{E_0}$  — параметр усиления;

$R_{св} = 30 \frac{\lambda}{h} \frac{sh(2\Gamma_0 y_{св})}{e^{\Gamma_0 d_c} sh(\Gamma_0 d_c)}$  — сопротивление связи для тонкого

пучка,  $h$  — параметр ширины ленточного пучка;

$K = cth\beta_e y_{св}$  — коэффициент потенциальной энергии пучка;

$b = \frac{\beta_0 - \beta_e}{\beta_e D} = \frac{v_e - v_{\phi 0}}{v_{\phi 0} D}$  — параметр холодного рассинхронизма, ха-

рактеризующий возможную разницу в скоростях волны в холодной лампе и пучка;

$S = \frac{\alpha}{\beta_e D}$  — параметр пространственного заряда, где

$\alpha = \frac{\omega_{nl} \beta_e \Delta}{\omega_e v_{e0}}$  — параметр пространственного заряда;

$\omega_{nl} = \frac{e\rho_0}{m\varepsilon} = 2\pi \cdot 2,9 \cdot 10^9 \sqrt{\frac{I_0}{S_0 \sqrt{U_0}}}$  — плазменная частота;

$\Delta$  — параметр толщины ленточного электронного потока.

**Случай 1.** Влиянием пространственного заряда на результат усиления пренебрегается  $S = 0$ , рассинхронизм скоростей потока и волны отсутствует  $b = 0$  и холодные потери в ЗС отсутствуют  $d = 0$ , длина лампы невелика.

В горячем режиме при этом в ЗС присутствуют две волны [11], имеющие постоянные распространения

$$\Gamma_1 = \beta_e + j\beta_e D; \quad \Gamma_2 = \beta_e - j\beta_e D.$$

Электрическое поле этих волн находится суммированием:

$$\begin{aligned} E(l) &= \dot{E}_1(0)e^{-j\Gamma_1 l} + \dot{E}_2(0)e^{-j\Gamma_2 l} = \\ &= 0,5E(0)(e^{\beta_e D l} + e^{-\beta_e D l})e^{-j\beta_e l} = E(0)ch(\beta_e D l)e^{-j\beta_e l}. \end{aligned} \quad (8.17)$$

Поле в лампе есть волна, движущаяся со скоростью электронного пучка, амплитуда которой вдоль оси нарастает по зако-

ну гиперболического косинуса. Для коэффициента усиления  $G$ , учитывая, что  $\beta_e D l = \frac{2\pi l D}{\lambda_3} = 2\pi D N$ , находим:

$$G = \frac{E(l)}{E(0)} = ch(2\pi D N), \text{ или в децибелах } G_{(\text{дБ})} = 20 \lg[ch(2\pi D N)]. \quad (8.18a)$$

**Случай 2.** Длина ЗС  $l$  — велика, а все остальные допущения — как в сл. 1:  $d = 0$ ,  $S = 0$ ,  $b = 0$ . При больших длинах лампы  $l$  второй волной (убывающей) полного поля можно пренебречь, тогда амплитуда определяется выражением  $E(l) = \frac{1}{2} E(0) e^{\beta_e D l}$ . А коэффициент усиления:

$$G(\text{дБ}) = 20 \lg \frac{1}{2} + 20 \lg e^{\beta_e D l} = -6 + 54,6 D N. \quad (8.18б)$$

**Случай 3.** Длина ЗС  $l$  — велика,  $d = 0$ ,  $S = 0$ ,  $b \neq 0$  — наличие неравенства скоростей. Коэффициент усиления записывается в виде, подобно (8.18б):

$$G(\text{дБ}) = A + B D N, \quad (8.18в)$$

где  $A = -6$  дБ — начальные потери, учитывающие расщепление волны на 2 и уменьшение амплитуды входного сигнала в 2 раза;

$B = 54,6 \sqrt{1 - \frac{b^2}{4}}$  — фактор усиления, который в синхронном режиме равняется 54,6.

**Случай 4.** Длина ЗС  $l$  — велика,  $d \neq 0$ ,  $S = 0$ ,  $b = 0$ . Учет холодных потерь в ЗС на длине  $l$  для 2-х волн описывается выражением  $K_{[\text{дБ}]} = 20 \lg e^{2\pi d D N} = 54,6 d D N$ . Коэффициент усиления для нарастающей волны при этом будет равен

$$G = 54,6 D N - 6 - 0,5 K_{[\text{дБ}]}. \quad (8.18г)$$

**Случай 5.** Длина ЗС  $l$  — велика,  $d = 0$ ,  $S \neq 0$ ,  $b = 0$ . Коэффициент усиления с учетом пространственного заряда определяется

$$G_{[\text{дБ}]} = A_s + B_s D N, \quad (8.18д)$$

где  $A_s = [-6 + 20 \lg(1 + \alpha S^2)]$  — начальные потери;

$B_s = 54,6\sqrt{1 + \alpha S^2}$  — усиления с учетом заряда.

**Пушки короткой оптики** (см. разд. 3) широко применяются в приборах ЛОВМ и ЛБВМ. На рисунке 8.10 (в плоском варианте) приведена электронная пушка короткой оптики. Катод пушки К, эмитирующий электроны, располагается параллельно поверхности отрицательного катода (холодного катода). Над катодом находится анод, называемый управляющим электродом УЭ.

Вся пушка и пространство взаимодействия находятся в постоянном магнитном поле В. Электроны, эмитированные катодом, движутся по циклоидам. Подбирая расстояние  $l_{kn}$  от катода до входа в пространство взаимодействия, можно вводить электроны как раз с вершины циклоиды, где отсутствуют поперечные начальные скорости  $v_{y0} = 0$ . Если отвлечься от неоднородности движения электронов в начальной части лампы, то движение между ЗС и холодным катодом будет проходить по прямолинейной траектории. Переход с вершины циклоиды катящегося круга радиуса  $R_{цп}$  в пространстве пушки в центр другого катящегося круга в пространстве взаимодействия, имеющего радиус  $R$ , возможен при условии, что скорость на вершине циклоиды в пушке  $2v_{цп}$  равняется скорости  $v_u$  в пространстве взаимодействия, т.е.  $v_u = 2v_{цп}$ . Согласно (8.12) получим равенство

$$E_a = 2E_n \text{ или } \frac{U_a}{d_c} = \frac{2U_n}{d_n}. \quad (8.19)$$

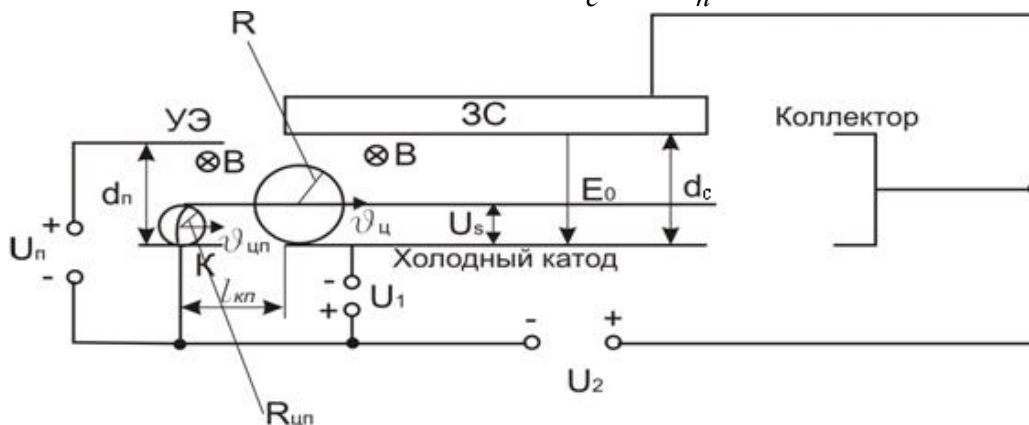


Рис. 8.10 — Схема короткой электронно-оптической системы  
Напряжение на пушке и размеры  $d_n$ ,  $d_c$  можно выбирать используя (8.19).

В общем случае могут быть любыми  $d_n$ ,  $d_c$  и  $U_n, U_a$ , но тогда изменится и местоположение катода пушки. Постараемся это показать на примерах.

Координата влета электронов (рис. 8.11, б) в пространство взаимодействия  $y_0 = y_{вл}$  определяется необходимой для взаимодействия скоростью. Если  $v_\phi$  — скорость волны в ЗС, то, согласно  $v_e = v_\phi$ , электрон должен иметь энергию  $mv_e^2/2$ , которую приобретает в пушке, и она должна соответствовать при влете в пространство взаимодействия потенциальной энергии, т.е.  $mv_e^2/2 = eU_s$ , где  $U_s$  — разность потенциалов на плоскости в пространстве взаимодействия, куда электрон влетел.

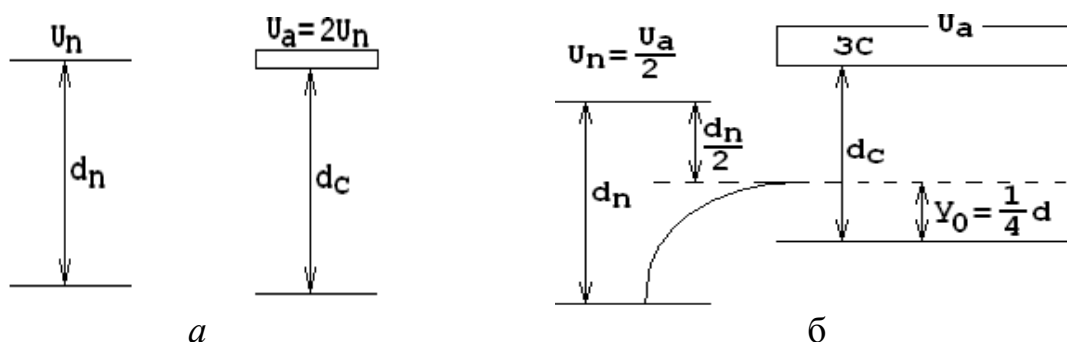


Рис. 8.11 — Расположение электродов в пушках короткой оптики

Координату влета  $y_0$  можно найти из соотношения

$$E_a = \frac{U_a}{d_c} = \frac{U_s}{y_0}, \quad y_0 = \frac{U_s}{U_a} d_c = \frac{U_s}{U_2 + |U_1|} d_c. \quad (8.20)$$

СВЧ-полю передается потенциальная энергия, пропорциональная разности  $d_c - y_0$  (8.16), а это значит, что  $y_0$  желательно уменьшать. Сделать это можно (8.20) либо путем уменьшения  $U_s$ , при этом уменьшается и скорость электронов на выходе пушки  $v_e = v_\phi$ ; либо увеличивая  $U_a$ . Обычно делается  $U_a \gg U_s$ .

**Пример 1.** Определить координату влета электронов  $y_0$  и как изменится конфигурация пушки в случае  $d_n = d_c = d$ , если принять  $U_n = \frac{U_a}{2}$ ,  $U_s = \frac{U_n}{2} = \frac{U_a}{4}$ . Из (8.20)  $y_0 = \frac{U_s}{U_a} d = \frac{1}{4} d$ , а т.к. координата вылета из пушки должна быть  $y_{0n} = \frac{U_s}{U_n} d_n = \frac{U_n}{2U_n} d = \frac{d}{2}$ ,



то получается, что пушка и система должны быть смещены относительно друг друга на  $\frac{1}{4}d$ , т.е.  $\Delta y = y_0 - y_{0n} = \frac{1}{4}d - \frac{1}{2}d$  (рис. 8.11, б).

Расстояние от катода до входа в пространство взаимодействия должно составлять  $\pi R_n$  (рис. 8.10), поэтому пушка получила название «короткой».

$$l_{kn} = \pi R_n = \pi \frac{mE_n}{eB^2} = \pi \frac{mU_0}{ed_n B^2}. \quad (8.21)$$

### 8.3 Генератор на ЛОВМ

Схема устройства генератора на ЛОВ М в цилиндрическом варианте представлена на рис. 8.12. Пушка короткой оптики представлена катодом 1, управляющим электродом 2, создающими в приборе ленточный электронный поток 6, движущийся к коллектору 5. Между холодным катодом 7 и ЗС типа «встречные штыри» 3 находится пространство взаимодействия. Вывод энергии 4 расположен у катодного конца ЗС. У коллектора — поглотитель.

Электронный поток создает в замедляющей системе наведенный ток и электромагнитное поле пространственных гармоник. На одной из пространственных гармоник ( $m = -1$ ), для которой  $v_0 = v_{\phi m}$ , начинается взаимодействие потока с полем волны, при котором в тормозящих полупериодах электрического поля

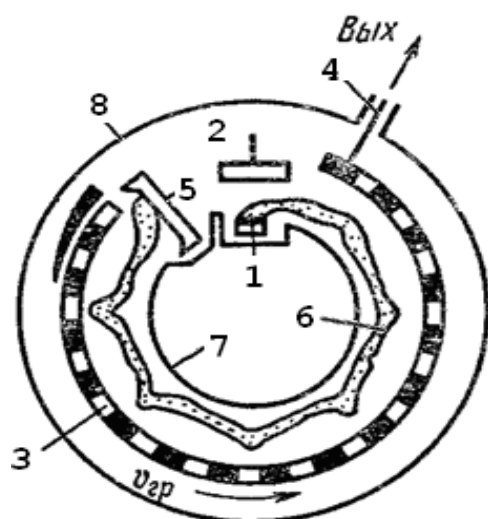


Рис. 8.12 — Схема устройства генератора на ЛОВ типа

гармоники происходит увеличение её энергии. В ЛОВМ возникает положительная обратная связь между полем волны и электронным потоком, при которой волна, отдавая часть своей энергии на группировку электронов, приобретает большее её количество за счет уменьшения потенциальной энергии сгруппированных электронов. В результате устанавливаются колебания стационарной амплитуды, определяемой балансом мощностей и фаз.

Вследствие трудностей широкополосного согласования вывода энергии с замедляющей системой возможны отражения от нагрузки. Для устранения этого эффекта в ЛОВМ, как и в ЛОВО, применяют сосредоточенный поглотитель.

Максимальная выходная мощность ЛОВМ в непрерывном режиме получена от нескольких сотен ватт до киловатт. В импульсном режиме от сотен киловатт до несколько мегаватт. ЛОВМ применяется в качестве генератора помех, в системах космической связи, в передатчиках с электронной перестройкой частоты в полосе 20—30 %.

**Баланс фаз.** Для обеспечения самовозбуждения ЛОВМ сумма фазовых углов при обходе по контуру автогенератора должна быть кратна  $2\pi n$ , т.е.  $\beta_e l + \beta_\phi l = 2\pi n$ , где  $\beta_e l$  — фазовый набег на длине  $l$  ЗС для потока, а  $\beta_\phi l$  — тоже для волны; величина  $n$  — целое число. Чтобы генератор работал в широком диапазоне частот, сумма групповых задержек должна давать ноль в этом диапазоне, т.е.  $l(d\beta_e)/(d\omega) + l(d\beta_\phi)/(d\omega) = 0$ . Поскольку взаимодействие потока происходит с полем обратных пространственных гармоник и осуществляется при равенстве скоростей  $v_0 = v_{\phi(-1)}$ , то условие выполняется:  $l/v_e = -l/v_{\phi(-1)}$ . Согласно рассмотренному выше механизму генерации СВЧ-колебаний амплитуда поля гармоники должна быть минимальной в конце замедляющей системы, у коллектора и максимальной у катода лампы, тогда на длине замедляющей системы  $l$  должно укладываться нечетное число четвертей длины волны:  $4l/\lambda_z = (2n - 1)$ , где  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Число  $n$  определяет номер зоны и диапазон изменений  $U$ , в котором возможна генерация колебаний на длинах волн от  $\lambda_{\min}$  до  $\lambda_{\max}$ , определяемых полосой пропускания ЗС.

**Баланс амплитуд (мощностей)** определяет необходимую величину энергии, которая должна быть передана электронами полю волны для покрытия потерь и обеспечения мощности на выходе, для чего требуется определенная величина пускового тока в рабочей зоне генерации, равная [11]:

$$I_{\text{пуск}n} = (2n - 1)^2 E_0 v_\phi / (16\omega R_{cs} N^2) = (2n - 1)^2 E_0^2 / (16\omega R_{cs} N^2 B). \quad (8.22)$$

Величина пускового тока возрастает с увеличением номера зоны генерации:

$$I_{\text{пуск } n} = (2n-1)^2 I_{\text{пуск } 1}, \text{ где } I_{\text{пуск } 1} = E_0^2 / (16\omega R_{\text{св}} N^2 B). \quad (8.23)$$

Эта объясняется тем, что при увеличении  $n$  на длине ЗС укладывается  $n$  четвертей длины волны. В результате переформирования сгустков снижается эффективность обмена энергией электронов с полем.

При смене номера зоны генерации изменяется частота колебаний. При токах пушки  $I_0 > I_{\text{пуск } 1}$  ЛОВМ одновременно генерирует колебания двух частот в обеих зонах генерации, а амплитуда колебаний основной частоты уменьшается.

**Электронная перестройка частоты** (рис. 8.13) ЛОВМ осуществляется изменением напряжения на ЗС и объясняется тем, что с изменением  $U_a$  происходит изменение скорости электронов и (согласно условию фазового синхронизма) скорости пространственной гармоники, поскольку для обратных пространственных гармоник с увеличением напряжения  $U_a$  частота генерируемых колебаний растет. Если дисперсионная характеристик ЗС линейная, то  $\omega = \varphi(U_0)$  также получается линейной, что важно для генераторов.

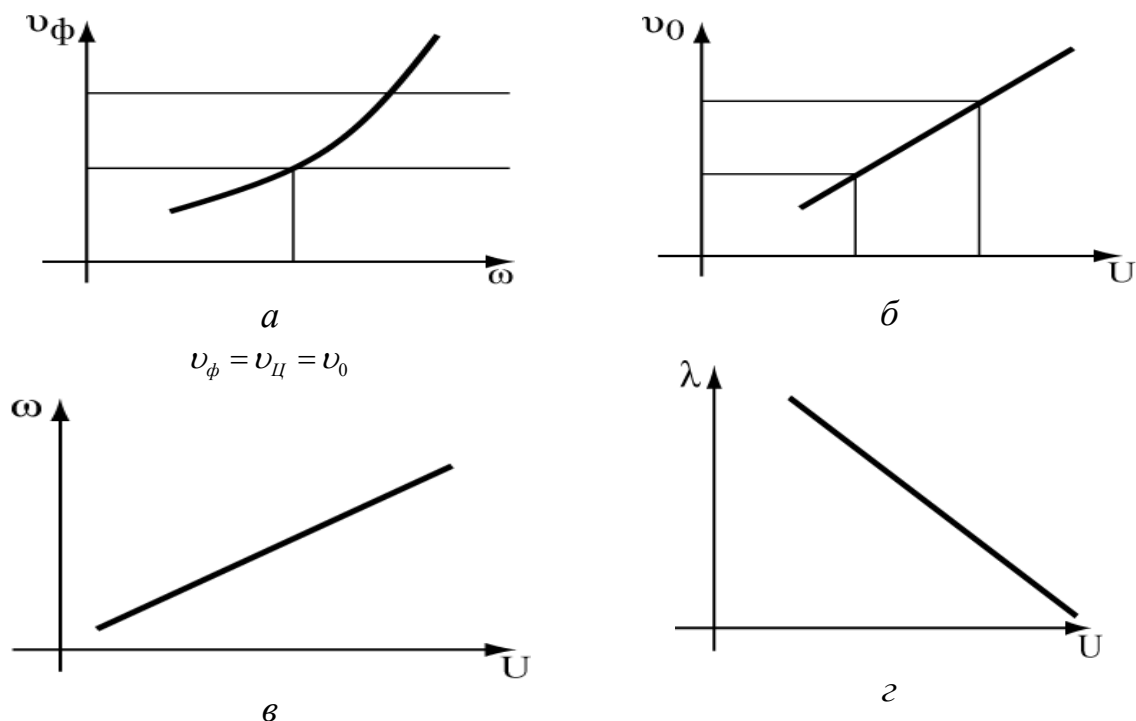


Рис. 8.13 — Дисперсионная характеристика ЛОВМ (а), скорость электронов от напряжения (б) и характеристики электронной настройки (в, г)

## Глава 9. МИКРОВОЛНОВЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА РАЗЛИЧНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

**Особенностью** полупроводниковых приборов (ПП) в отличие от вакуумных является то, что взаимодействие заряженных частиц с электромагнитными полями происходит не в вакуумном пространстве, а в кристаллической решетке твердого тела. Это обстоятельство не позволяет обеспечить большие скорости носителей зарядов (электронов и дырок). Их максимальная скорость в несколько тысяч раз меньше скорости света.

Из-за малых скоростей носителей зарядов в полупроводниковых приборах необходимы очень малые протяженности пространств взаимодействия, чтобы время пролета зарядов  $\tau$  было меньше периода СВЧ-колебаний  $T$ . Если исходить из того, что  $\tau = l/v < 0,5T$ , т.е.  $l < 0,5v/f$ , то при скорости носителей  $v = 10^5$  м/с и частоте  $f = 10$  ГГц ( $\lambda = 3$  см) протяженность пространства взаимодействия  $l$  должна быть меньше 5 мкм. В связи с этим основной особенностью ПП являются малые размеры и масса, низкие напряжения источников питания, сравнительно небольшие мощности генераторов и усилителей.

Вследствие малых размеров полупроводниковых диодов и транзисторов по сравнению с резонаторами и передающими линиями, приходится изготавливать ПП отдельно от схем, в которых они используются. Поэтому твердотельные генераторы и усилители СВЧ являются **устройствами**, содержащими полупроводниковые диоды или транзисторы.

Наиболее широко используемым полупроводниковым материалом с высокой подвижностью электронов является арсенид галлия. Применяют также кремний, фосфид индия и германий (приложение А).

Основные типы ПП по числу переходов делят на *беспереходные* (термисторы), *однопереходные* (диоды) и *двухпереходные* (биполярные транзисторы).

Полупроводниковые диоды и триоды выполняют в устройствах СВЧ различные функции, включая детектирование, генерирование, усиление колебаний, умножение и смещение частот, суммирование и деление мощности, обеспечение переменными

реактивными проводимостями. С помощью полупроводниковых диодов создаются электронные устройства, работающие в диапазоне частот до 300 ГГц.

Разработанные конструкции полевых и биполярных транзисторов СВЧ предназначены для генераторов и усилителей до 30 ГГц, имеют рабочие напряжения до 20 В и токи до нескольких ампер.

## 9.1 Полупроводниковые СВЧ-диоды с положительным дифференциальным сопротивлением

### 9.1.1 Параметры СВЧ-диодов

СВЧ-диоды (рис. 9.1, а, б), выпускаемые промышленностью (приложение В), отличаются устройством, полупроводниковым материалом, областью применения и параметрами.

На рис. 9.1, в представлена эквивалентная схема любого СВЧ-диода, справедливая в случае, когда размеры диода много меньше рабочей длины волны.

$Z_n = R_n + jX_n$  — сопротивление полупроводниковой структуры, определяется типом перехода, напряжением на диоде, температурой и устройством конкретного диода. Сопротивление  $Z_n$  учитывает диффузионную и барьерную емкость и дифференциальное сопротивление перехода. Эквивалентные параметры  $L_k$  и  $C_k$  — индуктивность и емкость корпуса, имеют величины  $0,1 \div 2$  нГн,  $0,05 \div 0,4$  пФ. Величина  $R_S$  — сопротивление объема проводника, контактов и выводов диода ( $R_S = r_{np} + r_k + r_e$ ). Для конкретного типа диода эти параметры даются в справочной литературе.

Элементами эквивалентной схемы диода определяются параметры:

**предельная (критическая) частота** при заданном напряжении смещения:

$$f_{np} = \frac{1}{(2\pi R_S C)}, \quad (9.1)$$

где  $C = C_{диф} + C_{бар} + C_k$  — полная емкость диода;

**добротность диода**  $Q_d$ , или качество его, на рабочей частоте  $f$ :

$$Q_D = \frac{f_{np}}{f} = \frac{1}{(\omega CR_S)}; \quad (9.2)$$

*постоянная времени* диода в виде:

$$\tau = R_S C = \frac{1}{(2\pi f_{np})}. \quad (9.3)$$

**Допустимая мощность рассеивания** в диоде  $P_{рас\ max}$  или тепловое сопротивление  $R_T = (T_{max} - T_o) / P_{рас\ max}$ , где  $T_{max}$  — максимально допустимая температура, определяют предельные режимы работы ПП СВЧ-диапазона.

**Вольт-амперная характеристика (ВАХ)** полупроводниковых диодов является основной, используется в расчетах разнообразных устройств. В какой-то мере эти характеристики, полученные в статистическом режиме, будут справедливы при работе прибора на СВЧ, но не всегда. ВАХ рассматривается далее в каждом конкретном случае диода.

Все ПП-диоды следует разделить на 2 группы.

Первая группа — *диоды с положительным дифференциальным сопротивлением*, для них при наложении СВЧ-напряжения производная  $\frac{dU}{di} > 0$ . Используются как нелинейные элементы в схемах преобразования частоты, параметрического усиления, управления амплитудой, фазой и даже направлением распространения сигнала в линиях передачи (это детекторные, смесительные, управляющие диоды).

Вторая группа — *диоды с отрицательным дифференциальным сопротивлением*, возникающим при наличии СВЧ-полей (диоды ЛПД, диоды Ганна).

### 9.1.2 Детекторные и смесительные диоды

Детекторы и смесители используются для преобразования СВЧ-токов в постоянные, или в токи низкой частоты, для удобства их индикации и усиления. Полупроводниковые детекторы — это выпрямители, использующие в основном выпрямляющие свойства переходов типа металл-полупроводник. Как известно, в месте контакта двух материалов с различным значением работы

выхода электронов возникает контактная разность потенциалов, называемая *потенциальным барьером*. Этот барьер снижается при прямом смещении и увеличивается при обратном. Поэтому проводимость перехода зависит от полярности приложенного напряжения, что обуславливает выпрямляющее действие перехода.

Переходы типа металл-полупроводник бывают точечными, когда к полупроводниковому кристаллу прижимается металлическая игла, или переходы с барьером Шотки, когда на полупроводник напыляют металлический слой. На рис. 9.1, *а* показано устройство точечного диода с кристаллом 1 и иглой 2 в корпусе из керамического изолятора 3 и цилиндрических выводов 4 и 5. На рис. 9.1, *б* показан один из вариантов бескорпусного диода с барьером Шотки (ДБШ) с изолятором из компаунда 3 и ленточным выводом 4, обладающий стабильными характеристиками.

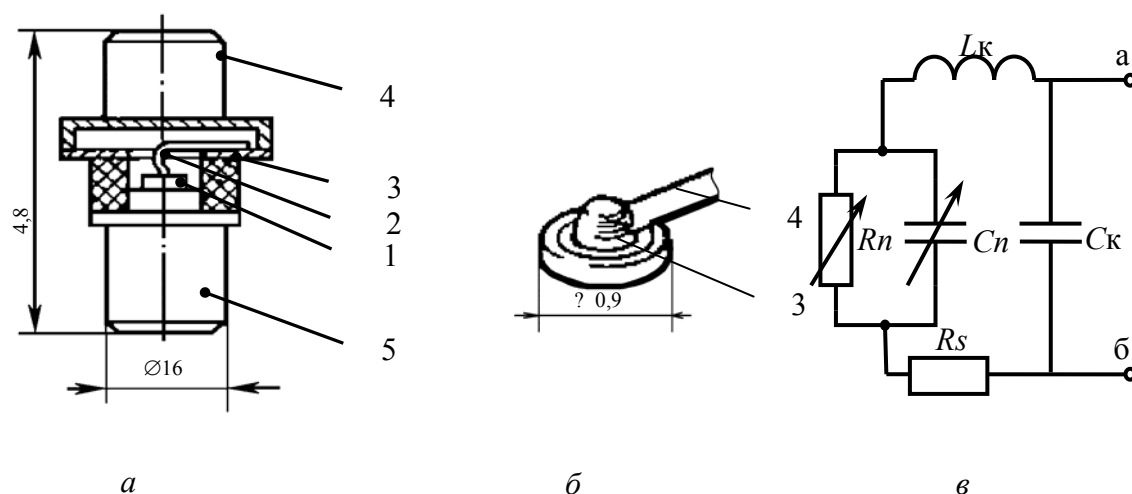


Рис. 9.1 — Полупроводниковые диоды и их эквивалентная схема

Эквивалентная схема детекторных и смесительных диодов совпадает со схемой на рис. 9.1, *в*. Зависимости сопротивления  $R_n$  и емкости  $C_n$  перехода от напряжения смещения приведены на рис. 9.2, *а*. ВАХ-диодов (рис. 9.2, *б*) задается выражением

$$I = I_0 e^{\left(\frac{U}{\phi_m} - 1\right)}$$
, где  $U$  — напряжение на диоде;  $\phi_m$  — потенциал, соответствующий работе выхода;  $I_0 = qS(D_n n_{po} / L_n + D_p p_{no} / L_p)$ ;  $D_n, D_p$  — коэффициенты диффузии;  $L_n$  — диффузионная длина электронов в  $p$ -область,  $L_p$  — диффузионная длина дырок в  $n$ -об-

ласть;  $n_{po}$ ,  $p_{no}$  — концентрация электронов и дырок, являются основными характеристиками заданного материала,  $S$  — площадь.

На рис. 9.2, б иллюстрируется по ВАХ-диоода появление постоянного тока  $I_0$  во внешней цепи схемы при подаче на диод СВЧ-сигнала  $U = U_m \sin \omega t$ .

Поскольку ВАХ детекторов СВЧ близка к квадратичной зависимости, можно считать, что  $I_0 \approx kU_m^2 \approx \beta P_{ex}$ , где  $k$  и  $\beta$  — коэффициенты пропорциональности. Величина  $\beta$  называется *чувствительностью по току* и является основным параметром детектора. Чувствительность по току не является стабильной и находится в пределах 1...5 А/Вт для точечных диодов и 3...10 А/Вт для ДБШ. Она зависит от частоты и уровня входного сигнала, от степени контакта и температуры. Значение  $\beta$  уменьшается по мере эксплуатации диода.

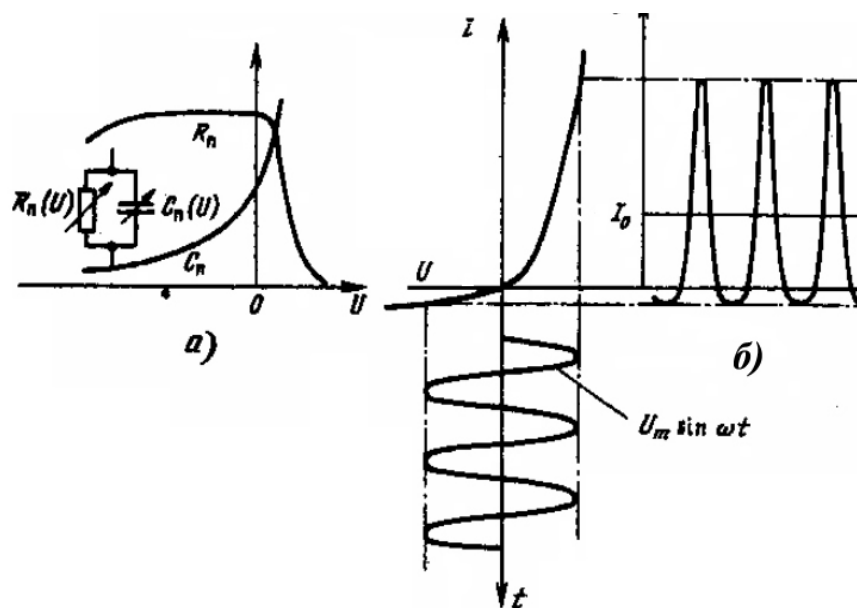


Рис. 9.2 — Характеристики перехода и его выпрямляющее действие

Поэтому детекторные диоды используются не для измерения мощности, а лишь для ее индикации. Допустимая мощность, которую может выдержать диод без «выгорания» контакта, не превышает нескольких десятков милливатт. Минимальная мощность входного сигнала, которую можно обнаружить на фоне собственных шумов детекторного диода, составляет  $10^{-8} \div 10^{-9}$  Вт.



Предельная частота согласно выражению  $f_{\text{пред}} = 1/(2\pi R_s C_n)$  достигает 300 ГГц при  $R_s < 1$  Ом и  $C_n < 0,5$  пФ.

На рис. 9.3, а, б приведены волноводная детекторная головка и схема подключения к диоду измерителя постоянного тока. На рис. 9.3, в представлена схема включения детектора в зондовую коаксиальную головку измерительной линии. Блокировочный конденсатор  $C_b$ , выполненный в виде слюдяной прокладки 1, замыкает высокочастотную часть цепи диода 2, отделяя ее от цепи постоянного тока 3.

Смесительные диоды почти не отличаются по характеристикам и конструкциям от детекторных. Кроме основного сигнала  $f_c$ , в смесительную головку подается сигнал от маломощного генератора — гетеродина  $f_2$ . Основной задачей смесителя является выделение *промежуточной частоты*,  $f_{\text{пром}}$ , определяемой разностью частот обоих сигналов, т.е.  $f_{\text{пром}} = f_2 - f_c$ .

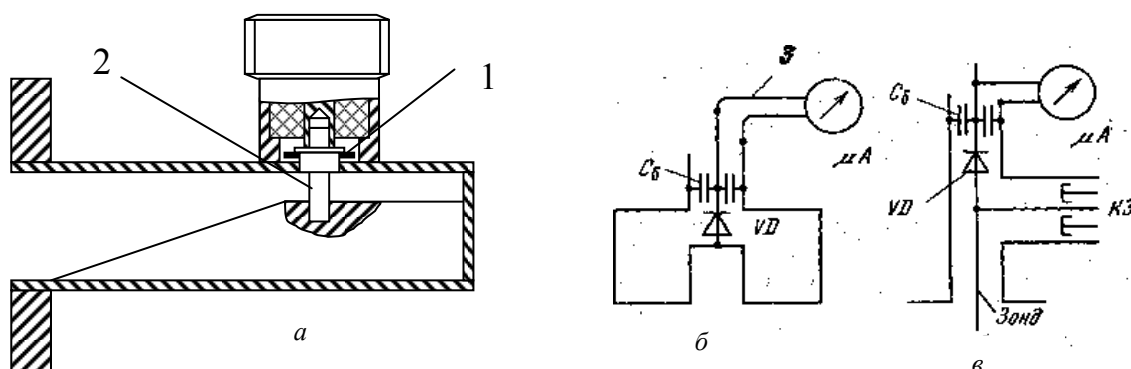


Рис. 9.3 — Волноводная детекторная головка и схемы включения диодов

Основным параметром смесителей является величина *потерь преобразования*  $L_{\text{пр}}$ , определяемая отношением мощностей основного входного сигнала  $P_c$  и сигнала промежуточной частоты на выходе смесителя  $P_{\text{пром}}$ , т.е.  $L_{\text{пр}} = 10 \lg(P_c / P_{\text{пром}})$ . Значения  $L_{\text{пр}}$  — составляют 3...10 дБ. Не менее важным параметром является *коэффициент шума*  $F_{\text{ш}}$  смесителя, от которого зависит шум-фактор на входе супергетеродинного приемника. Типичные значения для смесителя  $F_{\text{ш}}$  в пределах от 5...8 дБ в сантиметровом

диапазоне до 10...12 дБ в миллиметровом диапазоне длин волн. Значения  $L_{np}$  и  $F_{ш}$  зависят также от мощности гетеродина  $P_2$  и являются минимальными при  $P_2 = 1...3$  мВт.

### 9.1.3 Управляющие (переключательные) диоды

Управляющие диоды позволяют создавать СВЧ-устройства различного назначения, например аттенуаторы, фазовращатели, выключатели и переключатели каналов СВЧ-мощности и т.п.

Примером управляющих диодов может быть  $p-i-n$ -диод, представляющий трехслойную структуру (рис. 9.4), в которой сильно легированные  $p$ - и  $n$ -области разделены высокоомной областью  $i$  с собственной проводимостью, называемой базой диода.

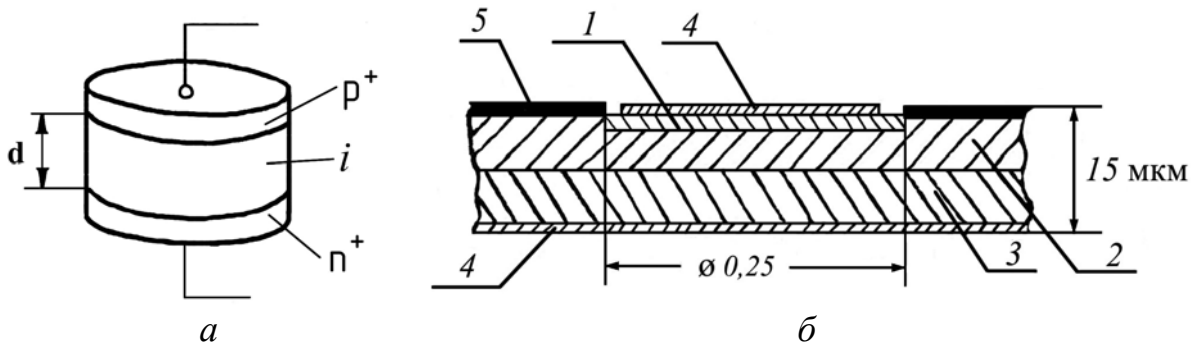


Рис. 9.4 — Полупроводниковая структура  $p-i-n$ -диода

На границах раздела полупроводниковых слоев с различным типом проводимости образуются выпрямляющие переходы, препятствующие диффузии носителей заряда в базу диода из  $p$ - и  $n$ -слоев при запирающем или при нулевом управляющем напряжении на диоде. Из-за высокого сопротивления базы  $p-i-n$ -диод оказывается непроводящим на СВЧ. Малая продолжительность положительного полупериода СВЧ-сигнала не позволяет создать в базе достаточную концентрацию носителей. При подаче на  $p-i-n$ -диод положительного управляющего напряжения переходы отпираются и носители — электроны из  $n$ -области и дырки из  $p$ -области проникают в базу диода, превращая её в проводник. Для поддержания низкого сопротивления открытого  $p-i-n$ -диода через него необходимо пропускать ток смещения в 10—500 мА, в зависимости от типа диода, возмещающий потери свободного заряда

в базе за счет рекомбинации электронов и дырок. Запасенный в базе открытого  $p-i-n$ -диода объёмный заряд позволяет пропускать через него токи СВЧ с амплитудой в сотни ампер при низком сопротивлении диода, без свойств выпрямления.

При увеличении толщины  $i$ -слоя увеличивается сопротивление диода в открытом и закрытом состояниях, а также растёт пробивное напряжение и уменьшается емкость перехода. В мощных диодах необходимо увеличивать площадь перехода. Толщина  $d$  базового  $i$ -слоя может лежать от 3—5 мкм до 200÷500 мкм.

При отсутствии постоянного напряжения и тока прямого смещения такой диод представляет собой чистую емкость (0,01—1 пФ).

Существенным недостатком  $p-i-n$ -диодов является большое время переключения (десятки микросекунд). Для уменьшения времени переключения используют диоды с барьером Шоттки, у которых отсутствует эффект накопления заряда, отчего время переключения — десятки наносекунд.

**Диодный выключатель** — это устройство, в котором при изменении полярности управляющего напряжения изменяется сопротивление диода, что обеспечивает прекращение или ослабление передаваемого в тракте сигнала.

Рассмотрим работу выключателя (рис. 9.5).

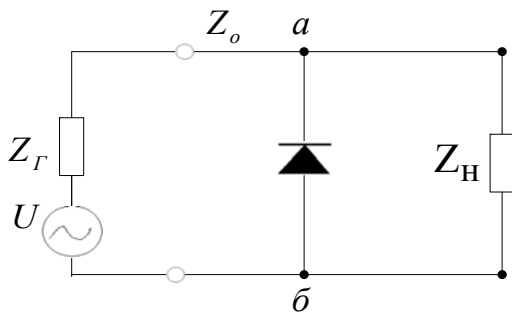


Рис. 9.5 — Схема включения управляющего диода СВЧ тракт

Линия передачи согласована с сопротивлениями генератора и нагрузки ( $Z_G = Z_0 = Z_N$ ), диод параллельно включен в линию, и его полное сопротивление с элементами крепления и настройки в точках  $a$ - $b$  равно  $Z_0 = Z_{ab}$ . При подаче большого запирающего напряжения сопротивление диода

велико и он не нарушает распространения волны в линии передачи. Если подать на диод напряжение в прямом направлении, его сопротивление становится близким к нулю. Волна почти полностью отражается от диода, в нагрузку просачивается небольшая часть входной мощности. Сам диод при этом не поглощает мощности, а следовательно, может управлять величинами мощностей, значительно превышающими его допустимую мощность рассеяния.

Найдем условия, при которых выключатель вносит минимальные потери  $L_n$  в тракт в режиме пропускания волны (диод заперт) и максимальные потери  $L_3$  в состоянии непропускания (диод открыт). Коэффициент потерь  $L$  в общем случае связан с коэффициентом отражения  $\Gamma$  отношением [2]:

$$L = 10 \lg \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}} = 10 \lg \frac{1}{1 - |\Gamma|^2} = 10 \lg \left| 1 + \frac{Z_0}{2\dot{Z}_{a\bar{b}}} \right|^2. \quad (9.4)$$

Коэффициент отражения определяется проводимостью диода  $\dot{Y} = G + jB$ . При условии согласования, когда  $Z_n = Z_0$ , проводимость в точках подключения диода  $a$ - $\bar{b}$  (рис. 9.5) становится  $\dot{Y}_\partial = \frac{\dot{Y}Z_0 + 1}{Z_0}$ , а величина коэффициента  $|\Gamma|$  равна

$$|\Gamma| = \frac{Z_\partial - Z_0}{Z_\partial + Z_0} = \frac{\dot{Y}Z_0}{2 + \dot{Y}Z_0}. \quad (9.5)$$

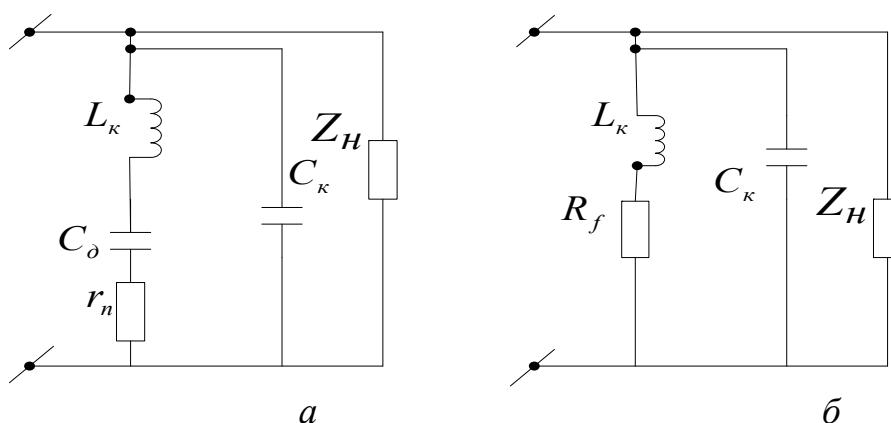


Рис. 9.6. Эквивалентные схемы управляющего диода:  
 $a$  — в режиме закрытого диода;  $\bar{b}$  — в режиме открытого диода

Подставляя выражения (9.5) и  $\dot{Y} = G + jB$  в (9.4), после преобразования получаем

$$L = 10 \lg \left( 1 + \frac{(0,5GZ_0)^2 + (0,5BZ_0)^2}{1 + GZ_0} \right). \quad (9.6)$$

**1-й сл.** При обратном смещении активное сопротивление диода (рис. 9.2,  $\bar{b}$ ) велико,  $r_\partial \gg 1/(\omega C_\partial)$ , реактивное сопротивление мало и его можно не учитывать; это режим пропускания сиг-

нала, эквивалентная схема диода на рис. 9.6, а. Полная проводимость этой схемы определяется выражением

$$Y_{np} = \frac{\frac{1}{r_n} \left( \frac{\omega}{\omega_{np}} \right)^2}{\left( \frac{\omega}{\omega_{np}} \right)^2 + \left[ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 \right]^2} + j\omega \left\{ C_\kappa + \frac{C_\delta \left[ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 \right]}{\left( \frac{\omega}{\omega_{np}} \right)^2 + \left[ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 \right]^2} \right\}, \quad (9.7)$$

где  $\omega_{np} = \frac{1}{(r_n C_\delta)}$  — предельная частота диода (9.1);  $\omega_p = (L_\kappa C_\kappa)^{-\frac{1}{2}}$  — частота последовательного резонанса элементов схемы. Обычно  $\omega_{np} \gg \omega_p \gg \omega$  ( $\omega$  — рабочая частота), тогда при выполнении этих условий выражение (9.7) будет равно

$$Y_{np} = \frac{1}{r_n} \left( \frac{\omega}{\omega_{np}} \right)^2 + j\omega(C_\delta + C_\kappa) = G_\Pi + j\omega C_\Pi. \quad (9.8)$$

Реактивную составляющую проводимости диода компенсируют на рабочей частоте, включая в тракт параллельно диоду индуктивность  $L_s$ , величина которой удовлетворяет условию:

$$\omega L_s = \frac{1}{\omega C_\Pi}. \quad (9.9)$$

В схеме образуется контур с добротностью  $Q_n = \frac{1}{2} \omega C_\Pi Z_0$ .

*Вывод:* в состоянии пропускания сигнала наименьшим коэффициент вносимого затухания  $L_n$  (9.6), при фиксированной величине  $G$ , будет при  $B = 0$  и при минимальном  $G$ .

**2-й сл.** При прямом смещении  $1/(\omega C_\delta) \gg r_\delta$  емкостью перехода можно пренебречь и пользоваться эквивалентной схемой рис. 9.6, б, для которой

$$Y_{зан} = \frac{R_f}{R_f^2 + (\omega L_\kappa)^2} + j \left[ \omega C_\kappa - \frac{\omega L_\kappa}{R_f^2 + (\omega L_\kappa)^2} \right], \quad (9.10)$$

где  $R_f = r_\delta + r_n$ . На низких частотах  $\left( \omega C_\kappa \ll \frac{1}{\omega L_\kappa} \right)$  в режиме «заперто» получаем

$$Z_{зан} = \frac{1}{Y_{зан}} = R_f + j\omega L_\kappa = R_f + jX_f. \quad (9.11)$$

Подставив (9.11) в (9.6), получим

$$L_3 = 10 \lg \left[ 1 + \frac{Z_o^2}{4(R_f^2 + R_f Z_o + X_f^2)} \right], \quad (9.12)$$

где  $X_f$  — реактивное последовательное сопротивление диода.

Чтобы в (9.12)  $L_3$  при заданном  $R_f$  было максимальной величины, необходимо  $X_f = 0$ . Это означает, что реактивное сопротивление диода следует скомпенсировать емкостью  $C_s$ , величина которой определяется условием  $1/(\omega C_s) = \omega L_\kappa$ . Эта же емкость служит одновременно и для развязки цепи питания диода по постоянному току. Полная схема выключателя с компенсирующими элементами на рис. 9.7.

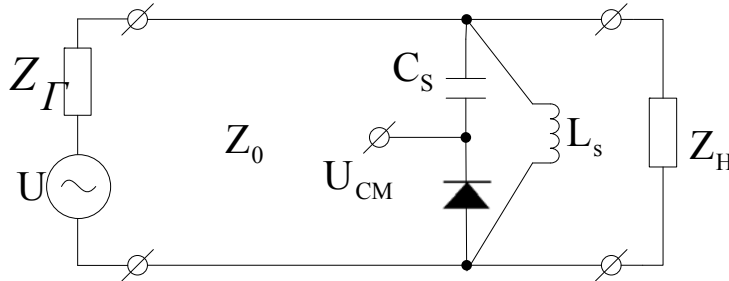


Рис. 9.7 — Эквивалентная схема управляющего диода с компенсирующими элементами

В схеме выключателя образовался еще один колебательный контур с добротностью  $Q_3 = \omega L_\kappa / R_f$ . Поскольку добротности  $Q_3$  и  $Q_n$  невелики, рабочая полоса частот выключателя может достигать до двух октав.

Чтобы работать в управляющих устройствах диоды должны иметь:

- большое активное сопротивление перехода  $r_\delta$  в запертом состоянии и малое — в открытом состоянии;
- минимальное сопротивление объема полупроводника  $r_n$ ;
- малые величины емкостей  $C_\kappa$  и  $C_\delta$ ;

- не зависимую от напряжения емкость  $C_d$ ;
- минимальную индуктивность корпуса  $L_k$ ;
- большое пробивное напряжение;
- минимальное время переключения из открытого состояния в закрытое.

Качество выключателя определяется потерями при передаче сигнала (9.12), причем потери в режиме пропускания  $L_n < 0,5$  дБ, а в режиме запираия  $L_z > 20 \div 30$  дБ. Режим работы выключателя, когда пропускание имеет место при  $U_{см} < 0$ , а запираение при  $U_{см} > 0$ , называют **прямым режимом выключения**.

**Коммутирующее устройство** на основе полоскового тройника приведено на рис. 9.8, где диоды включаются в линию передачи последовательно.

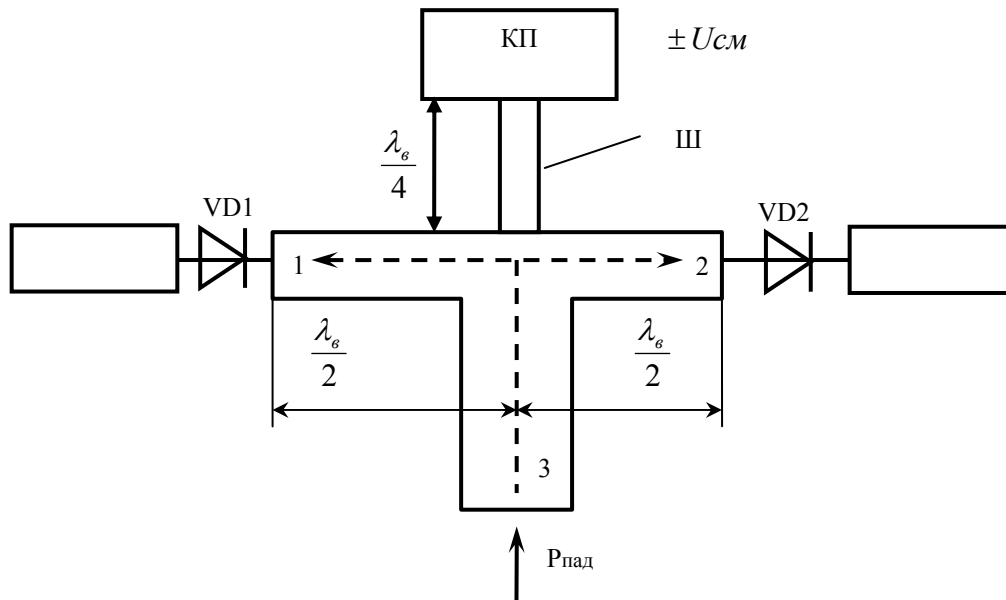


Рис. 9.8 — Схема коммутирующего устройства с использованием полоскового тройника

Подавая различные по знаку напряжения смещения на диоды VD1 и VD2, обеспечивают передачу мощности из плеча 3 либо в плечо 1, либо в 2 тройникового разветвления. Наилучшие условия передачи имеют место при расположении диодов на расстоянии в полволны от разветвления. Для подачи управляющего постоянного напряжения смещения используется дроссельная цепь, включающая высокоомный четвертьволновый шлейф Ш, соединенный с блокировочным конденсатором в виде контактной площадки КП. Полупроводниковые диоды обеспечивают высо-

кую скорость переключения благодаря малым значениям  $R_s C$ . Время переключения не превышает 3...5 нс.

**Переключатель на 2 канала** в коаксиальном исполнении показан на рис. 9.9. Входной сигнал подается в плечо 1. Штырь 2, перемещаемый гайкой 9, служит для согласования входа. Диоды 3 и 4 установлены на расстоянии  $\lambda/4$  от места разветвления входного сигнала, что обеспечивает максимальное входное сопротивление отрезка линии с открытым диодом. Шлейфы 5, 6 служат для настройки как компенсирующие индуктивности, а конденсаторы 7, 8 — являются компенсирующими и разделительными емкостями. В зависимости от того, на какой диод подается отпирающее напряжение, мощность из плеча 1 идет либо в плечо А, либо в плечо В.

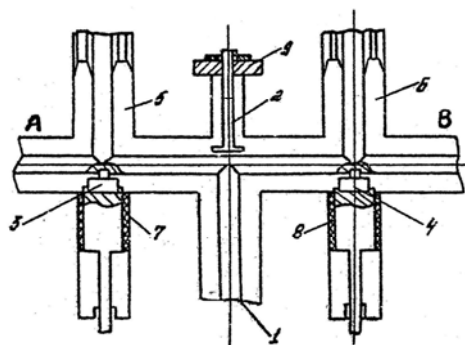


Рис. 9.9 — Переключатель на 2 канала в коаксиальном исполнении

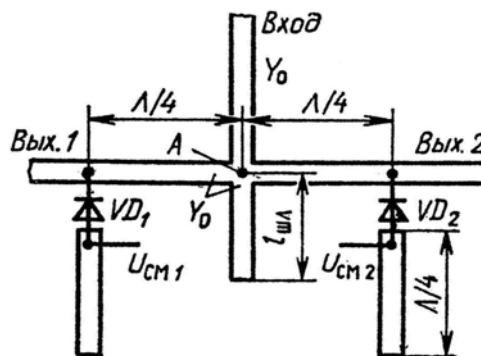


Рис. 9.10 — Схема двухканального переключателя на МПЛ

На рис. 9.10 представлена топология простейшего двухканального переключателя на МПЛ. На расстоянии  $\lambda/4$  от точки разветвления А включены параллельно  $p-i-n$ -диоды, осуществляющие коммутацию. Развязка по постоянному току выполнена на основе разомкнутых четвертьволновых отрезков линии передачи, которые в точках подключения напряжений смещения  $U_{см1}$  и  $U_{см2}$  создают режим короткого замыкания по сигналу СВЧ.

Пусть диод  $VD_1$  открыт, а диод  $VD_2$  закрыт. В этом случае мощность, поступающая на вход, передается в плечо 2. Входная проводимость плеча 1 переключателя в точке разветвления линии передачи равна  $Y_{вх1} = Y_0^2 / (Y_0 + G)$ , где  $Y_0$  — волновая проводимость подводящих линий; а  $G = 1/R_f$  — проводимость диода в



открытом состоянии. При  $G \gg Y_o$ , что соответствует открытому диоду,  $Y_{\text{вх1}} \rightarrow 0$ , что соответствует XX. В это время входная проводимость канала 2 в точке А при закрытом диоде  $VD_2$  определяется соотношением

$$Y_{\text{вх1}} = \frac{Y_o^2}{Y_o + G + jB_c} = \frac{Y_o^3}{(Y_o + G)^2 + B_c^2} - j \frac{B_c Y_o^2}{(Y_o + G)^2 + B_c^2}, \quad (9.13)$$

где  $G$ ,  $B_c$  — активная и реактивная составляющие проводимости  $p-i-n$ -диода в закрытом состоянии. При  $G \ll Y_o$  и  $B_c \ll Y_o$ , что справедливо для закрытого диода,  $Y_{\text{вх2}} = Y_o - jB_c$ . Компенсация индуктивного компонента  $Y_{\text{вх2}}$  осуществляется подключением к точке А дополнительного шлейфа, входная проводимость которого равна проводимости  $B_c$  диода. Длина шлейфа  $l_{\text{шл}}$  выбирается из условия

$$Y_{\text{шл}} = jY_o \operatorname{tg} \left( \frac{2\pi}{\lambda_l} l_{\text{шл}} \right) = jB_c, \text{ откуда } l_{\text{шл}} = \frac{\lambda_l}{2\pi} \operatorname{arctg} \left( \frac{B_c}{Y_o} \right). \quad (9.14)$$

Включение шлейфа обеспечивает режим согласования  $Y_{\text{вх2}} \approx Y_o$ .

Неидеальность параметров реальных  $p-i-n$ -диодов приводит к тому, что часть входной мощности ответвляется в закрытый канал. Соотношение между мощностями, прошедшими в закрытый  $P_{\text{зак}}$  и открытый  $P_{\text{отк}}$  каналы, зависит от качества  $p-i-n$ -диодов.

**Аттенюаторы на  $p-i-n$ -диодах** это управляемые электрически устройства для ослабления мощности в тракте. На рис. 9.11, а показана зависимость сопротивления  $i$ -слоя от прямого тока через диод. Эта зависимость свидетельствует о возможности плавной регулировки ослабления проходящего сигнала в тракте с диодом.

Управляемая мощность может достигать сотен ватт и ослабляться до 20 дБ. Ослабление происходит в основном за счет отражения, а не поглощения мощности в диоде. Потребляемая мощность от источника напряжения смещения тоже невелика и составляет сотые доли ватта. Недостатком аттенюатора на  $p-i-n$ -диоде является то, что он не согласован по входу. Для устранения этого недостатка используют балансную схему или ферритовый вентиль, либо ферритовый циркулятор.

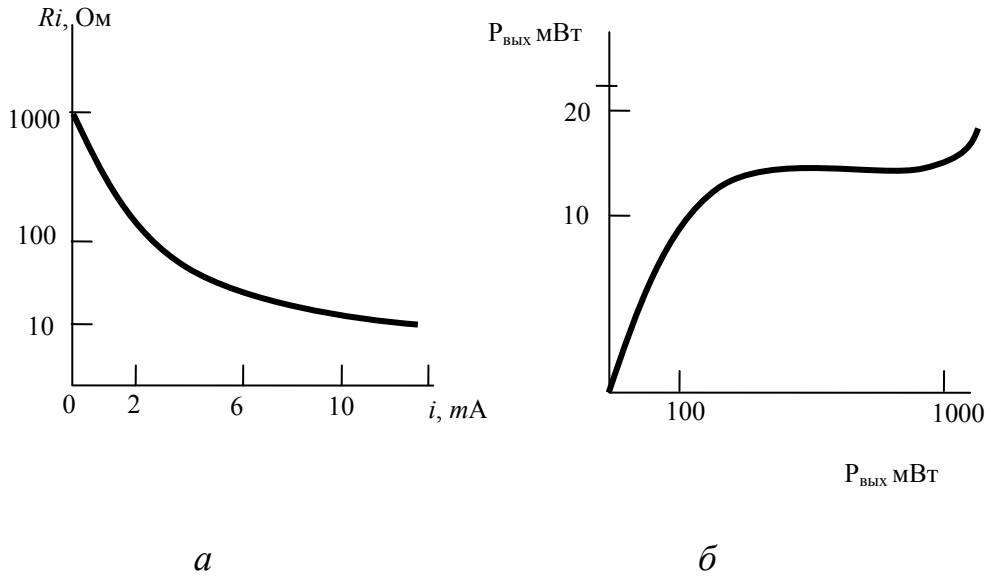


Рис. 9.11 — К пояснению принципа действия аттенюатора (а) и ограничителя (б) СВЧ-мощности на  $p-i-n$ -диодах

**Ограничители СВЧ-мощности.** Сопротивление диодов с  $p-n$  или  $p-i-n$ -структурами зависит также от уровня СВЧ-мощности, падающей на диод. Уменьшение сопротивления с увеличением мощности приводит к ограничению роста проходящей мощности, когда диод включен параллельно в линию передачи. В качестве ограничительных используют в основном  $p-i-n$ -диоды с небольшой толщиной  $i$ -слоя (1...3 мкм). Напряжение смещения на диод не подается, и он работает с короткозамкнутой внешней цепью. При малых уровнях мощности диод закрыт и не шунтирует передающую линию. При возрастании мощности за счет увеличения выпрямленного тока сопротивление диода уменьшается и увеличивается ослабление проходящего сигнала. Рост выходной мощности ограничителя замедляется в сравнении с увеличением входного сигнала, и она остается почти постоянной в широких пределах изменения входной мощности, как это видно из амплитудной характеристики ограничителя (рис. 9.11, б). Диодные ограничители являются широкополосными устройствами и используются в измерительной технике для выравнивания выходной мощности широкодиапазонных свип-генераторов.

**Полупроводниковый фазовращатель** на переключаательных диодах в качестве дискретного устройства показан схематично на рис. 9.12. Манипуляция режимами запираения и пропускания различных диодов позволяет изменять фазу отраженного

сигнала за счет изменения длины линии передачи  $L_j$ . Использование циркулятора на входе фазовращателя дает возможность разделить входной и выходной сигналы.

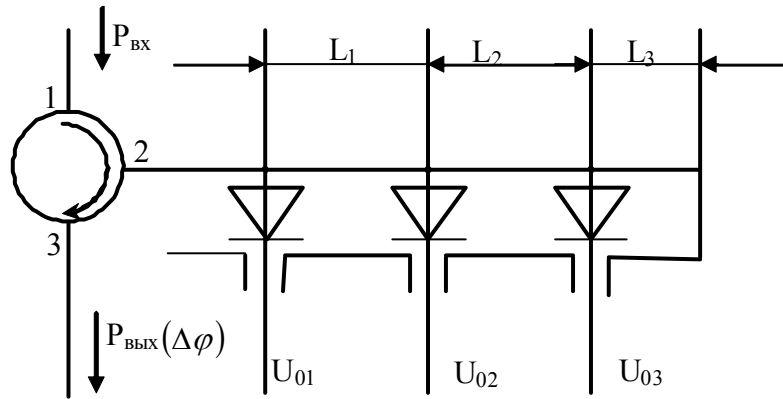


Рис. 9.12 — Схема фазовращателя на переключаемых диодах

## 9.2 Диоды с отрицательным дифференциальным сопротивлением

### 9.2.1 Туннельные диоды

Туннельные диоды (ТД) имеют структуру с тонким  $p$ - $n$ -переходом на основе сильно легированного полупроводника. Толщина обедненной рабочей области составляет менее  $10^{-2}$  мкм, время туннелирования электронов сквозь потенциальный барьер порядка  $10^{-13}$ — $10^{-14}$  с. В отсутствие внешнего напряжения существует туннелирование электронов из  $n$ - в  $p$ -области и обратно, однако потоки носителей заряда одинаковы и ток через переход отсутствует.

Эквивалентная схема (рис. 9.1, в) для падающего участка туннельного диода приведена на рис. 9.13, где  $r_d$  — отрицательное сопротивление перехода,  $C_d$  — барьерная емкость перехода;  $L_k, C_k$  — паразитные параметры корпуса,  $r_n$  — активное сопротивление диода; полное сопротивление диода без учета емкости корпуса, которую можно отнести к согласующему четырехполюснику, равно

$$Z_{\delta} = r_n + \frac{r_n}{1 + \omega^2 r_{\delta}^2 C_{\delta}^2} + j\omega \left( L_k - \frac{C_{\delta} r_{\delta}^2}{1 + \omega^2 r_{\delta}^2 C_{\delta}^2} \right) = R_{\delta} + jX_{\delta}, \quad (9.15)$$

или проводимость диода,

$$Y_{\delta} = Z_{\delta}^{-1} = (R_{\delta} - jX_{\delta}) / (R_{\delta} + jX_{\delta}) = G_{\delta} + jB_{\delta}. \quad (9.16)$$

ВАХ-диода имеет *N*-образную форму с падающим участком (рис. 9.14) при небольших прямых напряжениях.

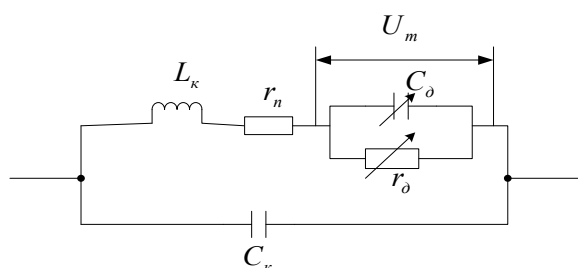


Рис. 9.13 — Эквивалентная схема туннельного диода

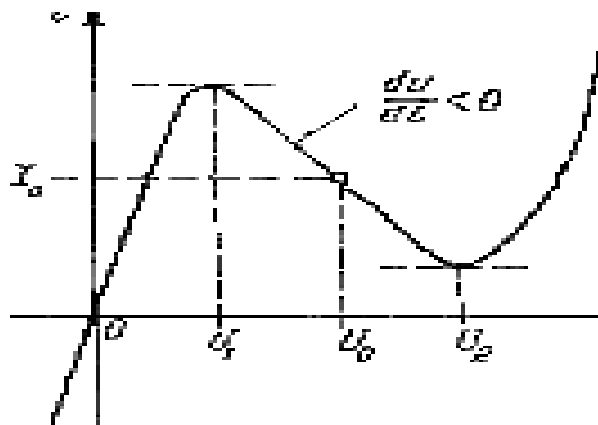


Рис. 9.14 — Статистическая ВАХ туннельного диода

Активное сопротивление  $R_{\delta}$  или проводимость  $G_{\delta}$  на падающем участке ВАХ — отрицательные величины при рабочих частотах  $f < f_{кр}$ , где критическая частота диода равна

$$f_{кр} = \frac{1}{2\pi |r_{\delta}| C_{\delta}} \sqrt{\frac{|r_{\delta}|}{r_n} - 1}. \text{ Обычно, в ТД } r_n = 2 \div 7 \text{ Ом; } |r_{\delta}| = 15 \div 150 \text{ Ом.}$$

Диоды имеют отрицательную активную проводимость в широком диапазоне частот от  $f_{кр}$  вплоть до  $f = 0$ . Изготавливаются ТД из арсенида галлия, антимонида галлия и германия. Диоды из германия имеют стабильные параметры, диоды из GaAs обладают большей областью отрицательного сопротивления и интервалом рабочих температур и меньшей емкостью перехода. Выходная мощность генераторов на ТД, которые включаются в схему всегда параллельно, лежит в пределах нескольких милливатт в диапазоне СМВ и не более нескольких десятков микроватт в ММВ. Это ограничивает их широкое применение. Электронная перестройка частоты составляет 15 %, а использование в колеба-

тельной системе диода с управляемой напряжением емкостью позволяет получить перестройку частоты генератора около октавы, причем с малой затратой мощности.

**Усилитель на ТД (УТД)** в СВЧ-диапазоне является регенеративной системой отражательного типа с использованием циркулятора (на других диодах схема аналогичная). Конструктивно может быть представлен (рис. 9.15): входной и выходной линиями передачи, циркулятором, ТД с колебательной системой, настроенной на частоту входного сигнала, и цепью, подводящей напряжение смещения  $U_0$ , соответствующее участку ВАХ, где  $R_d < 0$ , через балластное сопротивление  $R_r$  и фильтр ФНЧ.

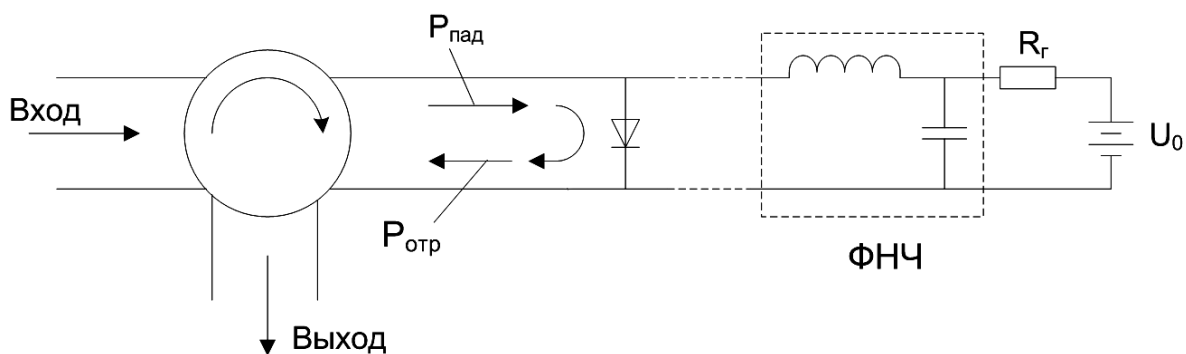


Рис. 9.15 — Усилитель отражательного типа на полупроводниковом диоде с отрицательным сопротивлением

Коэффициент отражения волны от диода на частоте  $f$ , при условии пренебрежения индуктивностью выводов и емкостью диода, запишется в виде:

$$\Gamma = \frac{R_d - Z_0}{R_d + Z_0} = -\frac{Z_0 + |R_d|}{Z_0 - |R_d|}. \quad (9.17)$$

Величина  $R_d$  определяется из статистической ВАХ-диоода.

Так как  $|\Gamma| > 1$  (9.17), то мощность отраженного сигнала  $P_{отр}$  превышает падающую на диод мощность  $P_{пад}$ . Поскольку  $P_{отр} = |\Gamma|^2 P_{пад}$ , то коэффициент усиления в децибелах такого регенеративного усилителя оказывается равным

$$K_{дБ} = 10 \lg \frac{P_{отр}}{P_{пад}} = 20 \lg |\Gamma|. \quad (9.18)$$

Циркулятор (рис. 9.15) позволяет разделить вход и выход усилителя. Статическая ВАХ ТД используется для оценки его работы в СВЧ-схемах. Пролетные явления в диоде можно не рассматривать. Основные проблемы разработки и применение этих диодов для диапазона СВЧ связаны со снижением емкостей диодных структур и индуктивностей корпуса и выводов, а также с уменьшением последовательного сопротивления потерь.

### 9.2.2 Лавинно-пролетный диод

Лавинно-пролетный диод (ЛПД) может работать в режиме генерации, усиления и умножения частоты в СВЧ-диапазоне. ЛПД выполняются из кремния или арсенида галлия и применяются на частотах от 1 до 150 ГГц.

Выходные мощности генераторов на ЛПД от сотен милливатт в ММВ до 12 Ватт в СМВ при КПД соответственно до нескольких десятков процентов.

*Структура генераторных ЛПД* представляет систему с резко несимметричным  $p$ - $n$ -переходом (рис. 9.16), т.е. имеется в виду скачкообразное изменение концентрации носителей от  $N_a$  к  $N_d$  в сечении технологической границы перехода. Если  $N_a \gg N_d$  или  $N_a \ll N_d$ , переход считается резким и несимметричным, если  $N_a = N_d$ , переход считается резким симметричным.

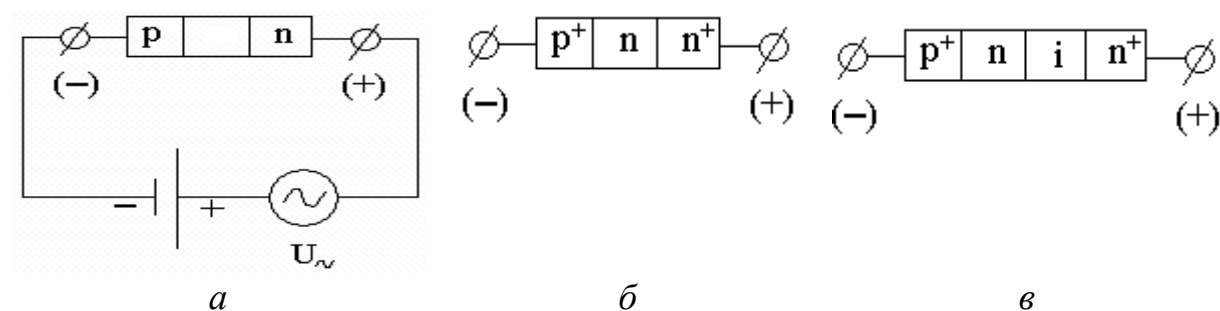


Рис. 9.16 — Структуры ЛПД с резким  $p$ - $n$ -переходом

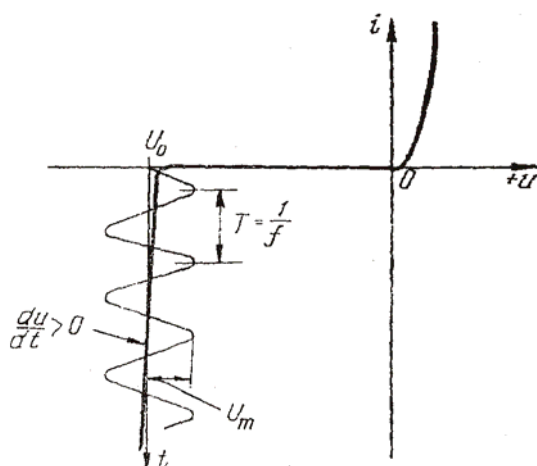


Рис. 9.17 — Вольт-амперная характеристика и рабочая точка  $U_0$  ЛПД

Если на диод, находящийся в резонаторе, подать обратное напряжение, близкое к напряжению пробоя, то возникают колебания, изменяющиеся с частотой  $f$  (рис. 9.17). В области повышенной напряженности электрического поля на границе  $p^+$ - и  $n$ -областей периодически образуются сгустки носителей заряда (электроны).

Сгустки движутся в  $n$ -области, в тормозящем поле, и отдают свою энергию СВЧ-полю резонатора.

Два основных процесса определяют энергетические преобразования в генераторах на ЛПД: *лавинный пробой и пролет носителей в пространстве дрейфа.*

**Физические процессы в статическом режиме** диода. На рис. 9.18 для структуры а) приведены: распределение концентрации — б), распределение напряженности электрического поля в статическом режиме — в) и изменение коэффициента ударной ионизации от координаты — г). Все значения, находящиеся на оси координат  $x$ , соответствуют диоду сантиметрового диапазона волн при обратном включении.

Вблизи технологического перехода ( $x = 0$ ) в  $n$ -области образуется зона (рис. 9.18, в), обедненная подвижными носителями, называемая запертым слоем. Толщина запертого слоя  $l_3$  увеличивается с увеличением обратного напряжения и уменьшается с уменьшением, т.к.  $l_3 = \varepsilon_r \varepsilon_0 E_m / q N_D$ , где  $E_m$  — напряженность электрического поля в запертом слое,  $q$  — заряд. При  $N_a \gg N_D$  обедненный слой располагается в  $n$ -полупроводнике с меньшей концентрацией примеси. В диодах сантиметрового диапазона толщина  $l_3$  обычно меньше расстояния между контактами  $l_k$  (рис. 9.18, а) для повышения надежности.

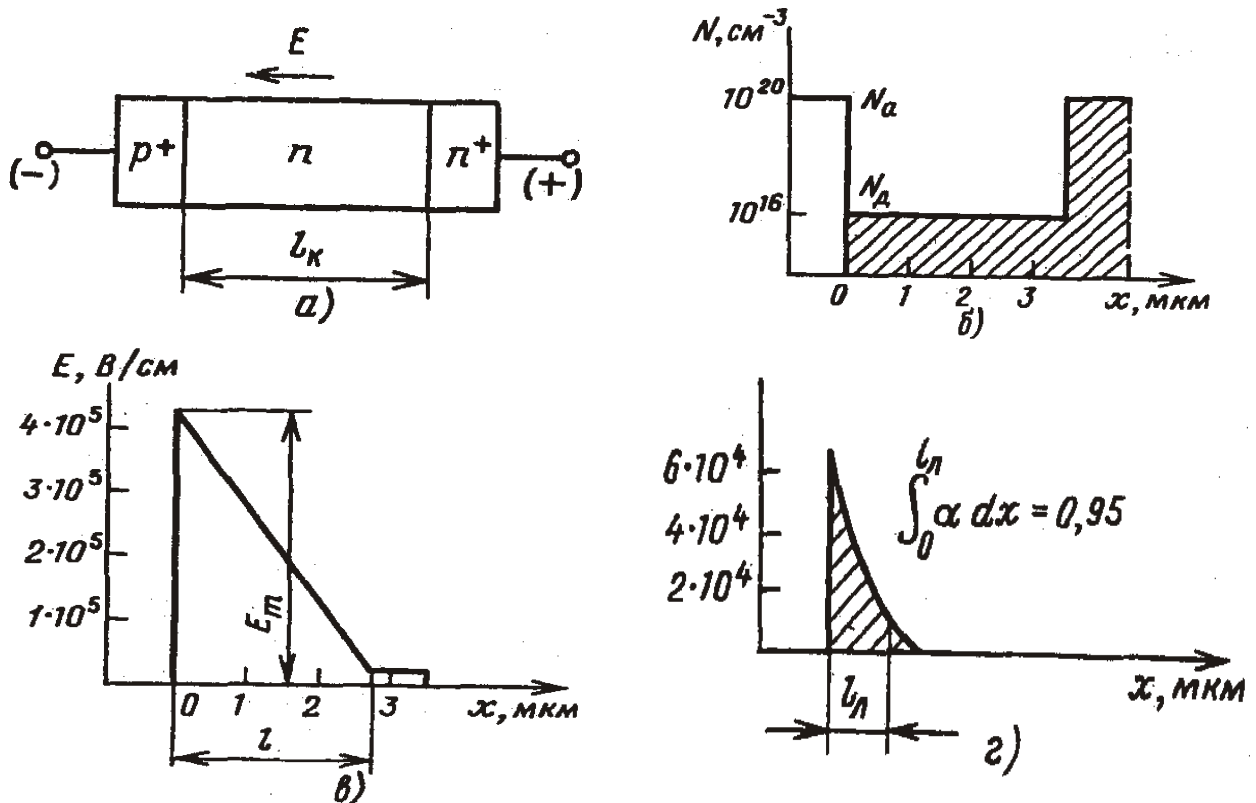


Рис. 9.18. Процессы в ЛПД в статическом режиме:  
 а — структура ЛПД; б — распределение концентрации;  
 в — распределение напряженности электрического поля;  
 з — изменение коэффициента ударной ионизации по координате  $x$

Движение носителей заряда в полупроводнике при слабом электрическом поле  $E_m \leq 10^3$  В/см рассматривается как суперпозиция хаотического движения со средней скоростью  $v$  и энергией  $W$  и направленного движения по полю или против поля (в зависимости от знака заряда) со средней дрейфовой скоростью  $\bar{v}_{op}$ . Движение носителей при столкновении с атомами кристаллической решетки, совершающими тепловые колебания, носит хаотический характер. Этот процесс характеризуется частотой соударений (или временем между соударениями), длиной свободного пробега и относительным изменением кинетической энергии носителей за одно столкновение  $\Delta W/W$ .

Хаотический характер движения электронов в кристалле позволяет рассматривать их как электронный газ с некоторой температурой  $T_s$ , определяемой по формуле  $\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2}kT_s$ , где  $k$  — постоянная Больцмана. В состоянии термодинамического равновесия



устанавливается средняя тепловая энергия электронов, соответствующая температуре решетки.

В слабых электрических полях, когда  $E \leq 10^3$  В/см, дрейфовая скорость носителей пропорциональна напряженности электрического поля  $v_{др} = \mu E$ , здесь  $\mu$  — подвижность. Полупроводник в слабых полях есть линейный резистор.

При увеличении электрического поля скорость носителей между соударениями увеличивается, носители не успевают отдавать решетке энергию, приобретаемую от поля за время свободного пробега, их средняя энергия увеличивается, они как бы разогреваются. Их энергия оказывается больше средней тепловой энергии состояния равновесия. Поэтому в сильных полях нарушается линейная связь между дрейфовой скоростью и напряженностью электрического поля (рис. 9.19), увеличивается средняя и электронная температура. Такие электроны называют «горячими».

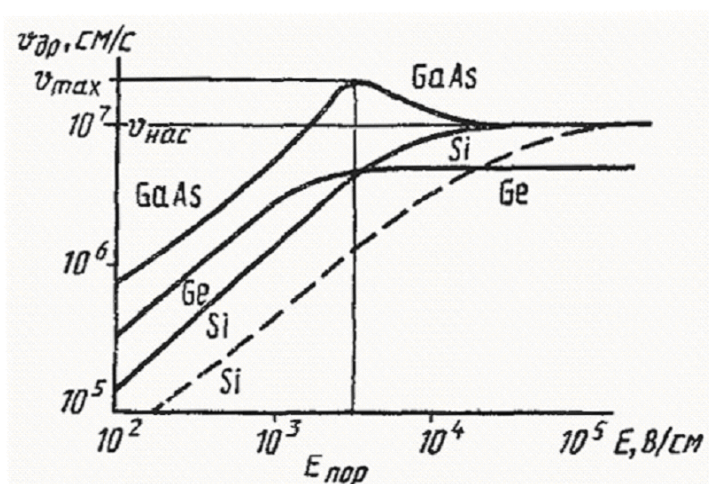


Рис. 9.19 — Зависимость скорости носителей от величины электрического поля для чистых полупроводников при  $T = 300$  К

Напряженность электрического поля влияет на дрейфовую скорость носителей. Рост дрейфовой скорости сначала замедляется, а при  $E > 10^4$  В/см прекращается, что эквивалентно уменьшению подвижности  $\mu$  с ростом  $E$ . Это явление называется насыщением дрейфовой скорости. Величина дрейфовой скорости насыщения  $V_{нас}$  близка к  $10^7$  см/с.

В сильных полях ( $E > 10^5$  В/см) наблюдается эффект ударной ионизации атомов кристаллической решетки. Происходит этот эффект тогда, когда энергия носителей больше энергии связей валентных электронов с атомами. Валентные электроны отрываются от атомов и переходят в зону проводимости. Процесс ударной ионизации характеризуется коэффициентами ударной

ионизации  $\alpha$  и  $\beta$ . Коэффициент  $\alpha$  — это количество пар электрон-дырка, создаваемых одним электроном при его проходе на единицу длины. Коэффициент  $\beta$  — это количество пар электрон-дырка, создаваемых одной парой электрон-дырка при ее проходе на единицу длины. Процесс ударной ионизации характеризуется коэффициентами ударной

ионизации:  $\alpha_n$  для электронов и  $\alpha_p$  для дырок (рис. 9.20). Коэффициент ударной ионизации определяется как среднее число электронно-дырочных пар, генерируемых электроном или дыркой при столкновении с атомами решетки на отрезке пути в 1 см.

Напряженность электрического поля  $E_m$  на границе  $p^+$ - $n$ -перехода будет максимальной (рис. 9.18, в). Зависимость коэффициента ионизации  $\alpha$  от напряженности электрического поля (рис. 9.20) резко снижается (рис. 9.18, з) при её уменьшении. Ионизация происходит в узком слое  $l_l$ , где  $E \geq E_m$ . Эта область называется слоем лавинного умножения.

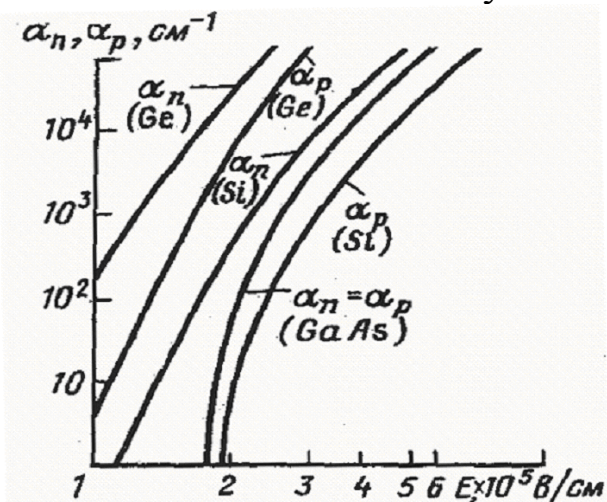


Рис. 9.20 — Зависимость коэффициента ионизации  $\alpha$  от напряженности электрического поля

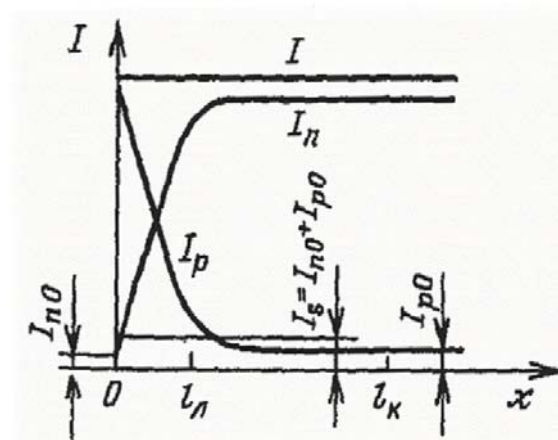


Рис. 9.21 — Поведение на границе обедненного слоя токов  $I_p$  и  $I_n$ .

Процесс лавинного размножения пар при обратном смещении вызывается экстракцией (вытягиванием) неосновных носителей: из  $p^+$ -области вытягивание электронов; из  $n$ -области — дырок, которые образуют на границе обедненного слоя токи  $I_{0p}$  и  $I_{0n}$  (рис. 9.21).

Движущиеся заряды при  $E \geq E_m$  в результате ударной ионизации создают новые пары. В статическом режиме полный ток в любом сечении одинаков.

Длина слоя лавинного умножения  $l_l$  составляет примерно  $0,25l_k$  и на этой длине генерируется 90÷95% электронно-дырочных пар. Длиной слоя дрейфа называется величина

$l_{др} = l_k - l_l$ , в которой электроны, поступившие из слоя умножения при  $E \geq 10^4$  В/см, перемещаются с постоянной скоростью  $v_H$ .

Согласно статической ВАХ ЛПД (рис. 9.22, а) при  $U < 0$  тепловой ток перехода  $J_s$  не зависит от напряжения, и обусловлен он неосновными носителями (дырками в  $n$ -области и электронами в  $p$ -области). При  $U \geq U_{np}$  возникает лавинный пробой и ток резко возрастает (рис. 9.22, б). Ограничение (регулировка) тока в этом режиме осуществляется внешней цепью. Источник питания должен быть с большим сопротивлением (внутренним или балластным резистором),  $R_b > R_{диф}$ ; где  $R_{диф}$  — дифференциальное сопротивление диода на лавинном участке.

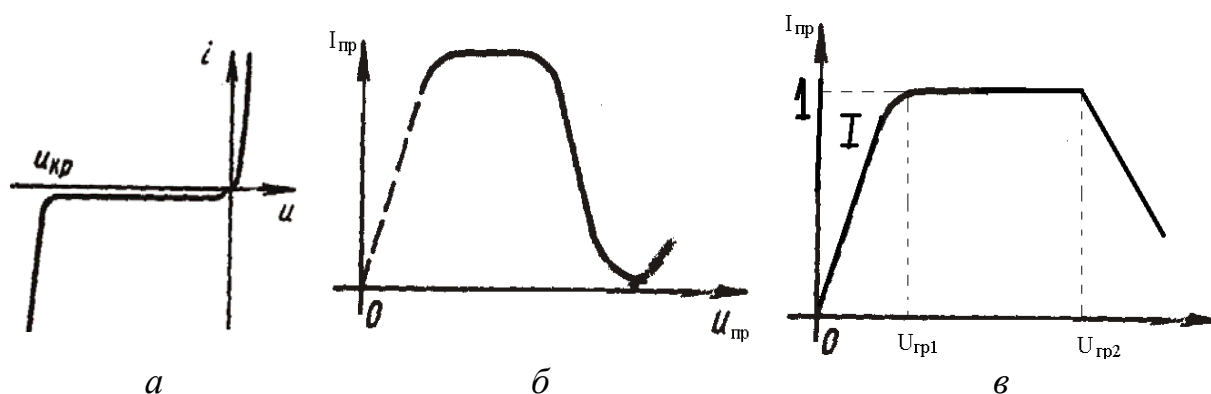


Рис. 9.22. Вольт-амперные характеристики ЛПД:  
а — статическая  $p$ - $n$ -перехода; б и в — динамическая,  
или колебательная, характеристика ЛПД

**Принцип действия генератора на ЛПД (ГЛПД)** можно рассмотреть, поместив диод в резонансную камеру. Подадим на диод обратное напряжение  $U_0 = U_{np}$  и допустим, что колебания в резонаторе возникают. Тогда на диоде (рис. 9.17) мгновенное напряжение будет  $U = U_0 + U_1 \sin \omega t$ , причем  $U_1 \ll U_0$ , половину периода колебаний будет выше пробивного  $U_{np}$ , а половину меньше  $U_{np}$  (рис. 9.23, а). Коэффициент ударной ионизации (рис. 9.18, з), зависящий от напряженности поля, тоже становится периодической функцией времени. Под действием поля  $E$  дырки сразу попадают в  $p$ -область на отрицательный электрод и участия в энергообмене не принимают, а электроны дрейфуют через пролетную  $n$ -область и участвуют в преобразовании энергии постоянного поля в СВЧ-энергию. Область лавинного умножения ограничена

узким слоем  $l_n$  вблизи контакта (рис. 9.18,  $z$ ), для которого  $E > E_{np}$ . Процесс лавинообразования запаздывает по отношению к изменению переменного электрического поля в слое умножения.

Это связано с тем, что поле  $E$  в каждый момент определяет не мгновенное значение лавинного тока  $J_n$ , а лишь скорость ударной ионизации электронно-дырочных пар и скорость изменения лавинного тока (рис. 9.23,  $б$ ). Изменение тока в структуре под действием напряжения  $U$  объясняется следующим образом. В момент  $t = 0$  напряжение становится выше  $U_{np}$ , и в области лавинного умножения  $l_n$  начинается экспоненциальный рост концентрации свободных электронов и дырок (рис. 9.23,  $б$ ). В соответствии с этим ток электронов  $I_n$  через границу слоя умножения нарастает по экспоненте до момента  $t_1$ , когда  $U$  становится меньше  $U_{np}$  и начинается резкий спад в результате вытягивания носителей полем из области генерации.

Итак, процесс нарастания лавинного тока прекращается при  $U \leq U_{np}$ , т.е. когда  $U_1$  переходит фазу своего нулевого значения. Поэтому при  $x = 0$  ток  $I_n$ , достигнув своей максимальной величины, оказался сдвинутым на угол  $\pi/2$  относительно максимума напряжения. При больших амплитудах переменного напряжения  $U_1$  лавинный ток имеет форму узких периодических импульсов (рис. 9.23,  $б$ ), повторяющихся с частотой  $f$ .

В области дрейфа, т.к.  $E > E_{nop}$ , движение осуществляется с насыщенной скоростью  $v_{dp} = v_n$  (рис. 9.19). Если длина слоя дрейфа  $l_{dp}$  выбрана такой (рис. 9.24), что время пролета сгустков электронов в ней равно половине периода колебаний,  $\tau_{np} = T/2$  (рис. 9.23,  $в$ ), то сгустки при движении будут непрерывно тормозиться переменным полем и отдавать свою энергию.

При пролете электронных сгустков через пространство дрейфа во внешней цепи возникает наведенный ток, форма которого (рис. 9.23,  $з$ ) близка к прямоугольной. Пунктиром там же изображена форма наведенного тока первой гармоники.

Зависимость наведенного тока во внешней цепи диода отличается от тока лавины в пролетном пространстве (рис. 9.23,  $в$ ). Колебания наведенного тока и переменного напряжения в пролетном пространстве сдвинуты по фазе на  $\pi$  (рис. 9.23,  $а, з$ ). Этот фазовый сдвиг определяется временем образования лавины ( $\pi/2$ )

и временем пролета сгустков через область дрейфа ( $\pi/2$ ). Период колебаний в системе  $T = 2\tau_{np}$ , откуда частота колебаний  $f = 1/T = 1/2\tau_{np} = v/2(l_k - l_l)$ . Если  $l_k \gg l_l$ ,  $l_k - l_l \approx l$ , то частота колебаний будет  $f(\text{ГГц}) = 50/l(\text{мкм})$ .

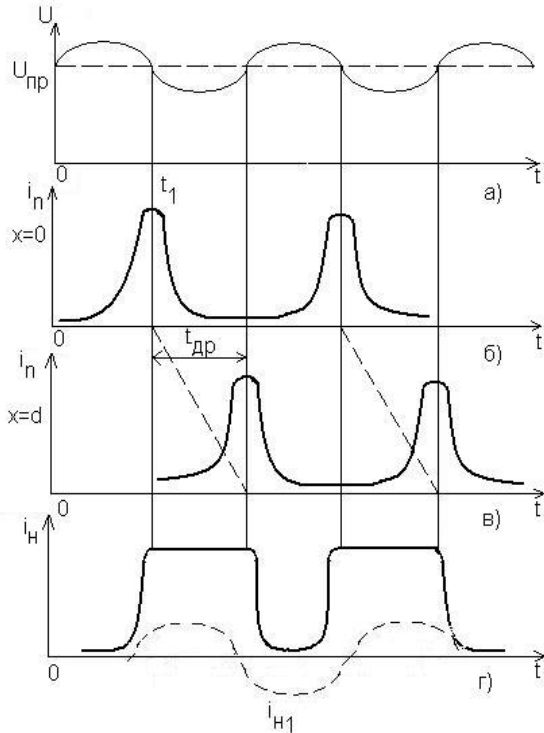


Рис. 9.23 — Временные зависимости, характеризующие динамический режим работы ЛПД

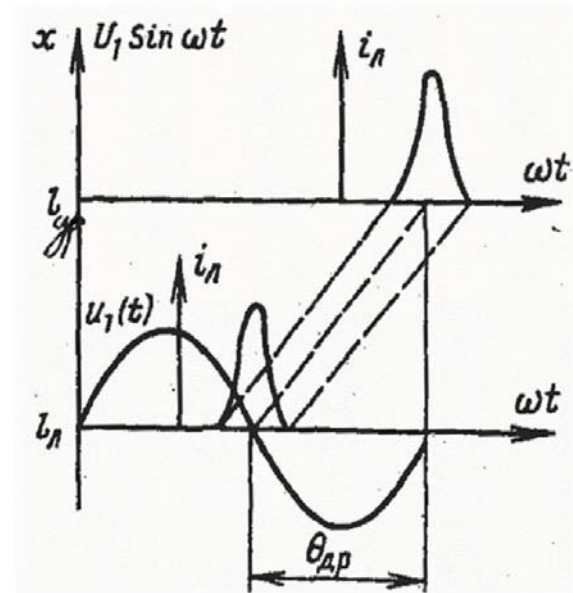


Рис. 9.24 — Диаграмма движения сгустка электронов в области дрейфа

Динамической характеристикой диода называют зависимость наведенного тока от напряжения на диоде  $I_n(U)$  в рабочем режиме (рис. 9.22, б). Штриховой линией показана зависимость тока при малых напряжениях, когда в пролетной области напряженность поля снижается столь существенно, что эта область теряет активные свойства и становится подобна резистору. Динамическая характеристика имеет вид  $N$ -типа.

**Линейная теория ГЛПД — случай одномерной модели** — строится для режима малых амплитуд и предполагает получение выражений: наведенного тока в цепи ГЛПД; выходной мощности и КПД; соотношений для параметров эквивалентной схемы.

В ЛПД плотность полного тока проводимости состоит из электронной составляющей  $j_n(x,t)$  и дырочной  $j_p(x,t)$ .

$$j(x,t) = j_n(x,t) + j_p(x,t). \quad (9.19)$$

Уравнения непрерывности (1.7) для дырок и электронов областей умножения и дрейфа при одномерной модели имеют вид:

$$\frac{1}{V_{np}} \frac{\partial j_p}{\partial t} - \frac{\partial j_p}{\partial x} = \alpha_n j_n + \alpha_p j_p; \quad (9.20)$$

$$\frac{1}{V_{nn}} \frac{\partial j_n}{\partial t} + \frac{\partial j_n}{\partial x} = \alpha_n j_n + \alpha_p j_p. \quad (9.21)$$

Складывая (9.20) и (9.21) с учетом  $\alpha_p = \alpha_n = \alpha$ ;  $I_n = qS nV_n$ ;  $I_p = qS pV_p$ ;  $I = I_p + I_n$ , где  $S$  — это площадь поперечного сечения,  $n, p$  — концентрация электронов и дырок,  $q$  — заряд электронов, получим

$$\frac{1}{V_n} \frac{\partial I}{\partial t} = - \frac{\partial(I_n - I_p)}{\partial x} + 2\alpha I. \quad (9.22)$$

Интегрируя (9.22) по  $x$  от 0 до  $l_L$  при следующих условиях (рис. 9.21)

$$\begin{aligned} \text{при } x = 0 \quad I_n(0) = I_{n0}; \quad I_p(0) = I - I_{n0}; \\ \text{при } x = l_L \quad I_p(l_L) = I_{p0}; \quad I_n(l_L) = I - I_{p0}. \end{aligned} \quad (9.23)$$

получим для тока лавины следующее уравнение

$$\frac{\tau_L}{2} \frac{1}{I} \frac{dI}{dt} = \int_0^{l_L} \alpha dx - 1 + \frac{I_S}{I}. \quad (9.24)$$

В статическом режиме  $\frac{dI}{dt} = 0$ ,  $I = I_0$ ,  $I_{n0} = I_{p0} = I_S$  коэффициент лавинного умножения будет равен

$$M = \frac{I_0}{I_S} = 1 / \left( 1 - \int_0^{l_L} \alpha dx \right). \quad (9.25)$$

Если  $\int_0^{l_L} \alpha(E) dx = 1$ , то величина  $M \rightarrow \infty$ . При этом  $I_0 \rightarrow \infty$ .

В режиме малых амплитуд для гармонических колебаний уравнение лавины (9.24) имеет вид

$$I_L = 2I_0 \alpha' \cdot \frac{U_L}{j\omega \tau_L} = \frac{U_L}{j\omega L_L}, \quad (9.26)$$

где  $\tau_L = \frac{l_L}{V_n}$  — время пролета носителей через слой умножения;

$\alpha' = \frac{d\alpha}{dE}$  — производная коэффициента ударной ионизации по

напряженности поля;  $U_{\text{Л}}$  — амплитуда напряжения на лавине; величина

$$L_{\text{Л}} = \frac{\tau_{\text{Л}}}{2I_0\alpha'} \quad (9.27)$$

представляет эквивалентную индуктивность лавинной области.

Полный ток в слое умножения равен сумме тока смещения и тока конвекционного (лавинного)

$$I_{\text{П}} = I_{\text{Л}} + I_{\text{см}},$$

где  $I_{\text{см}} = S\varepsilon\varepsilon_0(\partial E/\partial t) = j\omega C_{\text{Л}}U_{\text{Л}}$ , ток лавины (9.26), тогда

$$I_{\text{П}} = \frac{U_{\text{Л}}[1 - \omega^2 C_{\text{Л}}L_{\text{Л}}]}{j\omega L_{\text{Л}}} = I_{\text{Л}} \left( 1 - \frac{\omega^2}{\omega_{\text{Л}}^2} \right), \quad (9.28)$$

где  $C_{\text{Л}}$  и  $\omega_{\text{Л}}$  — емкость области умножения и лавинная частота, которые определяются выражениями

$$C_{\text{Л}} = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 S}{l_{\text{Л}}}; \quad (9.29)$$

$$\omega_{\text{Л}} = \frac{1}{\sqrt{C_{\text{Л}}L_{\text{Л}}}} = \sqrt{\frac{2I_0V_n\alpha'_n}{\varepsilon_0\varepsilon_r S}}. \quad (9.30)$$

Отношение лавинного тока к полному току обозначим

$$\gamma = \frac{I_{\text{Л}}}{I_{\text{П}}} = \frac{1}{1 - \omega^2/\omega_{\text{Л}}^2}. \quad (9.31)$$

Конвекционный ток в пространстве дрейфа, где движение носителей происходит с постоянной скоростью, отстает на угол  $\frac{\omega x}{v_n}$  от тока в слое умножения, в комплексной форме записывается

ся  $I_{\text{др}}(x, t) = I_{\text{Л}} e^{j\omega\left(t - \frac{x}{V_n}\right)}$  и позволяет определить наведенный ток

по (1.29), представив его в виде  $I_n = \int_0^{l_{\text{др}}} \frac{v_n}{l_{\text{др}}} dq$ . В этом соотношении

$v_n dq = v_n \rho S dx = I_{\text{др}} dx$ ;  $\omega l_{\text{др}}/v_n = \tau_{\text{др}} \omega = \theta_{\text{др}}$ , тогда

$$\dot{I}_n = I_{\text{Л}} \cdot e^{j\omega t} v_n \int_0^{l_{\text{др}}} \frac{e^{-j\omega x/V_n}}{l_{\text{др}}} \frac{dx \omega}{v_n \omega} = \frac{I_{\text{Л}} e^{j\omega t}}{j\theta_{\text{др}}} \left( 1 - e^{-j\theta_{\text{др}}} \right). \quad (9.32)$$

Полный ток во внешней цепи области дрейфа равен сумме емкостного и наведенного токов  $\dot{I}_n = \dot{I}_{\text{емк}} + \dot{I}_n = j\omega C_{\text{др}} U_{\text{др}} e^{j\omega t} + \dot{I}_n$ .

После подстановки в полный ток выражения (9.32) и преобразования, получим

$$\dot{I}_n = j \frac{\omega C_{dp} U_{dp}}{1 - \gamma \left( 1 - \frac{e^{-j\theta_{dp}}}{j\theta_{dp}} \right)}. \quad (9.33)$$

Сопротивление области дрейфа диода определяется выражением

$$\dot{Z}_{dp} = U_{dp} / \dot{I}_n = r_{dp} + jX_{dp}, \quad (9.34)$$

где

$$r_{dp} = \frac{1}{\omega \cdot C_{dp} \left( 1 - \frac{\omega^2}{\omega_{Л}^2} \right)} \cdot \frac{1 - \cos \theta_{dp}}{\theta_{dp}}; \quad (9.35)$$

$$X_{dp} = \frac{1}{\omega \cdot C_{dp}} \left( \gamma \frac{\sin \theta_{dp}}{\theta_{dp}} - 1 \right). \quad (9.36)$$

Эквивалентная схема ЛПД для режима малых амплитуд представлена на рис. 9.25, а, причем в точках а-а следует подключить вместо  $r_n$  и  $X_n$  схему рис. 9.25, б. На схеме:  $C_k, L_k$  — статические параметры корпуса диода;  $r_s$  — статическое сопротивление потерь;  $C_L$  и  $L_L$  определяются формулами (9.27) и (9.29);  $r_n$  и  $X_n$  — активное и реактивное сопротивления полупроводниковой структуры схемы (рис. 9.25, б), без учета потерь в контактах и в  $p^+$ - и  $n^+$ -областях.

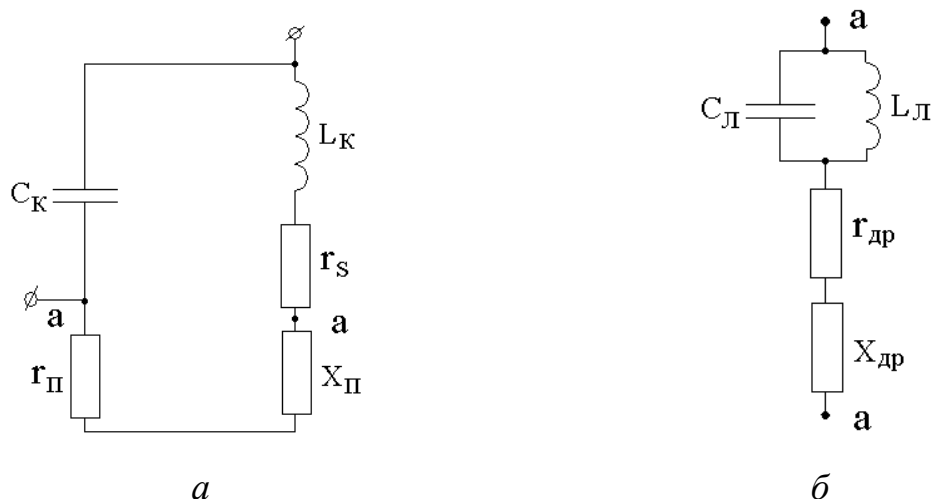


Рис. 9.25 — Эквивалентная схема ЛПД (а) и пролетного пространства (б)

Эквивалентные активное  $r_{dp}$  и реактивное сопротивления диода для области дрейфа  $jX_{dp}$  определяются углом пролета про-



странства дрейфа  $\theta_{др}$  и рабочей частотой. График зависимостей  $r_{др}(\theta_{др})$  и  $X_{др}(\omega)$  на рисунке 9.26.

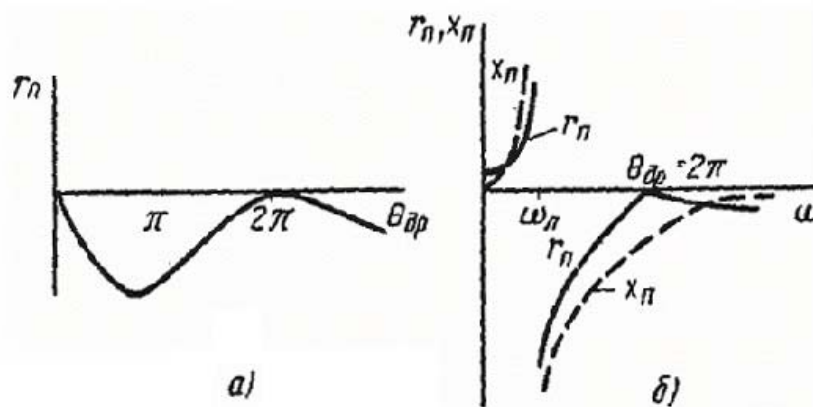


Рис. 9.26 — Зависимость активных и реактивных составляющих сопротивления ЛПД в пролетном режиме от угла пролета в области дрейфа (а) и частоты (б)

При  $\omega > \omega_L$  (рис. 9.26) сопротивление  $r_n = r_{др}$  будет отрицательным и максимальной величины при  $\theta_{др} \approx 2,4$  рад (или  $0,77\pi$ ) (рис. 9.26, а, б), а реактивное сопротивление диода носит емкостной характер (рис. 9.26, б). Область отрицательных сопротивлений соответствует широкому диапазону частот.

При  $\omega < \omega_L$  активное сопротивление диода положительное, а реактивное — имеет индуктивный характер (рис. 9.26, б).

Пусковой ток определяется из условия  $r_{др} \geq R_{ном}$ , т.е. когда отрицательное сопротивление диода будет больше или равно сопротивлению потерь в диоде, нагрузке и контуре —  $R_n$ .

В случае  $r_{др} < R_n$ , (но  $|r_{др}| > R_{ном}$ ) наступает устойчивая генерация. Из (9.35) после подстановки  $\omega_L$  (9.30) и некоторых преобразований получим выражение пускового тока

$$I_{пуск} = \frac{\pi}{\alpha'} \cdot \frac{(\omega \cdot C_d)^2}{\omega \cdot C_d + \frac{1 - \cos \theta_{др}}{\theta_{др} \cdot R_n}} \quad \text{или}$$

$$I_{\text{пуск}} = \frac{\frac{\omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_r U_0}{2\nu_n}}{1 + \frac{1 - \cos \theta_{\text{др}}}{\theta_{\text{др}} \omega \cdot C_d S R_n}}, \quad (9.37)$$

где  $S$  — площадь перехода;  $C_d$  — емкость перехода;  $U_0$  — напряжение смещения. Пусковой ток увеличивается с ростом рабочей частоты  $\omega$ , обычно он составляет десятки и сотни миллиампер.

**Выходную мощность и электронный КПД генераторов на ЛПД** можно оценить, если прямоугольную форму наведенного тока с длительностью  $\theta_{\text{др}}$  (рис. 9.23,  $z$ ) разложить в гармонический ряд Фурье. Выражение для постоянной составляющей и первой гармоники тока с частотой  $\omega$  получается в виде [1]

$$I_0 = \frac{1}{T} \int_0^T I(t) dt = \frac{I_{\text{max}} \theta_{\text{др}}}{2\pi};$$

$$I_1 = \frac{2}{T} \left[ \int_0^T I(t) \sin \omega t dt + j \int_0^T I(t) \cos \omega t dt \right] = I_{\text{max}} \frac{1 - \cos \theta_{\text{др}}}{\pi} + j I_{\text{max}} \frac{\sin \theta_{\text{др}}}{\pi}.$$

Откуда для оптимального режима, когда  $\theta_{\text{др}} = \pi$ , получаем

$$I_0 \approx I_{\text{max}}/2; \quad I_1 = 4I_0/\pi. \quad (9.38)$$

Величина  $I_{\text{max}}$  — допустимый ток при допустимом максимальном  $U_m$ .

Выходная мощность и КПД определяются соотношениями  $P_{\text{вых}} = 0,5 U_m I_1$ ;  $\eta = \frac{P_{\text{вых}}}{U_0 I_0}$ . Подставив  $I_1$  для случая оптимального режима (9.31), получим

$$P_{\text{вых}} = 2U_m I_0 / \pi; \quad (9.39)$$

$$\eta = \frac{2U_m}{\pi U_0}. \quad (9.40)$$

Амплитуда переменного напряжения меньше постоянного напряжения в области дрейфа в статическом режиме

$$U_m < U_0; \quad U_0 = U_{\text{др}} + U_{\text{Л}}; \quad U_m \leq (0,25 \div 0,5) U_0.$$

Поэтому  $\text{КПД}_{\text{max}} \approx 30\%$ .

В генераторах на ЛПД выходная мощность ограничена тепловыми и электрическими эффектами. Увеличение напряжения

$U_0$  ограничено возможностью пробоа, а малый объем и малая площадь поперечного сечения плохо отводят выделяемое тепло.

Предельная выходная максимальная мощность с учетом тепловых ограничений определяется соотношением [1]

$$P_{\text{вых}} \cdot f = \frac{\Delta T \lambda_{\text{ТП}}}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \cdot \frac{X_{\text{min}}}{\eta^{-1} - 1}, \quad (9.41)$$

где  $f$  — рабочая частота;  $\Delta T$  — допустимый перегрев полупроводниковой структуры;  $\lambda_{\text{ТП}}$  — коэффициент теплопроводности материала структуры;  $X_{\text{min}} = (\omega C)^{-1}$  — минимально допустимое значение реактивного сопротивления диода;  $\eta$  — полный КПД диодного генератора. Величина произведения  $(\Delta T \cdot \lambda_{\text{ТП}})$  максимальная у диодов из *Si* и *GaAs*.

Найдем предельные ограничения по электрическому режиму. Запишем выходную мощность ГЛПД в виде

$$P_{\text{вых}} = \frac{1}{2} \frac{U_m^2}{R'_H}, \quad (9.42)$$

где  $R'_H$  — эквивалентное сопротивление нагрузки, пересчитанное к зажимам подключения диода. Так как  $U_m < E_{\text{проб}} \cdot \frac{l_K}{2}$ , то мощность  $P_{\text{вых}} < E_{\text{проб}}^2 l_K^2 / (8R'_H)$ , и так как  $l_{\text{др}} = v_n / (2f)$ ,  $l_K > l_{\text{др}}$ , то если вместо  $l_K$  подставить  $l_{\text{др}}$ , неравенство сохранится

$$P_{\text{вых}} f^2 < E_{\text{проб}}^2 v_n^2 / (8R'_H). \quad (9.43)$$

Сравнивая (9.43) и (9.41), видим, что ограничение по электрическому режиму вызывает более резкое падение  $P_{\text{вых}}$  с ростом частоты. На частотах до 30—50 ГГц трудности рассеяния больших тепловых мощностей являются основными, на частотах более 50 ГГц малые размеры структуры не позволяют повышать рабочие напряжения.

**Конструкция автогенераторов на ЛПД** с широким диапазоном рабочих частот (приложение Ж) может быть коаксиально-волноводной с механической настройкой (рис. 9.27), при фиксированной рабочей частоте можно использовать полосковую конструкцию электродинамической системы генератора (рис. 9.28) или резонаторную систему с перестройкой частоты варисторами.

В коаксиально-волноводной конструкции генератора (рис. 9.27) диод (1) включен в разрыв центрального проводника (3) коаксиальной линии (2), проходящей через волновод шириной  $a$ . На другом конце коаксиальной линии расположена поглощающая нагрузка 4. Проложенной волноводный резонатор 7 образован индуктивной диафрагмой 8 и может перестраиваться по частоте путем погружения в волновод диэлектрического стержня 6. Диапазон механической перестройки частоты при этом составляет  $10 \div 20 \%$ .

Эквивалентная схема генератора изображена на рис. 9.27, б. Эта схема может быть преобразована (рис. 9.27, в), если сопротивление нагрузки  $Z_H$  и проходного резонатора 7 трансформировать в коаксиальную линию. На резонансной частоте сопротивление параллельного контура велико и СВЧ-мощность в поглощающей нагрузке  $Z_n$  не рассеивается. На других частотах нагрузка подавляет самовозбуждение генератора. Резистор 5 в цепи подачи смещения на ЛПД ограничивает постоянный ток. Автогенератор на ЛПД (рис. 9.28) выполнен на МКПЛ и работает в диапазоне 20 ГГц. Питание к диоду 1 подводится через фильтр 3, предотвращающий попадание СВЧ-сигнала в источник питания. Цепь блокировки — конденсатор  $C_p$  — разделяет цепи диода и выходного тракта по

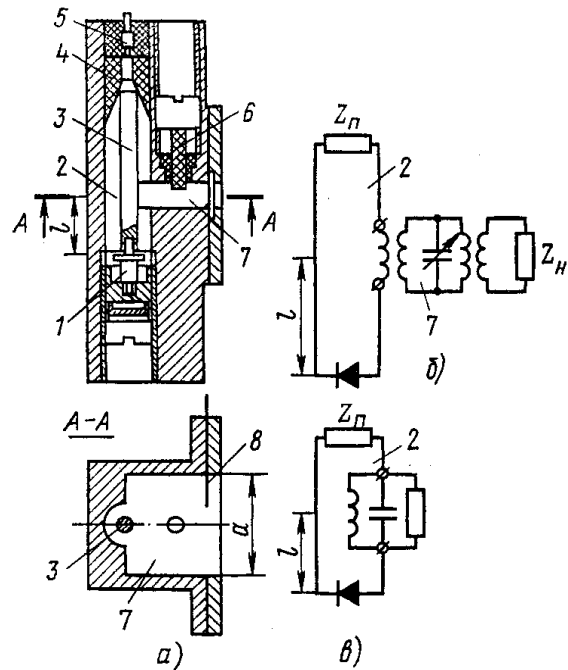


Рис. 9.27 — Общий вид коаксиально-волноводного генератора на ЛПД (а) и эквивалентные схемы (б, в)

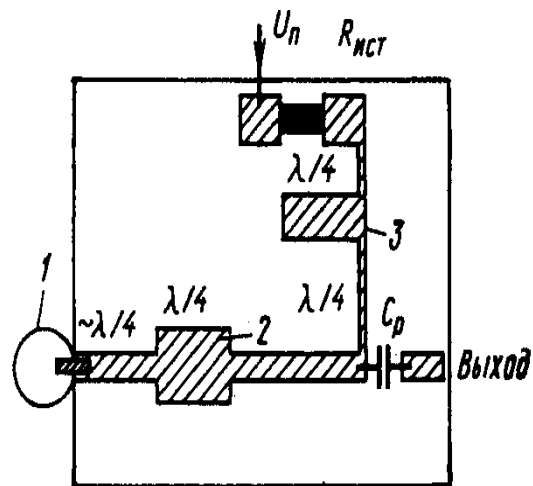


Рис. 9.28 — Топология автогенератора на ЛПД в микроволновом исполнении

постоянному току, настройка по частоте осуществляется изменением расстояния от неоднородности 2 до диода.

**Основные характеристики генераторов на ЛПД** зависят от параметров колебательной системы, от температуры, которая сказывается на зависимости среднего тока в режиме генерации диода при изменении величины напряжения смещения  $U_0$ . На рис. 9.29 изображена перевернутая вольт-амперная характеристика ЛПД. Автоколебательный режим реализуется при значениях тока, лежащих в пределах  $i_{0\min} \leq i_0 \leq i_{0\max}$  ( $i_{0\min}$  — пусковой ток). На ВАХ пунктиром нанесены изотермические зависимости, соответствующие различным температурам  $p$ - $n$ -перехода. Увеличение постоянного напряжения смещения на диоде сопровождается ростом лавинного тока, что, в свою очередь, ведет к повышению температуры  $p$ - $n$ -перехода и увеличению напряжения ионизации  $U_i$ . В результате, реальная зависимость  $i_0(U_0)$  в области  $i_0 > i_{0\min}$  оказывается более полой, чем изотермические. Кроме того, рост температуры  $p$ - $n$ -перехода диода с увеличением среднего тока  $i_0$  ограничивает максимум допустимого рабочего тока ГЛПД и максимальную колебательную мощность.

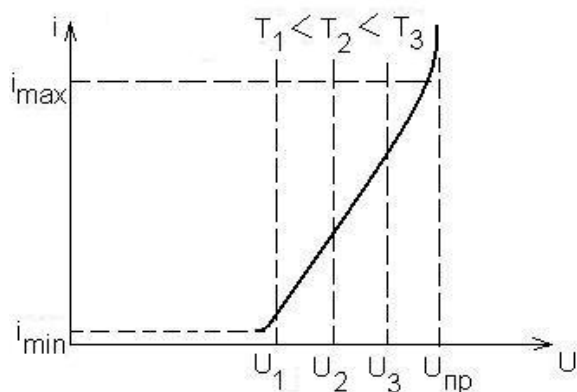


Рис. 9.29 — Перевернутая обратная ветвь ВАХ ЛПД

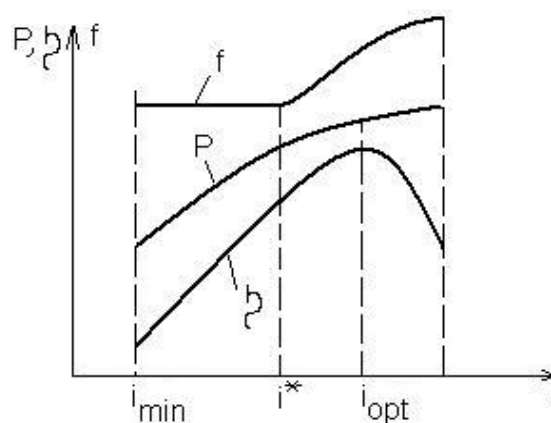


Рис. 9.30 — Основные характеристики ГЛПД в режиме генерации

Колебательная мощность с ростом среднего тока (рис. 9.30) имеет насыщение, которое может быть связано с температурным изменением временного сдвига между переменным током и колебательным напряжением на резонаторе. На появление такого

сдвига определенно указывает зависимость частоты колебаний от величины среднего тока при  $I_0 > I_0^*$  (рис. 9.30).

Напомним, что частота колебаний определяется временем пролета носителей в рабочей области и равна:  $f_{np} \cong \frac{v_H}{2l_k}$ , поэтому в первом приближении частота колебаний ГЛПД в линейном режиме не должна зависеть от тока. Однако с ростом тока  $i_0$  растет значение температуры в слое умножения диода и растет  $U_i$ , уменьшается временной сдвиг между максимумами переменного напряжения и лавинного тока  $p$ - $n$ -перехода (нелинейный режим), а это сопровождается возрастанием частоты колебаний и насыщением величины колебательной мощности. Максимальный КПД в пролетном режиме обычно реализуется при умеренных значениях среднего тока. Характеристики ГЛПД (рис. 9.30) можно строить и от напряжения смещения  $U_0$ , т. к., согласно (рис. 9.29), ток диода изменяется при изменении напряжения.

### 9.2.3 Диоды Ганна

Диоды Ганна в режиме генерации работают в диапазоне частот от 4 до 200 ГГц, обеспечивая выходную мощность от десятков милливатт до долей ватта в непрерывном режиме колебаний; в импульсном режиме, при длительности импульсов 1 мкс и скважности несколько сотен, выходная мощность увеличивается на порядок. Генераторы на диодах Ганна (ГДГ) применяются в модулях устройств ММВ. КПД генераторов составляет 1—5%. Изготавливаются диоды Ганна из арсенида галлия (GaAs) или фосфида индия ( $InP$ ).

Диод Ганна (ДГ) не содержит  $p$ - $n$ -переходов, представляет кристалл однородно легированного арсенида галлия электронной проводимости с двумя омическими кон-

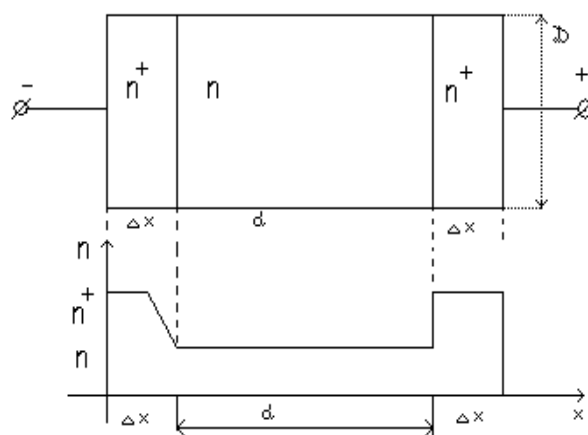


Рис. 9.31 — Структура диода Ганна и распределение концентрации

тактами на противоположных гранях (рис. 9.31).

Активная часть диода Ганна имеет длину  $d = 1—100$  мкм и концентрацию легирующих донорных примесей  $n = 2 \cdot 10^{14} — 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Слои  $\Delta x$ , с концентрацией примесей  $n^+ = 10^{18} \div 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, являются омическими контактами.

**Отрицательные дифференциальные подвижность и проводимость диода Ганна.** Если подать на диод постоянное напряжение  $U_0$ , то через него будет протекать ток переноса с плотностью

$$\vec{j}_0 = \rho \vec{v} = en\vec{v} = \mu \vec{E} n e = \sigma \vec{E}, \quad (9.44)$$

где  $n$  — концентрация электронов;  $v = \mu E$  — средняя дрейфовая скорость электронов;  $\mu$  — подвижность электронов;  $E$  — напряженность поля в диоде ( $E = \frac{U_0}{d}$ );  $e$  — заряд электрона,  $\sigma$  — проводимость материала.

Дифференциальная проводимость из (9.44)

$$\sigma_d = \frac{dj}{dE} = en \frac{dv}{dE}. \quad (9.45)$$

Когда подвижность не зависит от поля ( $\mu = \text{const}$ ), то  $dv/dE = \mu$ , а  $\sigma_d = \sigma$ . Дифференциальная проводимость в (9.45) станет отрицательной величиной, когда  $\frac{dv}{dE} = \frac{d(\mu E)}{dE} < 0$ , т.е. когда дрейфовая скорость будет уменьшаться с ростом напряжения. Это предполагает, что подвижность зависит от поля

$$\mu + E(d\mu)/(dE) < 0 \quad \text{или} \quad dE/E + d\mu/\mu < 0 \quad (9.46)$$

и сама будет отрицательной величиной:

$$\mu_d = \frac{dv}{dE} < 0. \quad (9.47)$$

Рассмотрим особенности арсенида галлия, для которого впервые была обоснована возможность получения отрицательной дифференциальной проводимости. На рис. 9.32 показана связь энергии электронов в валентной зоне (в.з.) и в зоне проводимости (з.п.) GaAs с волновым числом  $k$  (з.з. — запрещенная зона). Зависимость энергии  $\varepsilon$  от  $k$  в зоне проводимости имеет два минимума, которые называли долинами: — нижняя (или центральная) и верхняя (или боковая). Энергия и эффективная масса в верхней

долине (2) больше, чем в нижней (1):  $m_{эф2} = 1,2m$ , а  $m_{эф1} = 0,07m$ ,  $m$  — масса свободного электрона.

Подвижность «тяжелых» носителей в верхней долине  $\mu_2$  много меньше подвижности «легких» носителей в нижней долине:  $\mu_1 = 5000$ ;  $\mu_2 = 100$   $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . Интервалы энергий между долинами  $\Delta\varepsilon = 0,36\text{эВ}$  и между зонами В.З. и З.П.  $\Delta\varepsilon_0 = 1,4\text{эВ}$ .

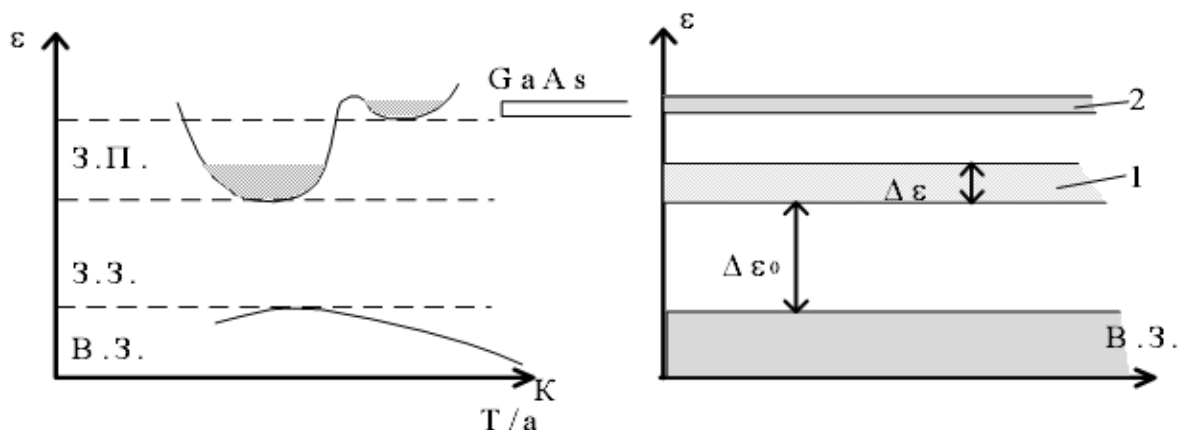


Рис. 9.32 — Зависимость энергии  $\varepsilon$  от волнового числа  $k$  в зонах

Наличие двух долин в зоне проводимости и послужили основой получения отрицательной дифференциальной проводимости.

Вероятность перехода электронов из нижней в верхнюю долину при заданной температуре  $T$  определяется величиной  $\exp(-\Delta\varepsilon/(kT))$ . Поэтому соотношение концентрации электронов в долинах равно

$$\frac{n_2}{n_1} = \left( \frac{N_2}{N_1} \right) \exp\left( -\frac{\Delta\varepsilon}{kT} \right),$$

где  $N_1$  и  $N_2$  — плотности энергетических состояний в долинах, связанные с эффективными массами соотношением

$$N_2/N_1 = (m_{эф2}/m_{эф1})^{3/2} \approx 70.$$

В отсутствии поля все электроны находятся в нижней долине  $n_1 \gg n_2$ . Однако соотношение  $n_1$  и  $n_2$  резко изменится, если в полупроводнике создано сильное электрическое поле. При напряженности в полупроводнике более некоторой пороговой величины ( $E > E_n$ ) основная часть электронов переходит из нижней долины в верхнюю, становится  $n_2 \gg n_1$ . Этот переход сопровождается уменьшением подвижности и дрейфовой скорости, что эквива-



лентно появлению отрицательной дифференциальной проводимости (рис. 9.33, между точками  $CD$ ).

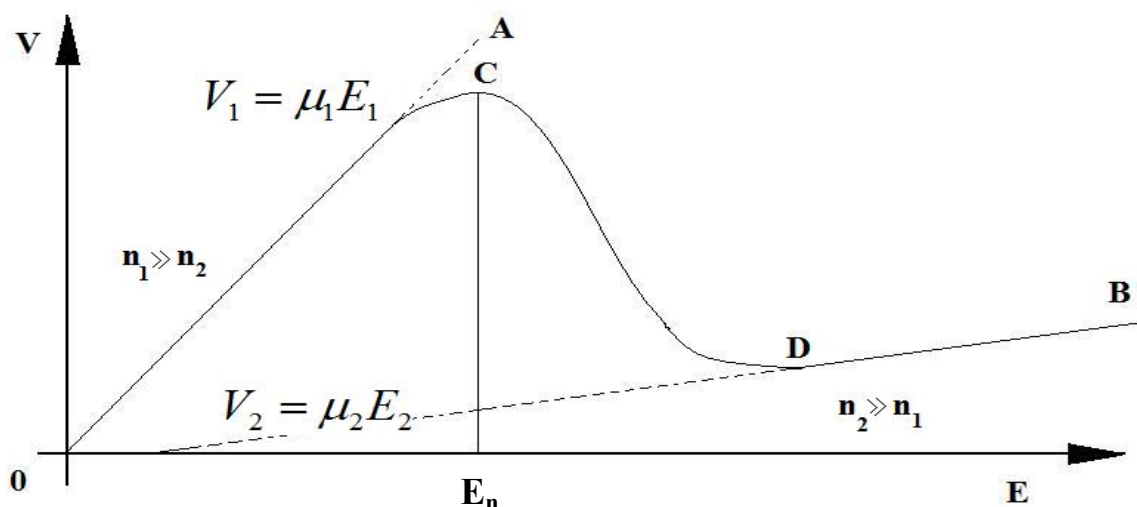


Рис. 9.33 — Зависимость средней скорости электронов от электрического поля

Зависимость  $v(E)$  (рис. 9.33) записывается [23] эмпирическим соотношением:

$$v(E) = \frac{\mu E + v_{нас} \left( \frac{E}{E_{max}} \right)^4}{1 + \left( \frac{E}{E_{max}} \right)^4}. \quad (9.48)$$

При  $E < E_{max}$  имеем  $v(E) \approx \mu E$ , если  $E \gg E_{max}$ , скорость  $v(E) \approx v_{нас}$ . На рисунке пунктирные прямые  $OA$  и  $OB$  соответствуют дрейфовым скоростям  $v_1 = \mu_1 E$  и  $v_2 = \mu_2 E$ , при этом  $\mu_1$  и  $\mu_2$  считаются постоянными, а их отношение  $\mu_1/\mu_2 = 50$ .

Зависимость дрейфовой скорости электронов от  $E$  при  $E < E_n$  совпадает с отрезком  $OA$  на линейной части, так как все электроны находятся в нижней долине, а при слабых полях  $\mu = \text{const}$ . С ростом поля кривая отклоняется вниз от прямой  $OA$  до точки  $C$  и вниз до точки  $D$ , так как обычно происходит уменьшение подвижности носителей. После перехода всех электронов зависимость  $v$  от  $E$  должна представляться участком  $DB$ . Переходный участок зависимости  $CD$  соответствует интервалу

полей, когда имеются электроны в обеих долинах, но соотношение концентрации непрерывно изменяется: левее точки  $C$  ( $n_1 > n_2$ ), правее точки  $D$  —  $n_2 > n_1$ . На участке  $CD$  можно говорить о некоторой эффективной (средней) скорости электронов обеих долин и эффективной подвижности, определяемых формулами

$$v_{\partial} = \frac{(n_1\mu_1E_1 + n_2\mu_2E_2)}{n_0}, \quad \mu = \frac{n_1\mu_1 + n_2\mu_2}{n_1 + n_2}, \quad (9.49)$$

где  $n_0 = n_1 + n_2$  — общее число электронов ( $n = 2 \cdot 10^{14} — 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ).

При  $n_2 \ll n_1$ ,  $V = V_1 = \mu_1 \cdot E$ , а при  $n_2 \gg n_1$ ,  $V = V_2 = \mu_2 \cdot E$ . Участку  $CD$  соответствует отрицательная дифференциальная подвижность  $\mu_d = \frac{dV}{dE} < 0$ .

Время установления отрицательной дифференциальной проводимости  $10^{-12}$  с для GaAs. Расчеты показывают, что при  $E > E_n$  скорость не растет по прямой ОВ а остается постоянной, называемой скоростью насыщения  $v_n = 10^7 \text{ см/с}$ .

### **Динамика доменов сильного поля**

Напряженность поля  $E$  в однородном образце пропорциональна приложенному напряжению, а ток — дрейфовой скорости. Поэтому можно принять, что кривая  $v(E)$  (рис. 9.33) изображает ВАХ (рис. 9.34) ДГ. Но падающий участок ВАХ в статическом режиме наблюдать не удастся.

Поэтому допускают, что отрицательная дифференциальная проводимость присуща лишь некоторой области образца, называемой областью объёмной неустойчивости, напряженность поля в которой отличается от поля в остальном объеме.

Возьмем образец длиной  $l$ , у которого на участке протяженностью  $d$  концентрация донорной примеси оказалась несколько меньше (увеличилось сопротивление), чем в остальной части об-

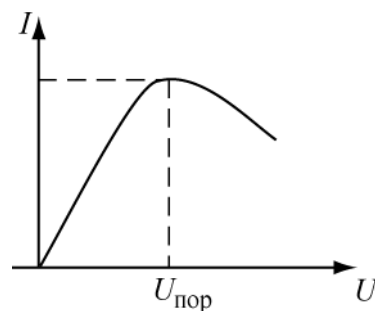


Рис. 9.34. — Вольт-амперная характеристика диода Ганна

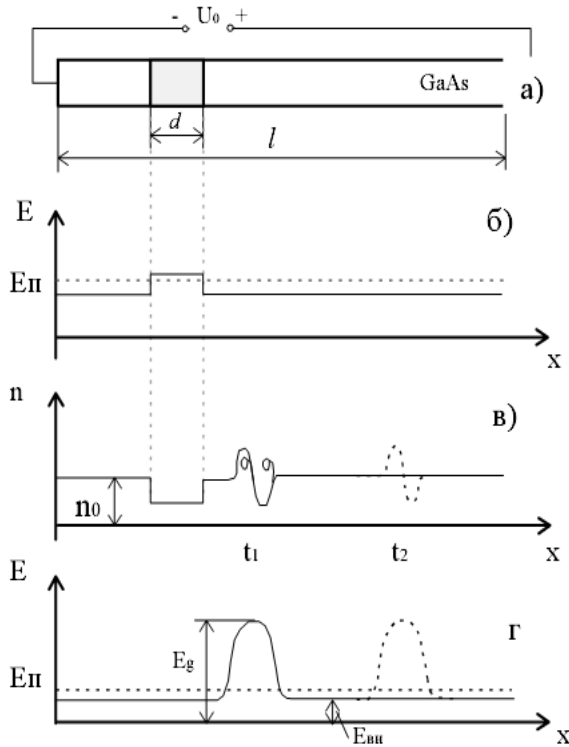


Рис. 9.35 — Процесс возникновения домена в образце

ный заряд), а в правой — недостаток электронов, т.е. объемный положительный заряд, который теперь не компенсируется зарядом электронов. Образующийся двойной электрический слой объемного заряда (рис. 9.35, в, момент  $t_1$ ) называется электрическим доменом. Домен должен быть электрически нейтральным.

Так как электроны двигаются, то и домен передвигается по образцу вправо (как показано на рис. 9.33,  $z$  пунктиром — момент  $t_2$ ). Образование домена означает увеличение напряженности поля в нем (рис. 9.36, а) и разности потенциалов (рис. 9.36, б) на участке, занимаемом доменом. При постоянном внешнем напряжении  $U_0$  на образце это должно приводить к уменьшению падения напряжения на остальной части образца и напряженности поля вне домена. Поле на участке неоднородности становится меньше порогового, что препятствует образованию нового домена. Одновременное понижение поля вне домена, где дрейфовая скорость определяется участком ОС на рис. 9.33, должно сопровождаться уменьшением этой скорости от максимальной величины  $V_{1n}$ , бывшей при  $E = E_n$ , до  $V_2$ .

разца (рис. 9.35, а). Увеличение электрического сопротивления приводит к росту падения напряжения на участке  $d$ , т.е. оно стало больше  $E_n$  (рис. 9.35, б). Тогда на участке  $d$  начнется переход электронов из нижней долины в верхнюю, сопровождающийся понижением дрейфовой скорости электронов. Оказавшиеся в верхней долине электроны начинают отставать от опережающих электронов, так что в левой части участка  $d$  наблюдается избыток электронов (отрицательный объем-

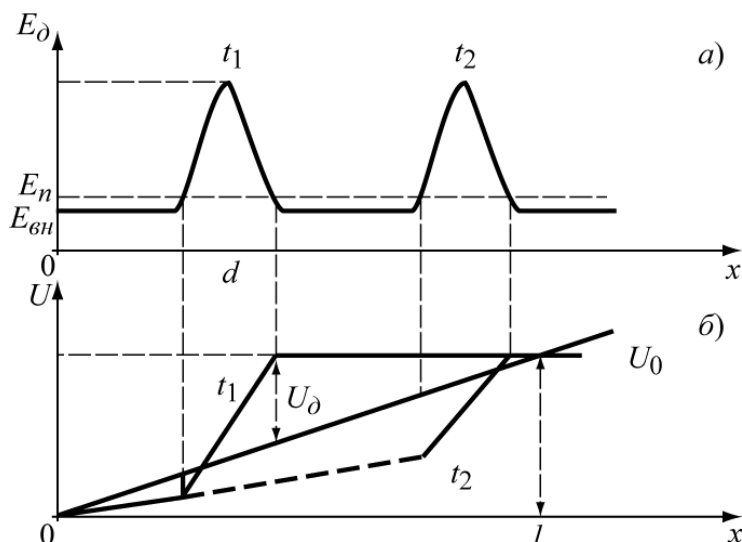


Рис. 9.36 — Изменение напряженности поля и разности потенциалов на участке, занимаемом доменом

Проследим за изменением тока. В момент начала междолинного перехода  $t'$  (рис. 9.37) скорость электронов в нижней долине была максимальной  $v_{1n}$  и плотность тока переноса была максимальной:

$$j_{\max} = en_1 v_{1n} \approx en_0 v_{1n}.$$

В момент завершения формирования домена  $t''$  скорость электронов (9.49) равна скорости домена  $v_\delta < v_{1n}$  и плотность тока уменьшается

$$j_{\min} = en_2 v_\delta \approx en_0 v_\delta.$$

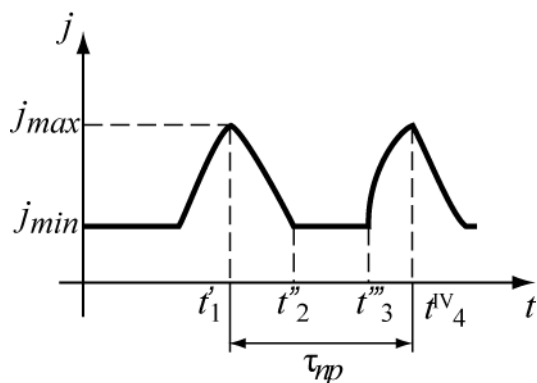


Рис. 9.37 — Изменение плотности тока во времени при формировании домена

Домен исчезает в момент времени  $t'''$  в конце образца  $l$  (рис. 9.37), электроны уходят во внешнюю цепь, напряженность поля домена уменьшается (электроны исчезают). В остальной части образца поле  $E$  возрастает, электроны в образце увеличивают дрейфовую скорость, а это увели-

чивает ток до  $j_{\max}$ . В момент  $t^{IV}$  — момент завершения формирования домена — уменьшается плотность тока и затем исчезновение домена. Процесс повторяется.

В образце, таким образом, движется только один домен, место возникновения которого определяется неоднородностью. В однородном образце длиной  $l$  домен всегда возникает у катодного конца и движется к аноду. Время движения электронов в домене равно  $\tau_{np} = \frac{l}{v_\partial}$ . Скорость домена  $v_\partial$  определяется процессами в образце и не зависит от внешнего поля. Время формирования домена составляет  $\tau_\partial = \varepsilon / (en_0\mu_d) = (1,5\dots 6) \cdot 10^4 / n_0$ , т.е. инерционность домена сказывается в миллиметровом диапазоне волн.

Если  $\tau_{np} > \tau_\partial$ , то домен успевает сформироваться. Это условие можно представить в другом виде

$$\frac{l}{v_\partial} > \frac{\varepsilon}{en_0|\mu_d|} \quad \text{или} \quad ln_0 > \frac{\varepsilon v_\partial}{e|\mu_d|} = L_1 n_0 = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}. \quad (9.50)$$

Необходимым условием образования домена, таким образом, является достаточная концентрация электронов  $n_0$  в образце длиной  $l$ .

При  $E = E_{нор}$  величина  $\mu_d = 0$ , а если  $ln_0$  велико, то при  $E \geq E_{нор}$ , даже при небольших значениях  $|\mu_d|$  условие (9.50) выполняется и домен возникает. При уменьшении  $ln_0$  требуется увеличивать  $|\mu_d|$ , т.е. увеличивать  $E > E_{нор}$ .

Частота следования доменов называется пролетной частотой  $f_{np}$ , определяемой соотношением

$$f = \frac{1}{\tau_{np}} = \frac{v_\partial}{l} = f_{np}. \quad (9.51)$$

Условие (9.50), при использовании (9.51) и учете  $v_\partial = 10^7 \text{ см/с}$ , примет вид

$$\frac{n_0}{f} \geq \frac{\varepsilon}{e|\mu_d|} = 2 \cdot 10^5 \text{ с/см}^2. \quad (9.52)$$

**Выводы:**

при условии  $E > E_{нор}$  и  $ln_0 > L_1 n_0$  в диоде Ганна образуются домены и он может работать в режиме генерации;

при условии  $E > E_{нор}$  и  $n_0 L_{кр}^2 / l < ln_0 < L_1 n_0$ , где  $n_0 L_{кр}^2 = \frac{4\pi\epsilon p^2}{e|\mu_a|}$ , а  $p$

— число волн пространственного заряда на длине образца, диод Ганна может работать только в режиме усиления сигналов;

при условии  $E > E_{нор}$  или  $E < E_{нор}$  и  $ln_0 < n_0 L_{кр}^2 / l$  диод Ганна имеет положительное сопротивление и работает как обычное сопротивление.

*Режимы работы генераторов на ДГ* зависят от типа распределения электрических — стационарного и нестационарного.

Стационарное распределение электрического поля, т.е. неизменное во времени вдоль диода, наблюдается в том случае, когда объемный заряд, зарождающийся у катода, при движении к аноду возрастает не слишком быстро. Степень увеличения объемного заряда характеризуется отношением величин зарядов у анода  $q_a$  и катода  $q_k$ . Подсчитано, что если показатель роста объемного заряда  $q_a/q_k \leq 8,4$ , то распределение электрического поля вдоль диода остается стационарным. На рис. 9.38 приведен пример устойчивого распределения электрического поля для прибора с однородным распределением примесей вдоль кристалла с омическими контактами у катода и анода. Электрическое поле близко к нулю у катодного контакта с высокой проводимостью, а затем быстро растет по мере приближения к аноду. У самого анода поле снова падает до нуля из-за высокой проводимости анодного контакта.

Если  $q_a/q_k > 8,4$ , то распределение электрического поля в таких приборах неустойчиво, будут возникать бегущие домены сильного поля (импульсы объемного заряда). В связи с сильной концентрацией объемного заряда его поле становится соизмеримым с приложенным полем и сильно искажает равномерное распределение.

На рис. 9.39 приведен характер распределения напряженности электрического поля вдоль диода Ганна для трех моментов

времени. Диоды Ганна как со стационарным, так и нестационарным распределением поля могут работать в различных режимах в зависимости от параметров полупроводникового материала, схемы включения, элементов настройки и т.д.

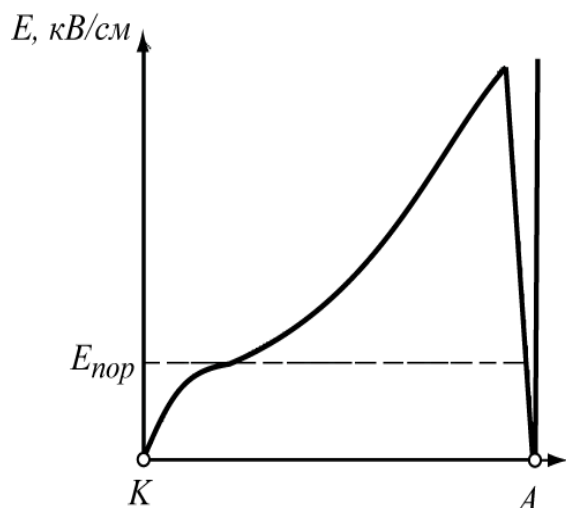


Рис. 9.38 — Зависимость напряженности электрического поля от расстояния в типичном диоде Ганна с устойчивым распределением поля

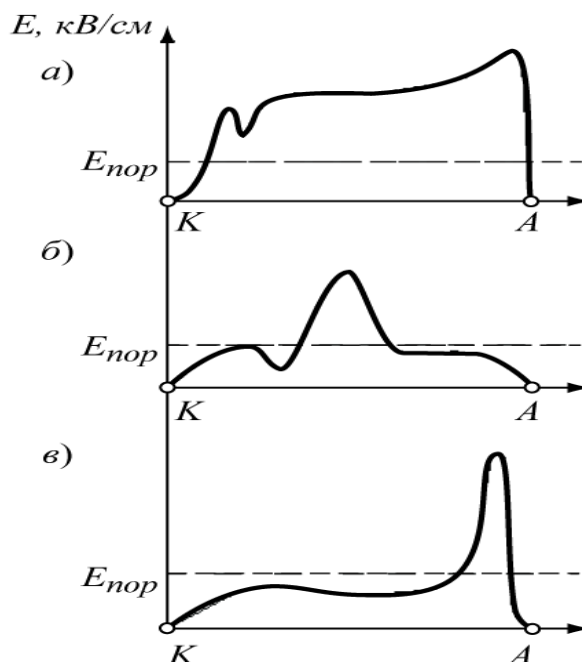


Рис. 9.39 — Картина распределения напряженности электрического поля в диоде Ганна в нестационарном режиме:

- а* — в момент зарождения домена;
- б* — домен находится в середине пространства дрейфа;
- в* — домен находится у анода

**Доменные режимы** характеризуются наличием в образце полностью сформировавшихся доменов. Распределение электрического поля вдоль диода нестационарное, имеющее две области (доменную и вне доменную) с резко различной напряженностью. Эквивалентная схема диода в доменной области характеризуется параллельным соединением емкости и отрицательного сопротивления домена. Диоды с доменным режимом работы нашли применение в генераторах СВЧ. В зависимости от параметров самого диода различают несколько разновидностей доменного режима.

При этом принципиальная схема включения диода остается одинаковой для всех режимов.

**1-й сл. Режим с задержкой и подавлением доменов** предполагает, что диоды Ганна работают в высокодобротном контуре и амплитуда высокочастотного поля, развиваемая на приборе, становится соизмеримой с напряжением питания. В результате суммарное напряжение на диоде часть периода колебаний оказывается ниже порогового уровня. Для режима характерно то, что время формирования доменов должно быть меньше периода СВЧ-колебаний.

В этих двух режимах частота колебаний генератора определяется прежде всего резонансной частотой СВЧ-контра и характеризуется хорошей стабильностью и слабой зависимостью от режима работы диода. Режимы обеспечивают хороший КПД и широко используются на практике.

Режим с задержкой домена характеризуется:

$$0,5f_{np} < f < f_{np}; \quad U_0 \approx 2U_m; \quad R_n/R_0 \sim 10;$$

$$f/f_{np} \sim 0,8; \quad U_m \approx U_{пор}; \quad \eta = 7\%.$$

Режим с подавлением домена характеризуется

$$f_{np} < f < (2 \div 3)f_{np}; \quad f \sim (1 \div 2) \text{ ГГц};$$

$$U_m \approx U_0; \quad R_n/R_0 > 10; \quad \eta < 3\%.$$

**2-й сл. Пролетный режим** характеризуется тем, что диод работает в низкодобротном контуре. Добротность контра настолько мала, что амплитуда высокочастотного поля значительно меньше напряжения питания и практически не влияет на образование и дрейф доменов. Период собственных колебаний контра примерно равен периоду прохождения доменов. Частота колебаний такого генератора относительно слабо зависит от настройки контра и определяется, в первую очередь, свойствами диода и режимом питания. Режим наблюдается при:

$$\tau_{np} = l/v_n; \quad f_{np} (\text{ГГц}) = \frac{1}{\tau_{np}} = \frac{100}{l(\text{мкм})}; \quad Z_n \approx R_0; \quad U_1 < U_0; \quad \eta \sim 1\%.$$

**3-й сл. Режим ограниченного накопления объемного заряда** (ОНОЗ) характеризуется тем, что образование перемещающихся доменов подавляется СВЧ-напряжением, амплитуда которого велика, так что полное напряжение на диоде в каждый пери-



од колебаний опускается ниже порогового уровня. Частота колебаний контура выбирается настолько высокой, чтобы за время положительной полуволны, когда напряжение на диоде становится выше порогового, домены не успевали бы полностью сформироваться. Таким образом, в этом режиме происходит ограничение накопления объемного заряда вследствие его относительной малости распределения поля вдоль диода близко к однородному. Эквивалентная схема диода представляет собой параллельное включение емкости и отрицательного сопротивления.

Преимущество этого режима заключается в том, что частота генерируемых колебаний не зависит от времени пролета домена и определяется схемой, в которой работает диод Ганна. Поэтому диод, работающий в режиме ОНОЗ, может иметь гораздо большую толщину и отдавать большую мощность. Обычно диоды Ганна в режиме ОНОЗ имеют в 100 раз большую толщину, чем диоды, работающие в пролетном режиме. Максимальное значение КПД приборов в режиме ОНОЗ составляет 18—23 %.

Диоды в этом режиме широко используются для получения больших мощностей в импульсном режиме.

$$i_m/i_n = 2; \quad U_0/U_{нор} = 4 \div 5; \quad R_n/R_0 = 20 \div 30;$$

$$2 \cdot 10^4 < n_0/f < 2 \cdot 10^5, \quad \text{при } n_0 = 10^{15}; \quad 0.5 \cdot 10^{11} > f > 0.5 \cdot 10^{10}.$$

**Гибридные режимы** занимают промежуточное положение между доменными режимами, где образуются полностью сформированные домены, и режимом ОНОЗ, который характеризуется наличием малого накопленного объемного заряда. В гибридных режимах генераторы не так чувствительны к изменению нагрузки и параметрам схемы, как в режиме ОНОЗ, и находят применение на практике. Гибридные режимы возникают при  $n_0/f \geq 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}$ . Максимум электронного КПД того же порядка, что и в режиме ОНОЗ, и достигается при тех же параметрах напряжения питания и параметрах нагрузки.

**Режим отрицательной проводимости** наблюдается в диодах Ганна с однородным и стационарным распределением электрического поля на частотах, близких к пролетной частоте  $f_{np} = v_{др}/l$  или ее гармоникам, при условии, что дифференциальная подвижность электронов отрицательна. Для этого режима ха-

раактерны:  $l < 10 \text{ мкм}$ ;  $U_0 \approx (3 \div 4)U_{\text{нор}}$ ;  $R_n > R_0$ . Ширина полосы частот может достигать октавы. Диоды в таком режиме используются для создания широкополосных регенеративных усилителей СВЧ-диапазона.

**Основные соотношения для генераторов на ДГ.** Диод представим в виде эквивалентной схемы (рис. 4.1), где  $G_e = G_\delta$ ,  $B_e = B_\delta$  — параметры проводимости кристалла диода Ганна —  $\dot{Y}_\delta = G_\delta + jB_\delta$ , а  $\dot{Y}_n = G_n + jB_n$  представляют параметры контура и нагрузки ( $G_n = G'_n + G_0$ ,  $B_n = B_0 + B'_n$ ). Величина  $G_\delta$  будет отрицательной в рабочем режиме. Эквивалентные параметры диода Ганна [22] запишем:

$$|G_\delta| = |G_{\delta 0}| \left[ 1 - \left( \frac{U_1}{U_{\text{max}}} \right)^2 \right]; \quad (9.53)$$

$$B_\delta = -\frac{1}{5R_0} \left[ 1 - 0,25 \frac{U_{\text{нор}}}{U_0} \right], \quad (9.54)$$

где  $U_1$  — амплитуда колебаний на кристалле,  $U_{\text{max}}$  — максимально возможное значение амплитуды колебаний,  $G_{\delta 0}$  — проводимость диода при  $U_1 \rightarrow 0$ ;  $R_0$  — сопротивление диода при малых токах ( $R_0 = \frac{U_0}{2I_0}$ ), где  $U_0, I_0$  — параметры режима диода.

При работе диода в граничном режиме, когда

$$U_1 = U_0 - U_{\text{нор}}; \quad U_{\text{max}} = 2U_{\text{нор}}, \quad (9.55)$$

( $U_{\text{нор}}$  — пороговое напряжение) проводимость диода  $|G_{\delta 0}|$  имеет максимальное значение на пролетной частоте  $f_{\text{нр}}$  и уменьшается при отклонении рабочей частоты  $f$  от  $f_{\text{нр}}$ . Зависимость  $|G_{\delta 0}|$  от  $f$  предлагается брать в следующем виде:

$$|G_{\delta 0}| = |G_{\delta n}| \cdot (1 - 2 \cdot |1 - f/f_{\text{нр}}|), \quad (9.56)$$

здесь  $G_{\delta n}$  — номинальное значение  $|G_{\delta 0}|$  на частоте  $f = f_{\text{нр}}$ .

Условием возбуждения колебаний в диоде (рис. 4.3) будет  $G_{\delta n} < |G_{\delta 0}|$ .

**Колебательная мощность диода Ганна** определяется:

$$P_1 = 0.5|G_{\partial}|U_1^2 \quad (9.57a)$$

и при изменении нагрузки будет иметь экстремум (см. раздел 4, рис. 4.4, в).

Решая уравнение  $\frac{dP_1}{dU_1} = 0$  с использованием (9.47), найдем,

что диод отдает максимум мощности в нагрузку  $P_{\max}$  при следующих значениях  $U_{1opt}$  и  $G_{нопт}$ :

$$U_{1opt} = U_{\max} / \sqrt{2} = \sqrt{2}U_{нор}, \quad G_{нопт} = 0,5|G_{\partial o}|. \quad (9.58)$$

Максимальная мощность диода при этом равна:

$$P_{\max} = 0.5|G_{\partial o}|U_{нор}^2. \quad (9.57б)$$

Из выражения (9.55) в номинальном режиме на  $f = f_{нр}$  при  $G_n = G_{нопт}$  мощность принимает максимально возможное значение  $P_{\max н}$ , равное

$$P_{\max н} = 0,5|G_{\partial н}| \cdot U_{нор}^2. \quad (9.57в)$$

Мощность потребляемая диодом  $P_0 = U_0 I_0$ , а электронный КПД  $\eta_{эл} = P_{\max н} / P_0$ , величина тока диода может быть найдена с помощью формулы  $I_0 \approx U_{нор} / (2R_0)$ .

**Расчет ГДГ** проводится по заданной выходной мощности  $P_{вых}$  и частоте генерируемых колебаний  $f$  для эквивалентной схемы диода с доменом сильного поля (рис. 9.40), которая подключается в точках *a-a*, эквивалентной схемы рис. 9.25, *a*.

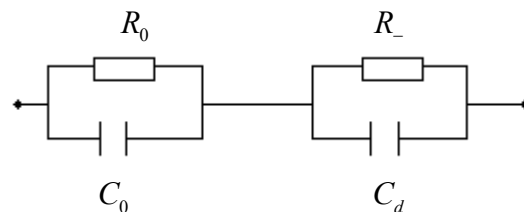


Рис. 9.40 — Эквивалентная схема рабочей области кристалла

Параметры этой схемы, если известен диод и его некоторые характеристики, могут быть найдены [23] с помощью формул:

$$R_0 = \frac{l}{S \epsilon n_0 \mu_1}, \quad R_n = -\frac{[2(U_0 - U_{r \min})]^{3/2}}{S \mu_1 (\epsilon \epsilon n_0)^{1/2} U_{\text{нор}}^2}, \quad C_0 = \frac{\epsilon S}{l},$$

$$C_\partial = \frac{S (\epsilon \epsilon n_0)^{1/2}}{[2(U_0 - U_{r \min})]^{1/2}}.$$

$E_{r \min} = U_{r \min} / l$  — минимальная напряженность электрического поля, при которой дрейфовая скорость имеет минимальную величину, примерно равную скорости насыщения;  $n_0$  — равновесная концентрация в отсутствии поля.

Порядок расчета генератора:

а) Определяется мощность колебаний, создаваемая диодом  $P_1 = \eta_k P_{\text{вблх}}$ , где  $\eta_k$  — КПД колебательной системы, которым задаются, исходя из частоты и типа используемой линий передач в колебательной системе,  $\eta_k = 70 \div 90\%$ .

б) Выбирается диод Ганна (приложение Г), частота которого удовлетворяет неравенству:  $f_{\min} \leq f \leq f_{\max}$ .

в) Рассчитывается амплитуда колебаний на диоде

$$U_1 = U_{\text{нор}} \left\{ 1 - \left[ 1 - \frac{P_1}{P_{\max n} (1 - 2|1 - f/f_{\text{нр}}|)} \right]^{1/2} \right\}.$$

г) Определяется напряжение питания  $U_0 = U_1 + U_{\text{нор}}$ .

д) Рассчитывается потребляемая мощность источника питания  $P_0 = I_0 U_0$ .

е) Определяется (9.53) проводимость диода  $|G_\partial| = 2P_1/U_1^2$ .

ж) Рассчитывается (9.54) реактивная проводимость диода, которая затем определяет реактивную проводимость нагрузки и контура  $B_\partial = -B_n$ .

з) Конструируется колебательная система.

**Конструкции генераторов на диоде Ганна** включают узлы: резонансная система, вывод энергии, которые могут выполняться на основе любой передающей линии (коаксиальной, волноводной, полосковой). Механические короткозамыкатели будут служить для перестройки частоты колебаний. Регулировка связи

с нагрузкой достигается с помощью подстроечных штырей или диафрагм. ГДГ находят широкое применение в модулях ММВ.

Конструкция генератора 8-миллиметрового диапазона на волноводе показана на рис. 9.41. Диод Ганна 3 монтируется на винтовом держателе 4 и установлен над штырем 6 посередине широкой стенки волновода. Волновод имеет заниженное сечение и короткозамкнут с одной стороны поршнем 2. Выход генератора осуществлен на волновод с сечением  $7,2 \times 3,4$  мм.

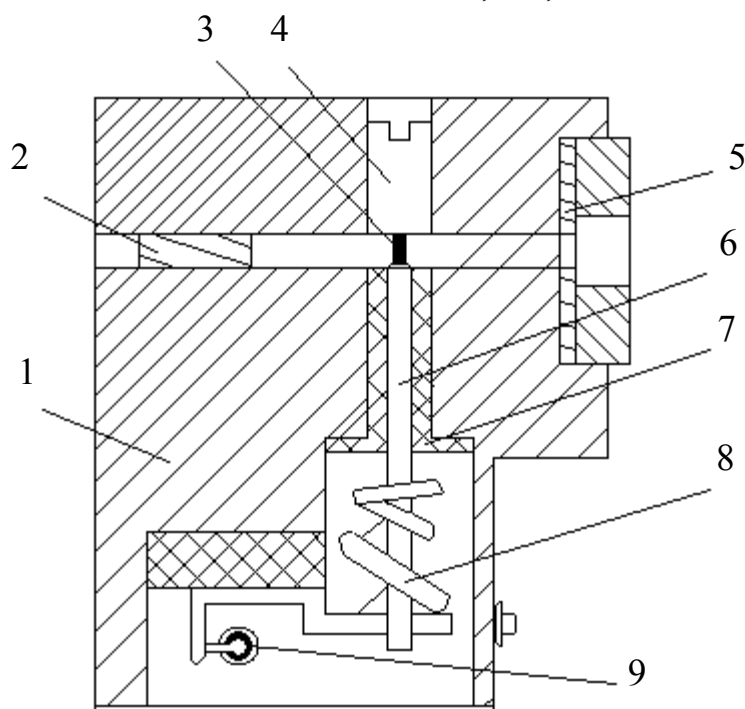


Рис. 9.41 — Генератор на диоде Ганна волноводной конструкции

Посредством токопроводящей пружины 8 и штыря 6 со структурой *CLC*-типа, выполняющего роль ФНЧ в цепи питания, на диод подается напряжение питания. Для подавления низкочастотных колебаний в цепи питания генератора применена последовательная антипаразитная *RC*-цепочка 9, подключенная параллельно диоду. Значения сопротивления  $R$  и емкости  $C$  составляли 10 Ом и  $3,3 \cdot 10^{-9}$  Ф соответственно. Корпус генератора 1 выполнен из латуни. Габаритные размеры генератора  $40 \times 27 \times 25$  мм. Экспериментальные исследования показывают, что в генераторах описываемой конструкции возможно согласование импедансов ДГ и колебательного контура генератора в широком диапазоне

частот. При одновременной перестройке и согласовании импедансов полоса перестройки равна  $\pm 16\%$ . Выходная мощность генератора в полосе частот генерируемых колебаний — не меньше 70 мВт. В генераторах с фиксированным положением диода механическим перемещением поршня достигается перестройка в полосе  $\pm 7,5\%$ . При этом мощность генератора на краях полосы перестройки уменьшается на 1,5 дБ по сравнению с уровнем мощности на частоте  $f_0$ . При перестройке более  $\pm 10\%$  уменьшение мощности превышает 3 дБ.

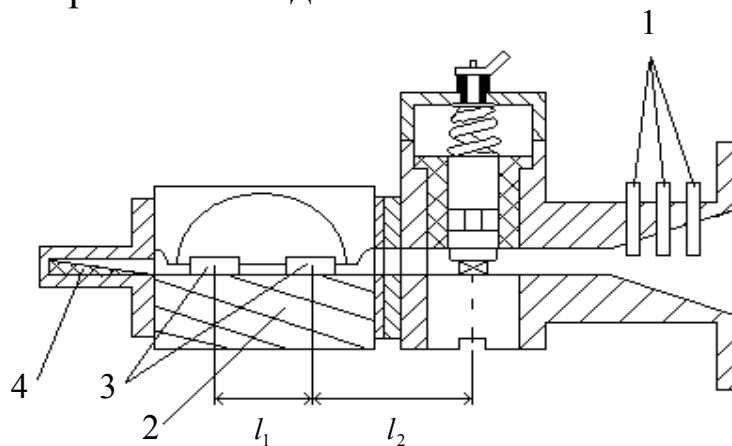


Рис. 9.42 — Генератор на диоде Ганна волноводной конструкции с полосно-отражающим объемным резонатором:

1 — согласующий трансформатор; 2 — резонатор;  
3 — отверстия связи; 4 — поглотитель

Генератор волноводной конструкции 8-миллиметрового диапазона с включенным полосно-отражающим стабилизирующим резонатором из инвара 36Н показан на рис. 9.42. Здесь расстояние между плоскостью включения диода и центром ближнего отверстия связи резонатора 2 с волноводной секцией равно  $l_1 \sim \lambda_g$ , а расстояние между центрами отверстий связи  $l_2 = \frac{\lambda_g}{2}$ . Расстояние  $l_1$  зависит от значения индуктивности штыря, держащего диод, реактивных параметров ДГ и изменяется с помощью волноводных вставок. Отверстия связи 3 герметизированы кварцевой пластинкой. Собственная добротность резонатора равна  $(12...13) \cdot 10^3$ , нагруженная добротность равна  $Q_H = 1800$ . Поглотитель 4 служит для подавления паразитных типов колебаний и

устойчивой генерации на основной частоте. Габаритные размеры генератора  $55 \times 40 \times 40$  мм.

### 9.3 Полупроводниковые СВЧ-транзисторы

В основе работы СВЧ-транзисторов лежат те же физические процессы, которые определяют их работу на низких частотах. Однако есть ряд факторов, ограничивающих возможность использования низкочастотных транзисторов в микроволновом диапазоне. Этими факторами являются:

- время пролета носителей заряда через транзистор;
- постоянные времени заряда емкостей  $p$ - $n$ -переходов, вызывающие запаздывание процессов;
- влияние паразитных емкостей и индуктивностей элементов конструкции транзистора. Все три фактора приводят к изменению конструкции структуры транзисторов.

#### 9.3.1 Биполярные транзисторы

Биполярные транзисторы (БПТ) — трехэлектродный полупроводниковый прибор с двумя взаимодействующими  $p$ - $n$ -переходами, предназначенный для усиления электрических колебаний по току, напряжению и мощности. Слово «биполярный» означает, что физические процессы в БТ определяются движением носителей заряда обоих знаков (электронов и дырок). Взаимодействие переходов обеспечивается тем, что они располагаются на расстоянии, меньшем диффузионной длины. Два  $p$ - $n$ -перехода образуются в результате чередования областей с разным типом электропроводности. От порядка чередования различают БПТ типа  $n$ - $p$ - $n$  и типа  $p$ - $n$ - $p$ , обозначения которых на рис. 9.43.

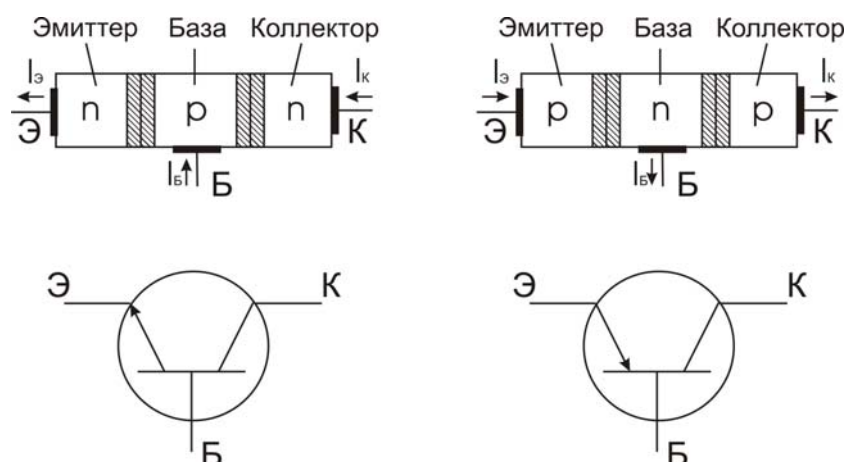


Рис. 9.43 — Биполярные транзисторы типа  $n-p-n$  и типа  $p-n-p$

Исходным материалом для изготовления планарного транзистора (рис. 9.44) служит пленка 6 высокоомного кремния с проводимостью  $n$ -типа, создаваемая методом эпитаксиального наращивания на подложке 7, на которой формируют вывод коллектора прибора [1].

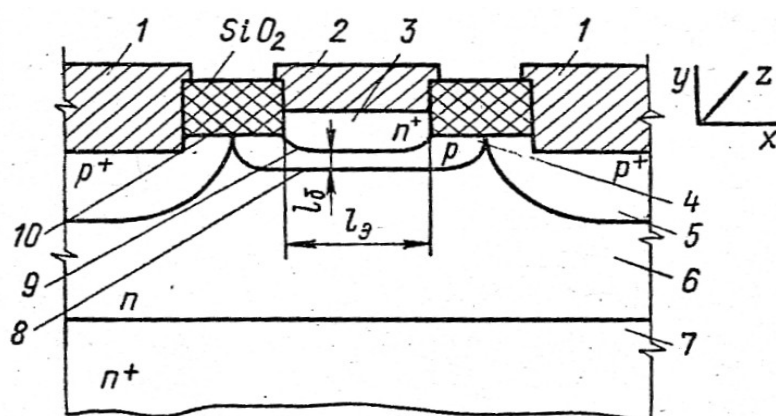


Рис. 9.44 — Устройство планарного биполярного СВЧ-транзистора

Методом ступенчатой фотолитографии в изолирующей пленке создают окна, через которые в несколько стадий вводят легирующие примеси и формируют область базы 4 с проводимостью  $p$ -типа, низкоомную приконтактную область базы 5  $p^+$ -типа, а в дальнейшем — эмиттерную область 3 с проводимостью  $n^+$ -типа. Металлическая пленка 1 и 2 обеспечивает подачу управляющих напряжений соответственно к базе и эмиттеру транзистора. На границе эмиттер-база создается обедненный подвижными носителями заряда эмиттерный  $p-n$ -переход 8.

В активном режиме эмиттерный переход работает при прямом смещении, коллекторный — при обратном. Эмиттерный переход открыт, происходит инжекция электронов из эмиттерной



области в базовую область транзистора, а из базовой области в эмиттерную — диффузия дырок.

Чтобы не уменьшить эффективность инжекции эмиттера, концентрацию доноров в эмиттере делают большей, чем концентрация акцепторов в базе. Таким образом, можно считать, что в базу через эмиттер вводится электронный ток. Поскольку концентрация электронов в базе мала, диффузионное движение электронов на границе эмиттер-база не прекращается, а простирается на всю область базы. Основная доля диффузионного потока электронов достигает границы обедненного подвижными зарядами слоя  $p$ - $n$ -перехода база-коллектор. В обедненном слое коллекторного перехода, смещенного в обратном направлении, действует сильное внутреннее электрическое поле неподвижных ионизированных примесей. Вектор электрического поля в  $p$ - $n$ -переходе направлен навстречу движению электронов, и поле является ускоряющим для электронов, подошедших к границе коллекторного перехода. Напряженность электрического поля в коллекторном переходе велика. Так, при напряжении коллектора  $\sim 10$  В и при ширине коллекторного  $p$ - $n$ -перехода порядка микрометров напряженность  $E$ -поля составляет несколько киловольт на сантиметр. В таком сильном поле характер движения электронов меняется, становясь дрейфовым. Электроны вытягиваются полем из границы база-коллектор коллекторного  $p$ - $n$ -перехода и переносятся через обедненный слой перехода в коллектор.

Для уменьшения времени пролета заряда через базу транзистора уменьшают размеры  $l_B$  базы (рис. 9.44) до десятых долей микрометра. Наличие сверхтонкой базы является одной из особенностей транзисторов СВЧ.

Уменьшение толщины базы снижает величину предельного обратного напряжения коллектор-база для выбранного материала, что уменьшает выходную мощность транзистора. Чтобы не уменьшать мощность, в одном корпусе делают несколько транзисторных структур.

Уменьшение толщины базы приводит к увеличению сопротивления базы в поперечном направлении (рис. 9.44, в направлении оси  $x$ ) и к увеличению постоянной зарядки емкости коллекторного перехода, что снижает верхнюю рабочую частоту транзистора. Для уменьшения поперечного сопротивления базы об-

ласть под базовым выводом легируют, создавая более низкоомный слой базы  $p^+$ -типа (область 5 на рис. 9.44).

Протекание базового тока приводит к возникновению неравномерного падения напряжения на распределенном сопротивлении материала базы (рис. 9.45). Падение напряжения на эмиттерном переходе, возникающее из-за протекания тока, в центре эмиттера меньше, чем у края (при  $\pm \frac{l_3}{2}$ ). Плотность тока эмиттера экспоненциально зависит от напряжения на  $p$ - $n$ -переходе. Поэтому падение напряжения на различных участках вдоль оси  $x$  приведет к различию в значениях плотности тока в центре и на краю примерно на порядок. Возникает эффект «оттеснения тока эмиттера» (рис. 9.45, б).

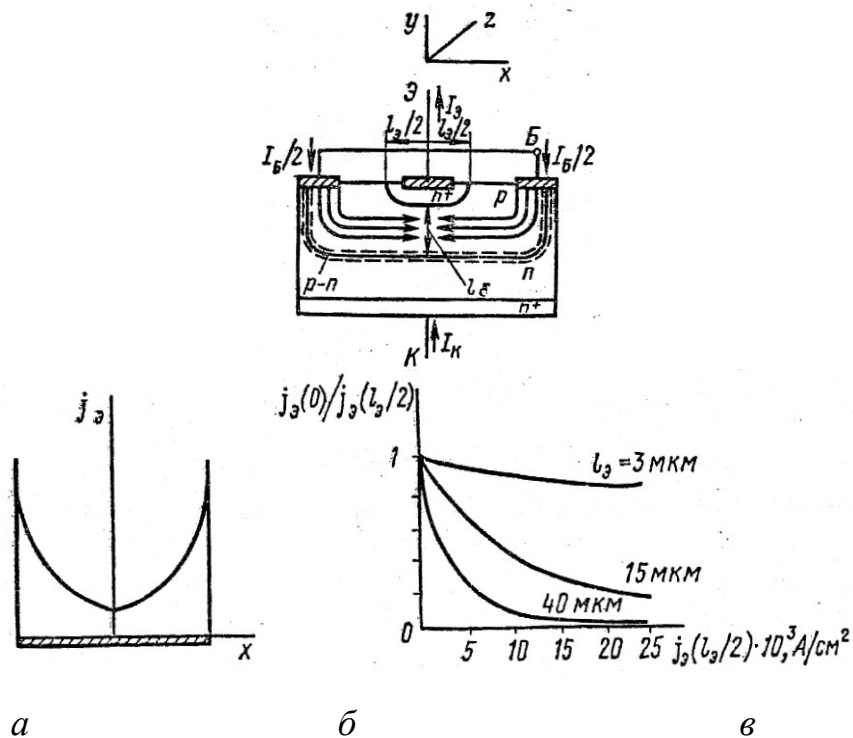


Рис. 9.45 — «Эффект оттеснения тока эмиттера»

Чем тоньше полоска эмиттера  $l_3$ , тем равномернее ток по эмиттеру (рис. 9.45, в), но тем больше его длина по оси  $z$ , чтобы обеспечить нужный ток без превышения допустимой величины. Длину эмиттера обеспечивают, выполняя его в виде большого числа отдельных полосок (до 15), между которыми располагаются полоски выводов базы (рис. 9.46, а).

Предельная частота (ГГц) гребенчатой структуры (рис. 9.46) маломощных и малошумящих транзисторов оценивается значением

$$f_{\max} \approx \frac{40}{l_3 + 2t}, \quad (9.59)$$

где  $l_3$  и  $t$  — размеры, показанные на рис. 9.46, *a*, выраженные в микрометрах.

Для мощных СВЧ-транзисторов используется объединение в одном кристалле большого числа единичных структур (до 150) с сохранением большого отношения периметр/площадь, что необходимо для уменьшения емкости эмиттера, шунтирующей  $p$ - $n$ -переход (рис. 9.46, *б*).

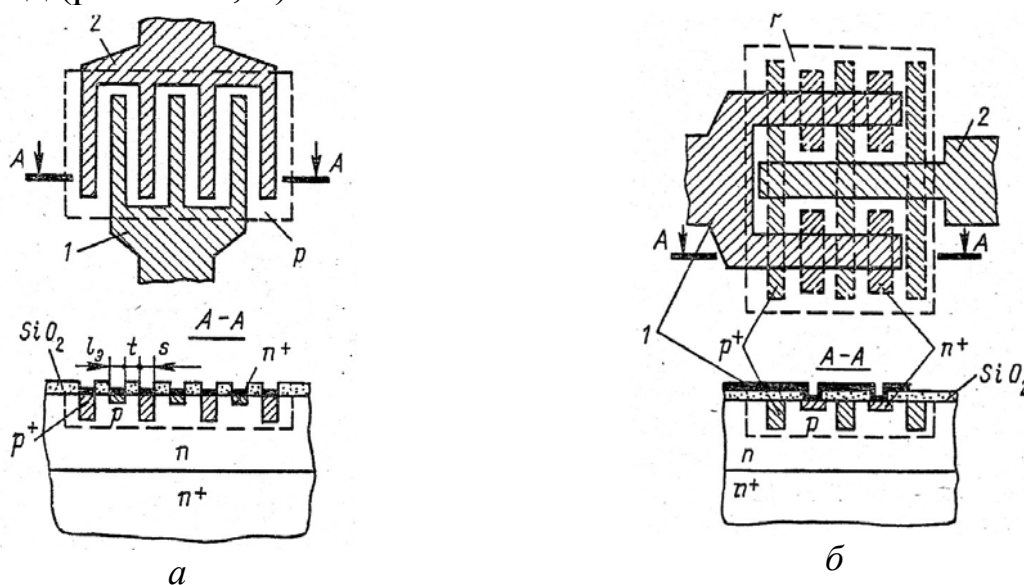


Рис. 9.46 — Структуры СВЧ-транзисторов:  
*a* — гребенчатая; *б* — многоэмиттерная;  
 1 — вывод эмиттера; 2 — вывод базы

Выводы СВЧ-транзисторов делают в виде коротких полосок, удобных для сочленения с микрополосковыми линиями передачи. Такая геометрия выводов снижает «паразитные» емкости и индуктивности.

### 9.3.2 Полевые транзисторы СВЧ

Полевые транзисторы СВЧ (ПТ) изготавливают из арсенида галлия с электронной электропроводностью. Наибольшее распространение получили приборы с затвором, выполненным в виде барьера Шоттки. Мощный ПТ представляет собой совокупность соединенных параллельно ячеек.

Структура одной ячейки *полевого транзистора с барьером Шоттки* (ПТШ) изображена на рис. 9.47. В ПТШ имеются высокоомная подложка (с удельным сопротивлением более  $10^7$  Ом), буферный слой с концентрацией доноров  $n_0 \approx 10^{13}$  см $^{-3}$ , активный слой арсенида галлия *n*-типа электропроводности ( $n \approx 10^{17}$  см $^{-3}$ ) и контакты металл-полупроводник, причем исток (И) и сток (С) выполнены в виде омических контактов, а затвор (З) — в виде барьера Шоттки.

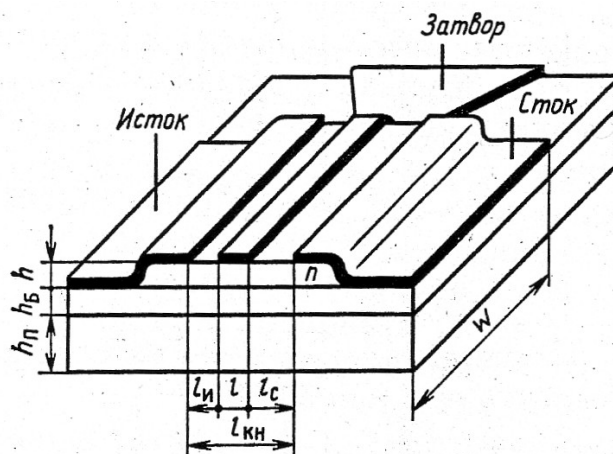


Рис. 9.47 — Структура ячейки полевого транзистора с барьером Шоттки

Для одиночной ячейки мощного транзистора характерны следующие размеры: высота активного слоя  $h = 0,2 \dots 0,5$  мкм; высота подложки  $h_{\text{П}} = 100 \dots 300$  мкм, высота буферного слоя  $h_0 = 2 \dots 5$  мкм, длина затвора  $l = 0,5 \dots 5$  мкм, длина канала  $l_{\text{кн}} = 0,7 \dots 7$  мкм, ширина ячейки  $W = 80 \dots 100$  мкм.

Обычно в усилителе транзистор включают по схеме с общим истоком. На рис. 9.48 показано включение ПТШ по постоянному току.

Установлено, что для ПТШ максимальная рабочая частота равна

$$f_{\text{max}} = v_n / (2 \cdot \pi \cdot L) \approx 30 \text{ ГГц для (GaAs)}, \quad (9.60)$$

где  $v_n$  — скорость насыщения,  $L$  — длина канала. Следовательно, увеличение предельной рабочей частоты ПТШ связано с воз-

возможностью увеличения  $v_n$  и уменьшения  $L$ . Так как  $v_n$  максимально для арсенида галлия, то этот материал предпочтителен при изготовлении ПТШ. Размер канала в основном ограничивается возможностями технологии. Разработаны ПТШ с длиной затвора 0,5 мкм и шириной 200 мкм. Они обеспечивают коэффициент усиления  $K_p = 12,8$  при коэффициенте шума  $K_{ш} = 1,7$  дБ на частоте 10 ГГц. На частотах более 30 ГГц применение ПТШ даже с затворами длиной 0,5 мкм малоэффективно.

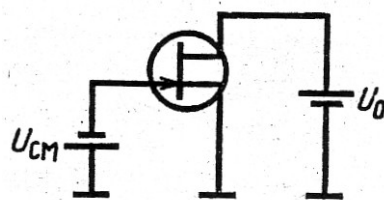


Рис. 9.48 — Схема включения полевого транзистора по постоянному току

**Механизм работы полевого транзистора СВЧ с барьером Шоттки.** Как видно из рис. 9.48, между истоком и стоком ПТШ включен источник постоянного напряжения  $U_o$ . В результате в активном слое транзистора создается электрическое поле, вызывающее дрейф электронов по каналу от истока к стоку. Между затвором и истоком включен источник постоянного напряжения  $U_{см}$ , запирающего барьер Шоттки, поэтому в области барьера образуется двойной заряженный слой: положительный в полупроводнике, отрицательный в металле. Положительно заряженный слой создается ионизированными донорами, здесь средняя концентрация электронов существенно меньше концентрации доноров. Отрицательно заряженный слой образуется в результате накопления электронов в электроде затвора. Картина здесь приблизительно такая же, как в случае резкого  $p$ - $n$ -перехода.

Слой под затвором, обедненный электронами, уменьшает высоту канала. Если помимо постоянного напряжения  $U_{см}$  к затвору приложить переменное напряжение  $u_z(t)$ , то в соответствии с изменением этого напряжения изменяется эффективная высота канала  $h_{эфф}$ , а следовательно, и ток стока:

$$i_c = j_c h_{эфф} W,$$

где  $j_c$  — плотность тока стока.

### 9.3.3 Микроволновые устройства на транзисторах

На основе транзисторов СВЧ разрабатываются схемы усилителей, генераторов, умножителей частоты и других устройств, необходимых для создания радиотехнических средств разного назначения. Устройства на СВЧ-транзисторах в диапазоне до 30 ГГц «вытесняют» аналогичные устройства на СВЧ-диодах вследствие большей мощности, высокого КПД, низкого напряжения питания и малого шума. Рассмотрим два усилителя, где применяются СВЧ транзисторы на микрополосковых линиях (МПЛ).

На рис. 9.49 изображена функциональная схема такого усилителя. В его состав входят активный элемент АЭ (полевой транзистор), входная и выходная согласующие цепи (СЦ), цепи питания и смещения.

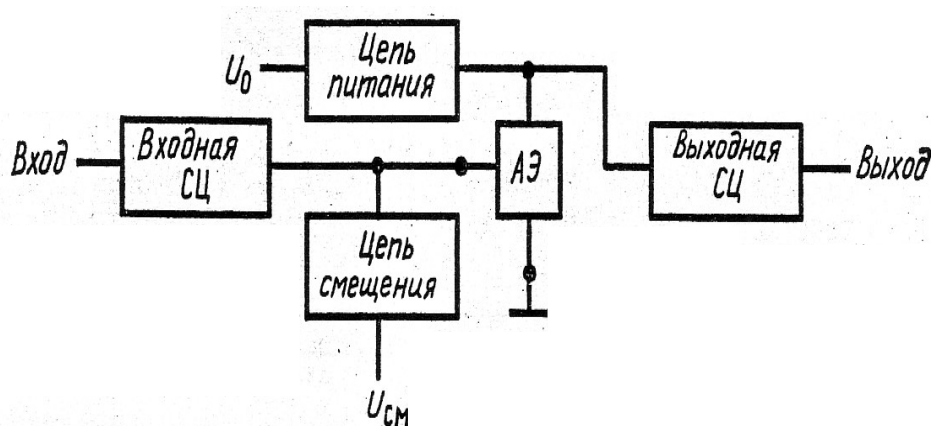


Рис. 9.49 — Функциональная схема транзисторного усилителя мощности

Активный элемент (АЭ) преобразует мощность источника питания  $U_0$  в мощность колебаний, усиливая входную мощность. Входная СЦ трансформирует входное сопротивление транзистора в сопротивление, равное внутреннему сопротивлению источника входной мощности. Выходная СЦ трансформирует сопротивление нагрузки усилителя в некоторое оптимальное сопротивление на выходных электродах транзистора, при котором транзистор работает в наиболее выгодном энергетическом режиме. Цепи питания и смещения служат для подачи постоянных напряжений на электроды транзистора и блокировки источников питания  $U_0$  и смещения  $U_{см}$  от мощности СВЧ. Кроме того, СЦ формируют колебания напряжения и тока определенной формы, соответствующие оптимальному режиму работы АЭ. Согласующие цепи

обычно выполняют в виде шлейфовых трансформаторов на МПЛ. Цепи питания и смещения — это, как правило, ФНЧ и полосно-заграждающие фильтры.

На рис. 9.50 приведена топология усилителя мощности на ПТШ в микрополосковом исполнении. На вход (1) подводится определенная  $P_{вх}$ , с транзистором (3) входная и выходная цепи связываются через согласующие цепочки, которые представляют одно- или двухшлейфовые трансформаторы из отрезков МПЛ. Цепи питания СВЧ-транзистора представляют комбинацию из ФНЧ и ПЗФ, не пропускающего в источник питания мощность частоты усиливаемых сигналов.

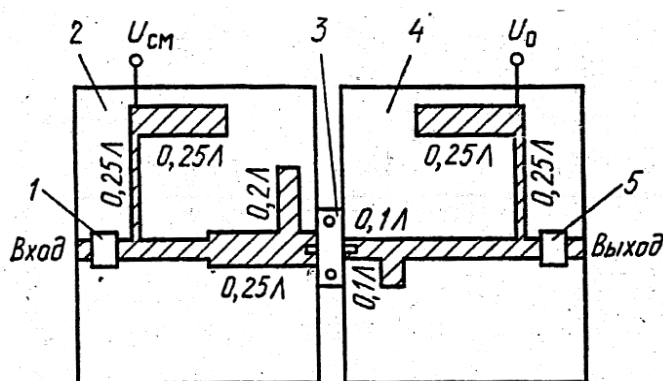


Рис. 9.50 — Топология усилителя мощности на ПТШ:

- 1, 5 — разделительные конденсаторы;
- 2, 4 — диэлектрическая подложка;
- 3 — полевой транзистор

Цепь питания содержит также антипаразитную цепочку. Роль ФНЧ выполняют разделительные емкости, шунтирующие источники питания. В качестве ПЗФ применяются отрезки линий, размещенные на диэлектрической подложке.

На рис. 9.51, а показан усилитель с распределенными элементами. Усилитель выполнен по схеме с общим эмиттером (рис. 9.51, б). Для согласования входа и выхода транзистора используются шлейфы, длину которых  $l_{шл.вх}$  и  $l_{шл.вых}$  можно менять в некоторых пределах, закорачивая металлизированные пластинки на их торцах (рис. 9.51, а). Цепи питания транзистора по постоянному току содержат высокочастотные дроссели  $Dp_1$  и  $Dp_2$  и блокировочные конденсаторы  $C_1$  и  $C_2$ .

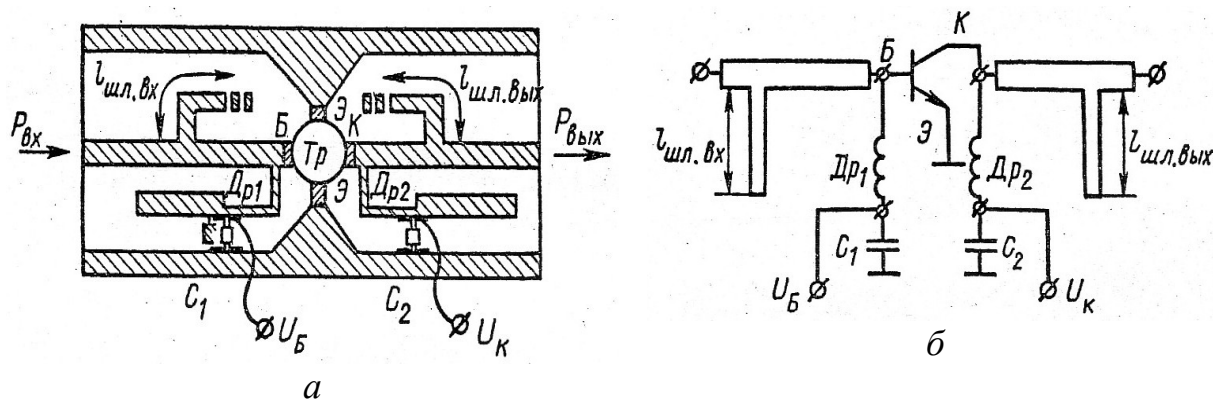


Рис. 9.51 — Транзисторный СВЧ-усилитель на распределенных элементах (а) и его принципиальная схема (б)

На печатной плате высокочастотные дроссели выполняют в виде узких микрополосковых линий четвертьволновой длины, последовательно с которыми изготавливают более широкие четвертьволновые линии, разомкнутые на конце. Тогда в месте соединения этих линий может быть осуществлен режим, близкий к режиму короткого замыкания. В минимуме высокочастотного напряжения включаются блокировочные конденсаторы  $C_1$  и  $C_2$  и осуществляется подача питающих напряжений.

Разрабатываемые усилители на транзисторах СВЧ обладают высоким КПД, широким динамическим диапазоном и малым уровнем шумов, предназначаются для замены аналогичных устройств на ЛБВ и на полупроводниковых диодах.

В настоящее время на БТР и ПТР выпускаются линейные усилители с полосой до октавы в однокаскадном и многокаскадном исполнении. Широкополосные усилители на ПТР с барьером Шоттки, перекрывающие диапазон частот от 8 до 12 ГГц, обеспечивают усиление 5—6 дБ на каскад с коэффициентом шума менее 8 дБ. Масса усилителя с выходной мощностью 1 Вт не превышает 0,3 кг.



## СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ

- ВЧ, СВЧ — высокая частота, сверхвысокая частота  
 МВП — микроволновые приборы  
 ДГ, ГДГ — диод Ганна, генератор на диоде Ганна  
 ЛПД, ГЛПД — лавинно-пролетный диод, генератор на лавинно-пролетном диоде  
 ЗС — замедляющая система  
 КПД — коэффициент полезного действия  
 ЛБВО и ЛОВО, ЛБВМ и ЛОВМ — лампы бегущей и обратной волны типа О и типа М  
 ПКл, ОК — пролетный клистрон, отражательный клистрон  
 ПСВЧ — приборы сверхвысоких частот  
 ПВД — пространственно-временные диаграммы  
 ППП, ПП — полупроводниковый прибор, полупроводник  
 ЭВП — электровакуумный прибор  
 $d$  — размер зазора резонатора, или ПП структуры  
 $q$  — свободные носители заряда (заряд частицы)  
 $m, M_q$  — масса электрона и заряженной частицы  
 $M$  — коэффициент взаимодействия электронного потока с полем резонатора  
 $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{B}$  ( $\bar{\mathbf{D}}$  и  $\bar{\mathbf{B}}$ ) — векторы электрического смещения и магнитной индукции  
 $I_k, I_n, i_{нав}$  — конвекционный, наведенный ток  
 $J, J_{см}$  — плотность тока, плотность тока смещения  
 $k$  — волновое число волны в свободном пространстве

$K_3, K_{3m}$  — коэффициент замедления на основной и  $m$ -ой гармонике

$K_{ур}$  — коэффициент усиления по мощности

$C$  — параметр усиления

$K_c$  — коэффициент прозрачности сеток резонатора

$Q_0, Q_{ВН}$  и  $Q_H$  собственная, внешняя и нагруженная добротности резонатора

$Z_C, Z_0, W_{zc}$  — волновое сопротивление линии передачи, замедляющей системы

$Z_H, R_H$  — сопротивление нагрузки (полное, активное)

$L$  — период замедляющей системы

$c$  — скорость распространения света в вакууме ( $c = 3 \cdot 10^8$  м/сек)

$f, f_{gp}$  — частота, граничная частота

$v_\phi, v_{gp}$  — фазовая и групповая скорости волны

$v_{d\phi}, v_H$  — скорость дрейфа, скорость насыщения

$P_{эл}, P_n, P_{вых}, P_0$  — мощности: электронная, потеря, на выходе прибора, источника питания

$R_{св}$  — сопротивление связи

$C_0, C_k$  — эквивалентная емкость резонатора, корпуса ППП

$L_0, L_k$  — эквивалентная индуктивность резонатора, корпуса ППП

$W_k, W_n, W_{рас}$  — кинетическая, потенциальная, рассеянная энергии

$X$  — параметр группировки

$\tau_{np}, \tau_{dp}$  — время пролета электрона

$\theta, \theta_{dp}$  — угол пролета электрона, угол пролета носителей

$\beta, \beta_m$  — фазовая постоянная волны в линии, то же — на гармонике  $m$

$\eta_k, \eta_{эл}, \eta_n$  — коэффициенты полезного действия: контура, электронный, нагрузки

$G_{эл}, G_0, G_n$  — активные проводимости: электронного потока, резонатора, нагрузки

$\mu$  — подвижность носителей

$\varphi_m, \psi_m$  — фазовый набег волны на период системы на гармонике  $m$

$\omega, \omega_n, \omega_\zeta$  — круговая частота рабочая, на колебании  $n$ -вида и циклотронная

## ЛИТЕРАТУРА

1. Электронные приборы СВЧ: Учеб. пособие для вузов по спец. «Электронные приборы» / В.М. Березин, В.С. Буряк, Э.М. Гутцайт, В.П. Марин. — М.: Высшая школа, 1985. — 296 с.
2. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ: Учебник для вузов по спец. «Электронные приборы»: В 2 т. — М.: Высшая школа, 1972.
3. Куц Г.Г., Соколова Ж.М., Шангина Л.И. Оптоэлектронные и СВЧ-приборы и устройства. — Томск: Изд-во ТУСУР, 2003. — 452 с.
4. Кацман Ю.А. Приборы СВЧ. Теория, основы расчета и проектирования электронных приборов: Учебник для вузов по спец. «Электронные приборы». — М.: Высшая школа, 1983. — 383 с.
5. Микроволновые устройства телекоммуникационных систем. Т.2: Устройства приемного и передающего трактов. Проектирование устройств и реализация систем / М.З. Згуровский, М.Е. Ильченко, С.М. Кравчук. — К.: Політехніка, 2003. — 616 с.
6. Электронные, квантовые приборы и микроэлектроника: Учеб. пособие для вузов / Ю.Л. Бобровский, С.А. Корнилов, И.А. Кратилов и др.; под ред. Н.Д. Федорова. — М.: Радио и связь, 2002. — 560 с.
7. Молоковский С.И., Сушков А.Д. Электронно-оптические системы приборов СВЧ. — М.-Л.: Изд-во «Энергия», 1965. — 232 с.
8. Пирс Дж. Р., Теория и расчет электронных пучков: Пер. с англ. / Под ред. М.В. Цехановича. — М.: Сов. Радио, 1956. — 228 с.
9. Тренева С.Н. Электронная пушка для формирования конусообразных потоков // Радиотехника и электроника. — 1957. — № 7.
10. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями: Пер. с англ. / Под общей ред. М.М. Федорова: В 2 т. — М.: Изд-во «Иностранная литература», 1961. — 553 с.; 470 с.
11. Стальмахов В.С. Основы электроники сверхвысокочастотных приборов со скрещенными полями. — М.: Сов. Радио, 1963. — 365 с.

12. Григорьев А.Д. Электродинамика и техника СВЧ: Учеб. для вузов по спец. «Электронные приборы» — М.: Высшая школа, 1990. — 335 с.
13. Силин Р.А., Сазонов В.П. Замедляющие системы. — М.: Сов. Радио, 1966. — 421 с.
14. Тараненко З.И., Трохименко Я.К. Замедляющие системы. — Киев: 1965. — 307 с.
15. Пюшнер Г. Нагрев энергией сверхвысоких частот: Пер. с англ. / Под. ред. Э.Я. Пастрона. — М.: Изд-во «Энергия», 1968. — 312 с.
16. СВЧ-энергетика: Пер. с англ. / В.Г. Алыбина, Э.Я. Пастрона; под ред. Э. Окресса: В 3 т. — М.: Изд-во «Мир», 1971.
17. Микроэлектронные устройства СВЧ: Учеб. пособие для радиотехнических вузов / Г.И. Веселов, Е.Н. Егоров, Ю.Н.Алехин и др.; под ред. Г.И. Веселова. — М.: Сов. Радио, 1972. — 264 с.
18. Петров Б.Е. Романюк В.А. Радиопередающие устройства на полупроводниковых приборах. — М.: Высшая школа, 1989. — 232 с.
19. Малорацкий Л.Г., Явич Л.Р. Проектирование и расчет СВЧ-элементов на полосковых линиях. — М.: Сов. радио, 1972.
20. Пасынков В.В., Чиркин Л.К., Шинков А.Д. Полупроводниковые приборы. — М.: Высшая школа, 1981.
21. Гусятинер М.С., Горбачев А.И. Полупроводниковые сверхвысокочастотные диоды. — М.: Изд-во «Радио и связь», 1983.
22. Царапкин Д.П. Генераторы СВЧ на диодах Ганна. — М.: Радио и связь, 1982.
23. Электронные приборы СВЧ: Учеб. пособие для радиофизических и радиотехнических факультетов и специальностей вузов / Под ред. В.Н. Шевчика, М.А. Григорьева. — Саратов: Изд-во Саратовского ун-та, 1980. — 416 с.
24. Итоги науки и техники, серия «Электроника», т. 17. — М: ВИНТИ, 1985. — 361 с.

**ПРИЛОЖЕНИЕ А**  
**Основные параметры полупроводниковых**  
**материалов при  $T = 300 \text{ К}$**

Параметры	Ед. измерения	Si	Ga As	Ge	JnP
Диэлектрическая проницаемость, $\epsilon_r$	отн. ед.	11,8	12,9	16	12,4
Плотность атомов, $N$	$\text{см}^{-3}$	$5 \cdot 10^{22}$	$2,21 \cdot 10^{22}$	$4,42 \cdot 10^{22}$	$2 \cdot 10^{22}$
Плотность	$\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$	2,33	5,31	5,33	4,79
Теплопроводность	$\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$	140	50	60	68
Температура плавления	К	1690	1503	1209	1335
Ширина запрещенной зоны, $\Delta W$	эВ	1,12	1,42	0,67	1,35
Удельная теплоемкость	$\text{Дж} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$	0,75	0,35	0,31	–
Собственная концентрация $n_i = p_i$	$\text{см}^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^9$
Подвижность в слабых полях	$\text{см}^2/(\text{с} \cdot \text{В})$				
Электронов $\mu_n$		1500	8500	3900	4800
Дырок $\mu_p$		450	400	1900	150
Насыщенная дрейфовая скорость	$\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$	$1 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^7$
Критическая напряженность поля	$\text{кВ} \cdot \text{см}^{-1}$	10	3,2	2,3	10,5
Работа выхода $\Phi$ ,	эВ	4,8	4,7	4,4	4,4
Контактная разность потенциала $\phi_k$	В	0,9	1,3	0,5	
Время жизни неосновных носителей	с	$2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-9}$
Тангенс угла диэлектрических потерь		$5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	–	–
Коэффициент диффузии дырок	$\frac{\text{см}^2}{\text{с}}$	37	250	93	–
Поле пробоя	В/см	$3 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$	$10^5$	$5 \cdot 10^5$
Собственное удельное сопротивление	Ом·см	$2,3 \cdot 10^5$	$10^8$	47	

**ПРИЛОЖЕНИЕ Б**  
**Справочные данные по функциям Бесселя**

$X$	$J_0(X)$	$J_1(X)$	$\frac{2J_1(X)}{X}$	$XJ_1(X)$
0	1,0	0	1,0	0
0,1	0,997	0,05	0,99	0,01
0,2	0,99	0,10	0,99	0,02
0,3	0,98	0,15	0,98	0,04
0,4	0,96	0,20	0,98	0,08
0,5	0,94	0,24	0,97	0,12
0,6	0,91	0,29	0,96	0,17
0,7	0,88	0,33	0,94	0,23
0,8	0,85	0,37	0,92	0,29
0,9	0,81	0,41	0,90	0,35
1,0	0,76	0,44	0,88	0,44
1,1	0,72	0,47	0,86	0,52
1,2	0,67	0,50	0,83	0,60
1,3	0,62	0,52	0,80	0,67
1,4	0,57	0,54	0,77	0,76
1,5	0,51	0,56	0,74	0,84
1,6	0,46	0,57	0,71	0,91
1,7	0,40	0,58	0,68	0,98
1,8	0,34	0,58	0,65	1,05
1,9	0,28	0,58	0,61	1,10
2,0	0,22	0,57	0,57	1,15
2,1	0,17	0,57	0,54	1,19
2,2	0,11	0,55	0,51	1,22
2,3	0,06	0,54	0,47	1,24
2,4	0,002	0,52	0,43	1,25
2,5	-0,05	0,50	0,40	1,24
2,6	-0,10	0,47	0,36	1,22
2,7	-0,14	0,44	0,31	1,20
2,8	-0,18	0,41	0,29	1,15
2,9	-0,22	0,37	0,26	1,09
3,0	-0,26	0,34	0,23	1,02
3,1	-0,29	0,30	0,19	0,93
3,2	-0,32	0,26	0,16	0,83
3,3	-0,34	0,22	0,13	0,73
3,4	-0,36	0,18	0,10	0,61
3,5	-0,38	0,14	0,08	0,48
3,6	-0,39	0,10	0,05	0,35
3,7	0,40	0,01	0,01	0,05
3,8	0,403	0,00	0,00	0,00
3,83	0,402	0	0	0

## ПРИЛОЖЕНИЕ В

### Классификация и условное обозначение твердотельных МВП

Классифицируются полупроводниковые приборы (ППП):

- по функциональному назначению;
- принципу действия и особенностям включения в схему.

С этой точки зрения ППП делятся на транзисторы (биполярные и полевые) и диоды. Диоды делятся на приборы с отрицательным динамическим сопротивлением и приборы с положительным динамическим сопротивлением.

Диоды с положительным динамическим сопротивлением называются **варисторами**, если они предназначены для использования нелинейного активного сопротивления; **варакторами**, если используется их реактивное сопротивление в качестве нелинейного элемента.

Среди диодов-варисторов различают детекторные, смесительные, модуляторные и переключательные. Диоды-варакторы делятся на умножительные и параметрические. Внутри каждого из этих типов проводится деление по материалу, структуре, частотному диапазону и т.д.

Действующее обозначение ППП состоит из пяти элементов:

*первый элемент* — **цифра (или буква)** обозначает материал:

**1(Г)** — германий; **2(К)** — кремний; **3(А)** — арсенид галлия;

*второй элемент* — **буква** обозначает класс приборов:

**А** — диод СВЧ;

**Т** — транзисторы биполярные;

**П** — транзисторы полевые;

**И** — туннельные диоды;

*третий элемент* — **цифра** определяет назначение приборов:

1 — смесительные; 2 — детекторные;

3 — модуляционные; 4 — параметрические;

5 — переключательные; 6 — умножительные;

7 — генераторные;

*четвертый элемент* — **две цифры** — номер разработки;

*пятый* — **буква** — принадлежность к литеру.

**Например:** 2А101Б — кремниевый, смесительный диод;

3А703А — арсенидгаллиевый генераторный диод и т.д.

## ПРИЛОЖЕНИЕ Г

### Параметры диодов Ганна и ЛПД

Тип Диода	$U_{пор}$ , В	$I_0$ , А	$R_0$ , Ом	$P_{maxH}$ , Вт	$f_{min}$ , ГГц	$f_{max}$ , ГГц	$f_{np}$ , ГГц	$L_H$ , нГн	$C_K$ , пФ
3A705 А	5	0,28	10—20	0,06—0,1	5	8	6,5	0,9	0,3
3A703 Б	3,5	0,32	5—10	0,06—0,1	8	12	10	0,9	0,3
3A712 А	2,7	1,3	1—2	0,15—0,3	12	18	15	0,3	0,15
3A715 А Б	4,5	1,2	0,6—2,5	0,2—0,5	8 10	10 11,5	9 10,75	0,9	0,3
3A716 А Б В	3	1	1—2	0,2—0,4	18 20 22	20 22 24	19 21 23	0,3	0,15
3A718 А Б В Г Д	2	0,5	1—2	0,055	26 29 32 35 37	29 32 36 38 40	25,5 30,5 34 36,5 38,5	0,15	0,15
3A721 Б В Г	2	0,37	1,5—3	0,03	6 8 12	8 12 18	7 10 18	0,9	0,3
3A725 Б В	5	1,5		0,4	6 7	7 8	6,5 7,5	0,9	0,3
3A726 А Б В	2,5	2		0,2	12 13 15	13 15 17	12,5 14 16	0,3	0,15
3A727 А Б	1,5	1,7		0,1	37 42	42 47	39,5 47,5	0,15	0,15
3A728 А Б	1,5	1,5		0,07	26 29	29 33	27,5 31	0,15	0,15

### Параметры лавиннопролетных диодов

Тип диода	$f_{min}$ , ГГц	$f_{max}$ , ГГц	$P_{maxH}$ , мВт	$U_0$ , В	$I_0$ , А	$R_0$ , Ом
3A703	8,2	12,4	10	8,5—9	0,27	20
3A703Б	8,5	9,2	20	8,5—9	0,32	20
3A705А	5,2	8,2	70	10	0,28	15
2A706А	8,5	10	100	120	0,06	—
1A704В	8,3	10	12	60	0,05	—
3A707Б	9,2	10,3	650	80	0,12	—