

**Министерство науки и высшего образования Российской Федерации**

**Федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение высшего образования**

**ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ**

**Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники**

**Ж.М. Соколова, А.М. Заболоцкий**

**ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА  
СВЧ, КВЧ И ГВЧ ДИАПАЗОНОВ**

**Учебное пособие**

**2023**

**Соколова Ж.М., Заболоцкий А.М.**

Приборы и устройства СВЧ, КВЧ И ГВЧ диапазонов: Учебное пособие. — Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2023. — 114 с.

В пособии содержится систематизированный материал общей теории электронных приборов СВЧ, КВЧ И ГВЧ диапазонов (вакуумных и твердотельных), вопросы электронно-оптических систем формирования потоков заряженных частиц, электродинамических систем приборов; рассмотрены принципы работы таких приборов, как: клистроны, лампы бегущей волны и лампы обратной волны, магнетроны, приборы типа М, генераторы и усилители на туннельных диодах, на диодах Ганна и на лавинно-пролетных диодах; уделено внимание работе полупроводниковых приборов с положительным динамическим сопротивлением ВАХ в различных устройствах. Отмечаются основные характеристики указанных выше приборов и влияние режима питания на получение выходных параметров.

Одобрено на заседании каф. СВЧиКР протокол 6 от 02.02.2023

© Соколова Ж.М., Заболоцкий А.М., 2023

© Томский гос. ун-т систем управления и радиоэлектроники, 2023.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие.....	5
Введение.....	6
Глава 1. Общие физические процессы в приборах СВЧ, КВЧ, ГВЧ диапазонов.....	12
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 прибора. Уравнение и форма наведенного тока.....	21
1.5 Наведенный ток модулированным потоком.....	25
1.6 Отбор энергии от движущихся носителей заряда.....	27
1.7 Управление электронным потоком.....	34
Глава 2. Электродинамические системы приборов.....	36
СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов.....	36
2.1 Резонаторы.....	36
2.2 Замедляющие системы, параметры и характеристики их.....	41
2.3 Типы замедляющих систем.....	50
2.4 Применение СВЧ-нагрева.....	65
Глава 3. Электроннооптические системы приборов.....	68
3.1 Требования к электронной пушке.....	69
3.2 Обзор пушек ЭОС.....	71
3.3 Поперечно ограничивающая система.....	79
Глава 4. Общие вопросы генераторов и усилителей.....	82
4.1 Анализ работы генераторов и усилителей с резонансной колебательной системой.....	82
4.2 Влияние электронной проводимости на работу генераторов с резонансной колебательной системой.....	85
4.3 Влияние внешней нагрузки на мощность и частоту генерации.....	93
4.5 Основные параметры и характеристики приборов.....	100
Список сокращений и условных обозначений параметров.....	106
Литература.....	108
Приложение А. Основные параметры полупроводниковых материалов при $T = 300$ К.....	110
Приложение Б. Справочные данные по функциям Бесселя.....	111
Приложение В. Классификация и условное обозначение твердотельных МВП.....	112

Приложение Г. Параметры диодов Ганна и ЛПД..... 113

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Характерной чертой непрерывного прогресса в области развития приборов СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов является создание все более мощных генераторов, более чувствительных приемников в диапазоне более высоких частот. Использование СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазона значительно расширяет информационную емкость каналов связи, уменьшает габариты и обеспечивает интегрируемость аппаратуры.

Основная цель данного учебного пособия — дать представление о физических процессах, происходящих в приборах и устройствах разного типа СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов. Чтобы подготовить специалистов к технически грамотному применению приборов в схемах, необходимо рассмотреть основные технические характеристики их и отметить влияние режима питания на получение максимальных выходных параметров.

В пособии дается изложение общих физических процессов, лежащих в основе любых электронных приборов (вакуумных и твердотельных) СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов, вопросов электроно-оптических систем формирования потоков заряженных частиц (ПЗЧ), электродинамических систем приборов. При изложении материала уделяется внимание наиболее применяемым приборам: клистродам, лампам бегущей волны (ЛБВ), лампам обратной волн (ЛОВ), магнетронам, генераторам и усилителям на диодах Ганна и на лавинно-пролетных диодах. Кроме того, уделено внимание работе в различных устройствах полупроводниковых приборов с положительным динамическим сопротивлением на основе ВАХ. Приведены их основные характеристики и параметры. При сравнительном анализе 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 выполнении контрольных работ, при расчете режима работы конкретного прибора). Для углубленного изучения дисциплины рекомендуется литература [1—24].

## ВВЕДЕНИЕ

### **Сведения о СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонах, о приборах и устройствах**

**Приборами и устройствами** СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов называются приборы и системы, предназначенные для генерирования, усиления и преобразования колебаний [1] в интервале частоты от  $3 \cdot 10^9$ — $3 \cdot 10^{12}$  Гц. В приборах свободные носители зарядов (электроны) взаимодействуют с постоянными и переменными электрическими и, в отдельных приборах, магнитными полями, при этом происходит преобразование видов энергии (энергии постоянного поля в энергию высокочастотного, переменного поля).

По международному регламенту радиочастоты в связи с большой протяженностью делятся на двенадцать диапазонов [2, 12], названия которых соответствуют границам по частоте или длине волны. Так, к десятому диапазону относятся сантиметровые волны (СМВ), длина волны которых от 10—1 см; частота 3—30 ГГц — гига Герцы, название диапазона по частоте - **Сверхвысокие частоты (СВЧ)**. Затем одиннадцатый диапазон включает миллиметровые (ММВ), с длиной волны 10—1 мм; частотой 30—300 ГГц, название диапазона по частоте – **Крайне высокие частоты (КВЧ)**. Двенадцатый диапазон включает децимиллиметровые волны (ДММВ или субмиллиметровые волны), 1—0,1 мм; называется по частоте - **Гипервысокие частоты (ГВЧ)** охватывает полосу частот от 300 ГГц—3000 ГГц = 3ТГц — тера Герцы.

**Применение диапазонов** СВЧ, КВЧ И ГВЧ началось в конце 30-х годов прошлого века. Радиолокация и радионавигация повлияли на развитие ДМВ - и СМВ - диапазонов. Космическая радиосвязь и радионавигация 60-х годов и спутниковое телевидение приводит к интенсивному развитию приборов СВЧ, КВЧ И ГВЧ. В области средств связи (особенно телевидения и многоканальной телефонии) диапазон сверхвысоких частот (СВЧ) позволяет обеспечить одновременную работу сотен тысяч приемно-передающих устройств (с полосой частот несколько МГц каждый).

В радиолокации применяются СВЧ и ММВ, для промышленного нагрева в «микроволновых» печах [3] используется диапазон дециметровых волн (ДМВ). В медицине в устройствах радиотерапии и приборах размораживания используются волны от дециметрового диапазона до миллиметрового. Энергия СВЧ применяется [15], [16] в химической промышленности при создании полимеров и для ускорения химических реакций; в строительстве — для ускорения отверждения бетона и разрушения горных пород при строительстве 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, радио спектроскопии, в эталонах точного времени и т.д. Очень перспективно использование СВЧ при создании космических электростанций. Столь широкое применение СВЧ -диапазона обостряет, конечно, экологические проблемы, т.к. повышается фон электромагнитных излучений.

**Электронные приборы СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов 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, СВЧ и ДМВ благодаря своим высоким выходным параметрам. Генераторы и усилители на лавинно-пролетных диодах (ГЛПД), на диодах Ганна (ГДГ) и транзисторах, хотя уступают по величине выходной мощности, по КПД и коэффициенту усиления, указанным вакуумным приборам, но превосходят их по минимальным параметрам: величине питающих напряжений, шумам, массогабаритными параметрами.

При изучении приборов и устройств СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов 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 статические магнитные поля используются в принципе работы прибора, где движение электронов происходит во взаимно ортогональных статических электрическом и магнитном полях. Приборы О-типа и М-типа по конструктивному выполнению делятся на приборы с резонансными и нерезонансными электродинамическими системами. К резонансным 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.

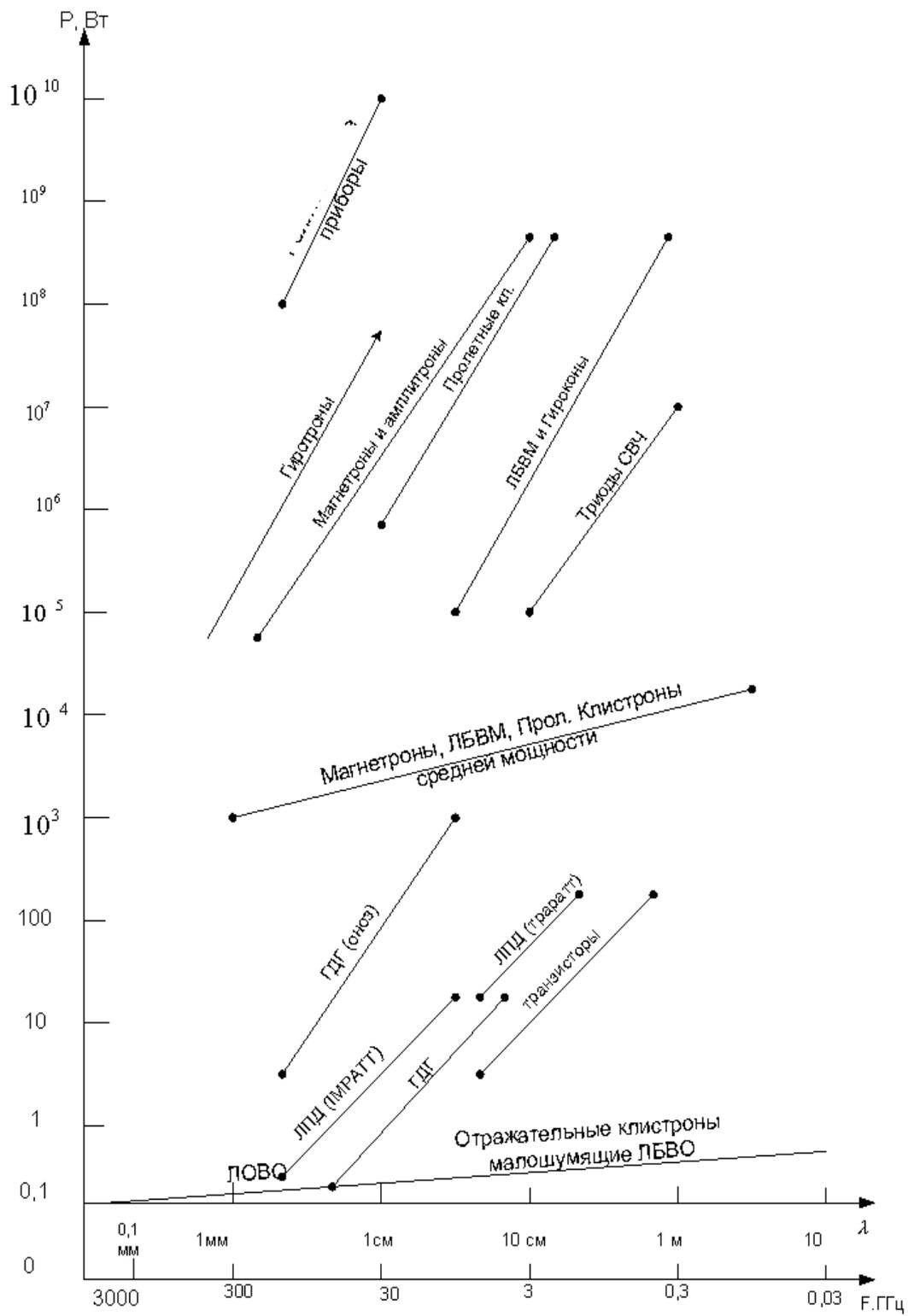


Рис. В.1

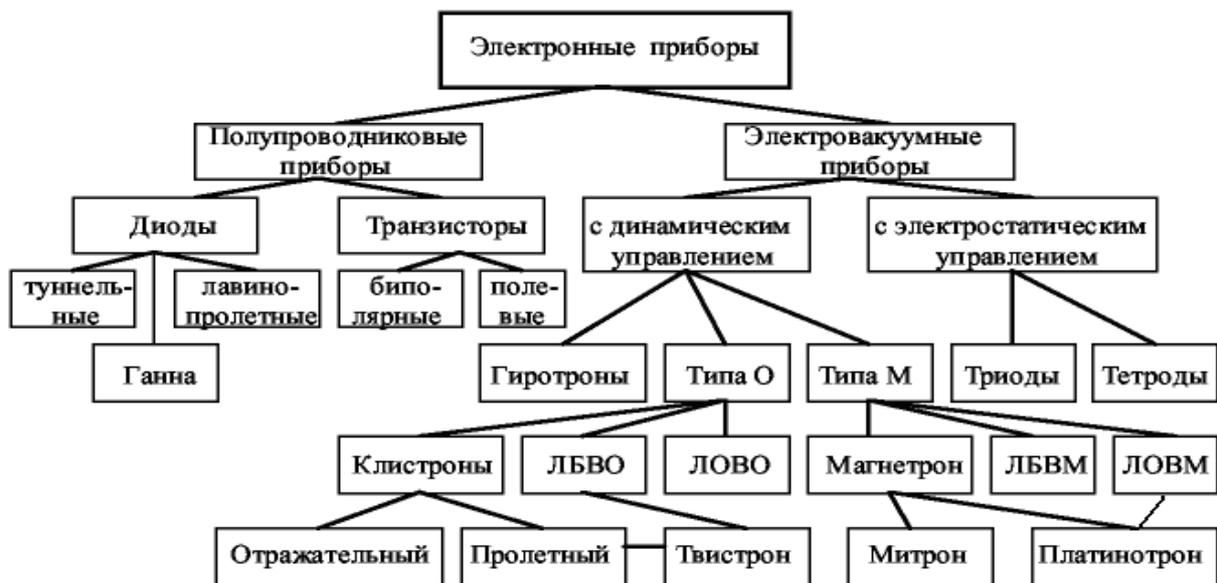


Рис. В.2 — Классификация *микроволновых* электронных приборов СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазона

**К особенностям** электровакuumных приборов СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов относится — **объединение активной области** прибора (пушка, создающая поток электронов, фокусирующая система, область взаимодействия, электрод с функциями коллектора) и **электродинамической системы** (резонаторы или замедляющие системы и связанные с ними внешние линии), **в одном приборе**.

**Быстродействие приборов** СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазона 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 пролета которых становится сравнимым с периодом колебания.

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

Менее жестким является ограничение, связанное со 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 запаздывания  $\Delta t$  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, для примера, скорость передачи информации одного телефонного канала равна 64 Кбит/с, одного канала цветного телевидения высокой четкости — 216 Мбит/с. Уменьшение на порядок длины пути  $l$  (до 0,3 мм) позволяет реализовать 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 СВЧ, КВЧ, ГВЧ диапазонов являются

- миниатюризация приборов;
- развитие модулей на твердотельных приборах;
- создание гибридных и многорежимных приборов;
- интенсивное использование схем сумматоров для повышения выходных мощностей;
- внедрение компьютерных технологий;
- обеспечение приборам максимальной надежности и срока службы;
- широкое использование новых разработок в промышленности, сельском хозяйстве, медицине и быту.

# Глава 1. ОБЩИЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПРИБОРАХ СВЧ, КВЧ, ГВЧ ДИАПАЗОНОВ

Существующие приборы СВЧ, КВЧ, ГВЧ диапазонов различаются по конструкции, принципами действия, величинами параметров и характеристиками. Но общими вопросами для любого прибора являются вопросы: прохождения тока во внешней цепи при движении носителей заряда, когда время пролета становится сравнимо с периодом колебания; преобразования энергии постоянного источника питания в СВЧ-мощность; электродинамических систем.

## 1.1 Основные уравнения для анализа процессов

В приборах СВЧ, КВЧ, ГВЧ конструктивно объединены: линии передачи в выводах- вводах энергии, колебательные или электродинамические системы и электронные потоки или свободные носители зарядов. Поэтому при теоретическом анализе электродинамических процессов в приборе требуется решение уравнений Максвелла с учетом зарядов:

$$\operatorname{rot} \bar{H} = \bar{\rho} \bar{v} + \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \sigma \bar{E} = \bar{J}_n; \quad (1.1)$$

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

$$\operatorname{div} \bar{E} = \rho \epsilon_0 \epsilon_r; \quad (1.3)$$

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

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

Для вакуума:  $\epsilon_0 = 0,886 \cdot 10^{-11} \frac{\text{А} \cdot \text{с}}{\text{В} \cdot \text{м}}$  — 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  $\bar{J}_k = \rho \bar{v}$  (тока конвекционного), плотности тока смещения  $J_{\text{нш}} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \partial E / \partial t$  и плотности тока проводимости  $\bar{J}_{np} = \sigma \bar{E}$ .

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 зависимости скорости заряженных частиц от электрического и магнитного полей следует использовать уравнение движения, которое может быть записано в общем виде

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

где  $q$  — заряд частицы;

$M_q$  — масса заряженной частицы;

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

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

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

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

Для анализа волновых процессов в электронных потоках приборов используется уравнение непрерывности

$$\text{div}(\rho \bar{v}) = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (1.7)$$

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. Для использования граничных условий известными должны быть величины электрических и магнитных полей на поверхностях раздела сред, т. е. на металлических электродах.

Начальные условия это пространственно - временное распределение электронов, т.е. для фиксированного момента времени должны быть известны (заданы) 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:** Определим время пролета  $\tau$ , если движение электрона происходит в плоском зазоре вакуумного прибора, имеющего расстояние между электродами

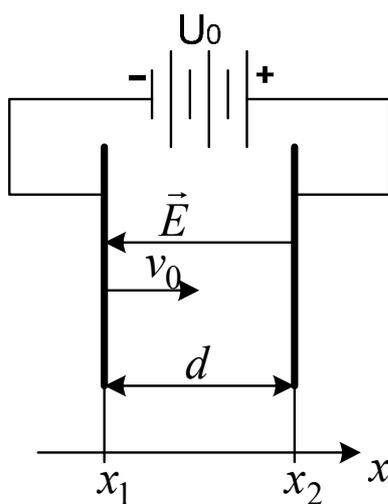


Рис. 1.1 — Движение электрона в зазоре под действием постоянного электрического поля  $E$

$d$  (рис. 1.1). На зазоре разность потенциалов  $U_0$ .

Плоским зазором называется система, образованная двумя металлическими плоскостями с линейным изменением потенциала между ними (это выполняется, когда величина расстояния  $d$  много меньше линейных размеров, образующих поверхность электродов зазора).

Пусть магнитное поле на зазоре отсутствует,  $B = 0$ ; пространственный заряд отсутствует; электрон входит в зазор со скоростью  $v_0 \ll c$ , где  $c$  – скорость света.

Начальные условия следующие: в момент  $t = t_1$ , координата электрона была  $x_1$  и скорость  $v_0$ , а при  $t = t_2$  координата  $x = x_2$  (рис.1.1)

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 и подставляя начальные условия, 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 зазоре будут 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 (1.15а) может использоваться в случае, когда в зазоре один электрод - эмитирующий катод, работающий 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  $\tau$ . Исход-

ное уравнение имеет вид  $m \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{eU_m}{d} \sin \omega t$ . После дважды вы-

полненного интегрирования, при условии отсутствия начальной скорости ( $v_0 = 0$ ) получим выражение вида

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

позволяющее определить координату отдельного электрона  $x$  в момент  $t$  в зависимости от времени входа  $t_1$  в зазор.

Таким образом, для каждого электрона, движущегося в переменном поле, получается свое время пролета.

**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 пренебречь малыми изменениями времени пролета от действия переменного поля, а в случае  $U_0 \ll U_m$  можно пренебречь влиянием постоянного поля. В случае сравнимых величин  $U_0 \cong U_m$  действующая величина напряжения определяется суммированием.

Полученные выражения для нахождения времени пролета электронов можно применять и для полупроводниковых приборов (ППП) со следующими уточнениями: уравнение (1.15в)  $\tau_0 = d/U_0$  соответствует случаю баллистического движения носителей заряда под действием приложенного постоянного элект-

трического 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  $E_{кр}$ , скорость носителей в объёме полупроводника называется дрейфовой скоростью, определяется подвижностью  $\mu$ , и равна  $v(x) = v_{др} = \mu E$ . При равномерном распределении электрического поля в пролетной области протяженностью  $d$  скорость  $v_{др} = \mu U_0 / d \sqrt{a^2 + b^2}$ . Время дрейфового пролета частицы в слабом поле полупроводникового прибора равно

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

При сильных полях,  $E > E_{кр}$ , наблюдается насыщение дрейфовой скорости носителей [14]:  $v_{др} = v_n = \text{const}$  и время пролета  $\tau_n$  становится равным:

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

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

В случае установившегося диффузионного переноса носителей, вызванного неоднородностью распределения их концентрации в пространстве, при определении  $\tau$  следует предположить, что на частицы не действуют внешние силы, взаимодействие частиц между собой также не учитывается. Тогда плотность диффузионного тока  $J_\partial$  в каждой точке пространства, будет равная разности между числом частиц, пересекающих за единицу времени в двух противоположных направлениях единичную поверхность, нормальную вектору градиента объёмной концентрации  $N$ , описывается выражением:

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

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

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

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

Приписывая диффузионному переносу частиц усредненную скорость  $v_{\partial\phi}$  и сравнивая (1.17а) и (1.17б), получим:

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

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 времени пролета соотносятся между собой:  $\tau_{\bar{v}} \approx \tau_{\partial p} \ll \tau_{\partial\phi}$ .

**Угол пролета** 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. Угол пролета используется для анализа пролетных явлений и показывает степень инерционности носителей заряда. Используя выражения (1.14), (1.15), (1.16), (1.19), можно записать углы пролета для различных частных случаев

для зазора, когда скорость постоянная:

$$\theta_{op} = \frac{\omega d}{v} = \frac{\omega d}{v_H} \quad (1.21)$$

при диффузионном движении носителей:

$$\theta_{\partial\phi} = \frac{\omega d^2}{2D} \quad (1.22)$$

для зазора, к которому приложено напряжение  $U$ :

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

Следует отметить, что теория статического описания приборов (без учета пролетных явлений) перестает быть справедливой, когда время пролета  $\tau \approx T/2$ , а граничный угол пролета  $\theta_{zp} \approx \pi$ . Граничная рабочая частота при этом угле пролета  $\theta_{zp}$  будет определять

$$f_{zp} \approx 1/2\tau. \quad (1.24)$$

На основе (1.24), используя выражения времени пролета  $\tau$ , можно оценить  $f_{zp}$  для разных режимов движения носителей в

ППП и выбранном размере промежутка  $d$ . Можно с помощью (1.24) найти требуемый размер зазора прибора 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-

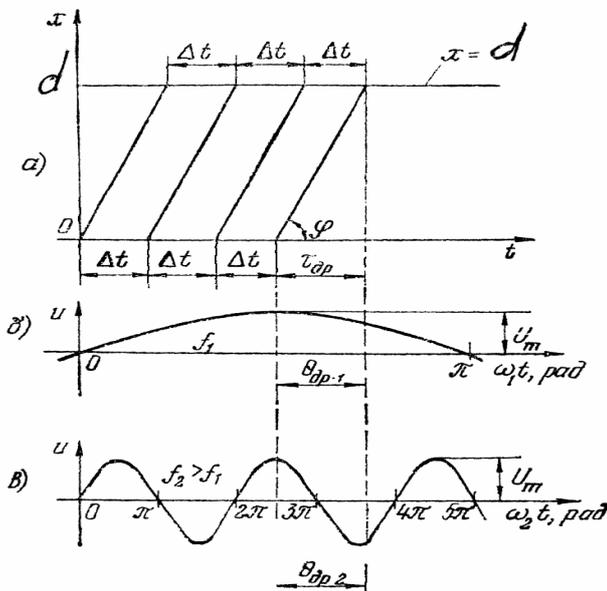


Рис. 1.2 — Пространственно-временная диаграмма дрейфового движения носителей заряда, выходящих из плоскости  $x = 0$  через равные интервалы времени  $\Delta t$ (а), и изменение СВЧ-напряжения при частотах  $f_1$  и  $f_1 > f_2$  (б, в)

временными диаграммами (ПВД).

Рассматривая последовательность носителей заряда (электронов), 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  $\varphi$ :  $\operatorname{tg}\varphi = v_H$ . 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  $f = f_1$ ,  $\theta_{op} < \pi$  и при  $f = f_2$ ,  $\theta_{op} > \pi$ .

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 приборов СВЧ, КВЧ, ГВЧ диапазонов.

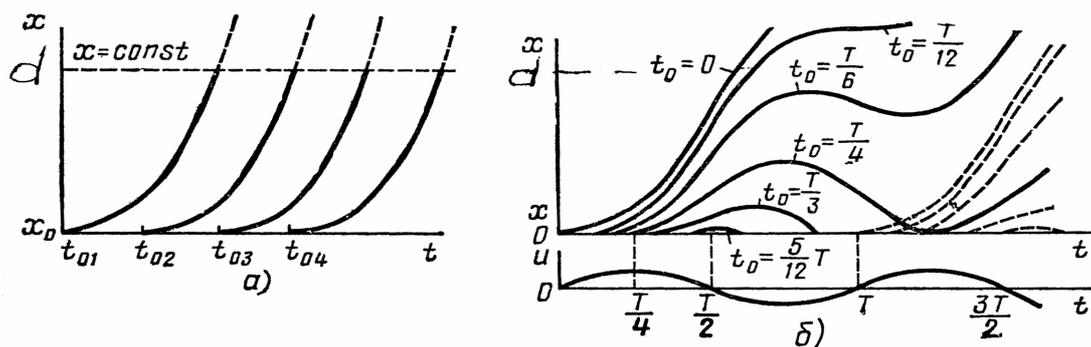


Рис. 1.3 — Пространственно-временные диаграммы движения электронов в плоском диоде:  
*a* — в отсутствие СВЧ-напряжения на аноде при  $U_0 > 0$ ;  
*б* — при  $U_m > 0$ ;  $U_0 = 0$

## 1.4 Ток во внешней цепи прибора. 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 осуществляться усиление, генерирование сигналов. Законы, определяющие протекание тока во внешних цепях на низких и средних частотах и СВЧ, КВЧ, ГВЧ, значительно различаются. Если на низких частотах мгновенный ток во внешней цепи прибора равен конвенционному току (току переноса свободных зарядов), то на СВЧ, КВЧ, ГВЧ диапазонах эти токи различаются, так как во время движения электронов существенно меняется приложенное к электроду переменное напряжение.

Рассмотрим плоский слой полупроводника толщиной  $d$  с двумя 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.

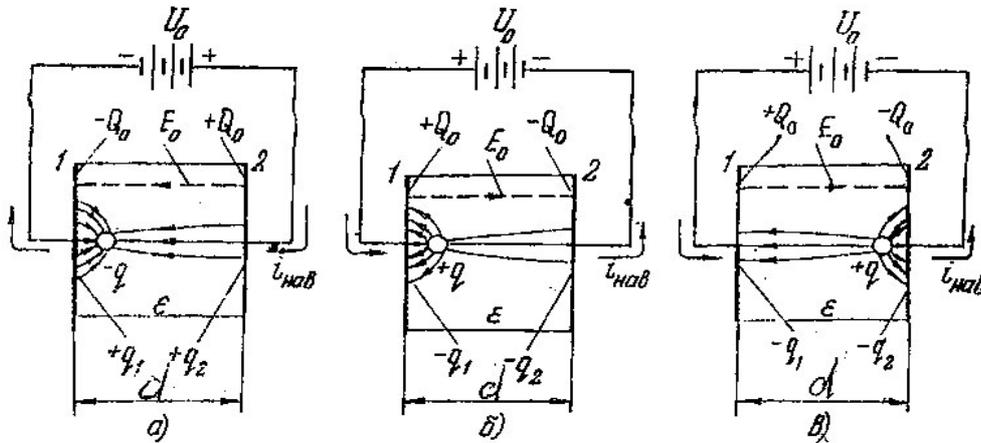


Рис. 1.4 — Наведение зарядов и тока во внешней цепи зазора

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, хотя возникают электрические поля по обе стороны заряда  $q$ , а на электродах появляются соответственно положительные или отрицательные наведенные 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  $\vec{E}_0$  ко второму электроду картина поля изменяется, так как  $|q_1| < |q_2|$ . Таким образом, при движении в зазоре свободного заряда  $q$  во внешней цепи, соединяющей электроды 1 и 2, происходит перетекание электрического заряда. Это движение зарядов получило название **наведенного тока**, поскольку оно обусловлено изменением зарядов  $q_1, q_2$ , наводимых 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 попадания заряда  $q$  на электрод.

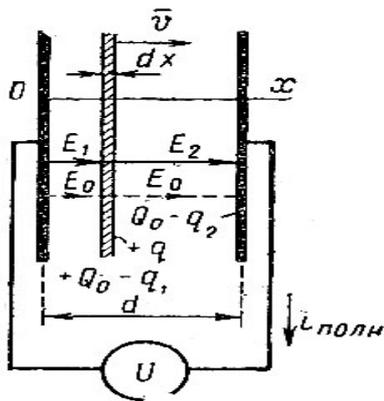


Рис. 1.5 — Наведение тока во внешней цепи при движении заряда  $+q$  в плоском зазоре

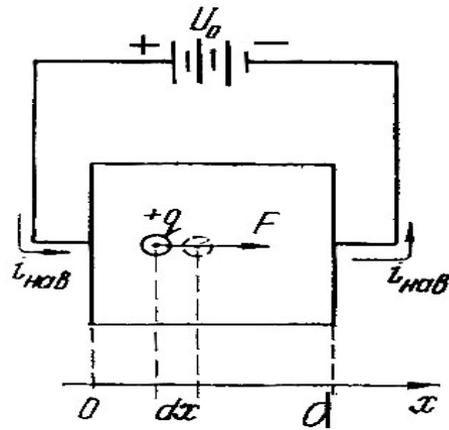


Рис. 1.6 — К выводу уравнения наведенного тока

Для вывода уравнения наведенного тока рассмотрим силу  $F$ , действующую на короткий 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, связана с мгновенным наведенным током  $I_n$  (на рисунках  $i_{нав}$ ), протекающим 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

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

В случае  $n$  числа коротких сгустков заряда, имеющих свои скорости  $v_n$  и разные поля в местах расположения зарядов  $E_n$ , 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 (1.29а):

1. В зазоре существуют конвекционный ток (ток движущихся электронов) и ток смещения (ток, вызываемый изменением во времени напряженности электрического поля). Во внешней цепи зазора — соответственно, наведенный ток и емкостной ток. Если электроды сделать прозрачными для свободных носителей, но не для поля, то при движении электронов наведенный ток в цепи этих электродов соистоятся, а заряженные частицы оседать на электродах не будут. Наведение тока также возникает при движении носителей заряда 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 зазора** при движении точечного заряда или короткого сгустка электронов с постоянной скоростью, при  $U_0=0$ , будет в виде прямоугольного импульса (рис. 1.7, а) с амплитудой  $I_n = \frac{qv_n}{d}$  и длительностью  $\tau = d / v_n$ .

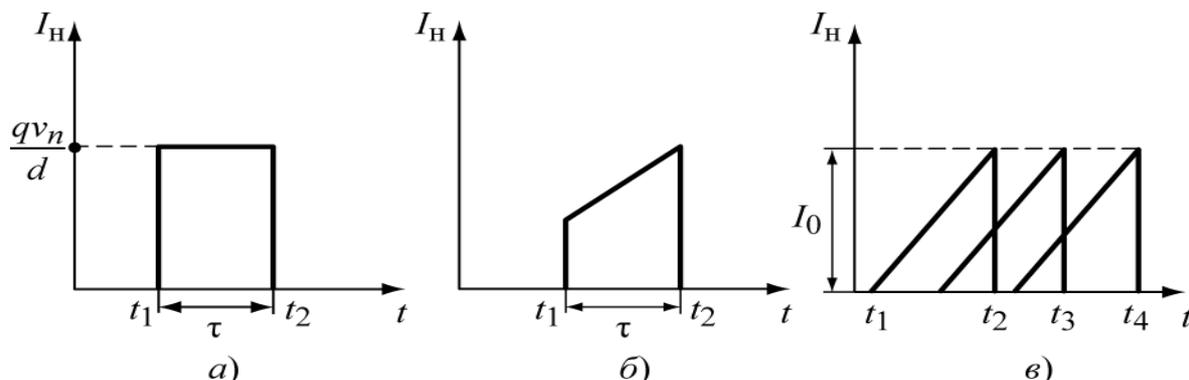


Рис. 1.7 — Прямоугольные импульсы, возникающие при движении точечного заряда или короткого сгустка электронов

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

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

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 электронов 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  $I_n$  (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 объёмной 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 пролета 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

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

Взяв интеграл, получим

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

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

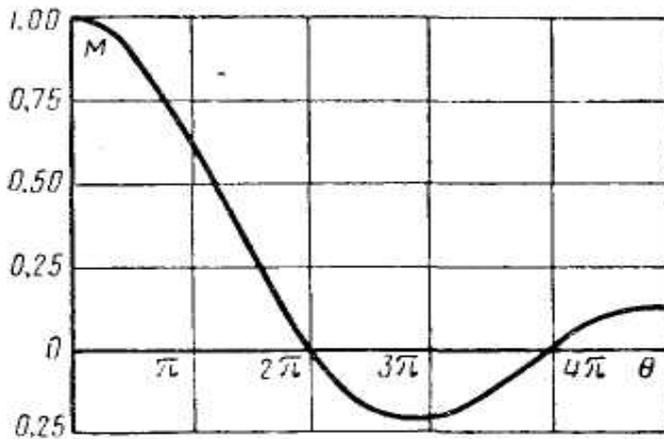


Рис. 1.8 — Зависимость коэффициента взаимодействия  $M$  - поля плоского зазора с электронным потоком - от угла пролета через зазор

Коэффициент взаимодействия  $M$  — характеризует взаимодействие носителей заряда с электрическим полем зазора. Величина  $M$  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 совпадают и не зависят от угла пролета  $\theta$ ;

- при малом угле пролета величина  $M \rightarrow 1$ , при этом наведенный ток по величине оказывается равным конвекционному току. При увеличении  $\theta$  (рис. 1.8) происходит уменьшение  $M$  и амплитуды наведенного тока до величины  $MI_m$ . Если  $\theta = 2 \cdot \pi$  переменная составляющая наведенного тока обращается в нуль, несмотря на то, что конвекционный ток в зазоре существовал. Коэффициент взаимодействия  $M$  определяет эффективность наведения тока в зазоре. Чтобы наведенный ток не уменьшался более

чем на 20 % относительно конвекционного тока, рекомендуется конструктивно делать зазоры такими, чтобы  $M \geq 0,7$ ;

- частота конвекционного и наведенного токов  $\omega$  одинакова;
- плоский зазор протяженностью  $d$ , характеризуемый конечным углом пролета, может быть при расчете наведенного тока заменен эквивалентным зазором нулевой протяженности, расположенным в центре реального зазора, при условии уменьшения амплитуды конвекционного тока в  $M$  раз. Фаза тока, согласно (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:

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

Величины коэффициентов взаимодействия  $M_n$  для каждой гармоники оказываются различными и равными:

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

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

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

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 различных гармоник одинаковы.

## 1.6 Отбор энергии от движущихся носителей заряда

Механизм отбора энергии от потока электронов и перевода 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 приборах.

Включим во внешнюю цепь зазора активное сопротивление  $R$  (рис. 1.9).

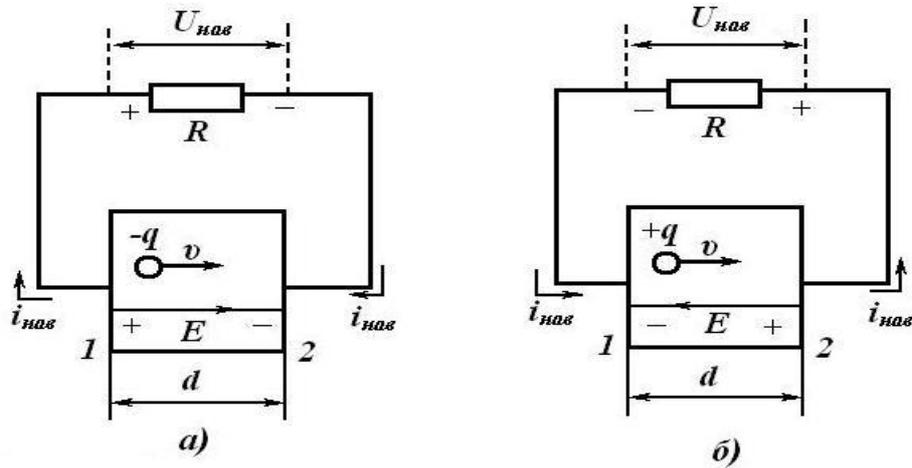


Рис. 1.9 — Отбор энергии от движущихся носителей заряда при включении сопротивления  $R$

Предположим, что отрицательные носители заряда  $-q$  (рис.1.9,а) движутся в зазоре с 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  $i_n$ . Направление тока  $i_n$  (рис. 1.9) определяется знаком движущихся зарядов в зазоре, при движении отрицательных зарядов — электронов — ток во внешней цепи направлен навстречу им. Электрическое поле  $E = U_{нав} / d$ , возникающее в зазоре, оказывается тормозящим для этих электронов. Вывод: при движении носителей заряда в рабочем пространстве прибора автоматически создаются условия их торможение и передачи во внешнюю цепь части их энергии, полученной от источника постоянного напряжения, обеспечивающего скорость  $v$ . Мгновенная мощность, передаваемая от носителей заряда в нагрузку  $R$ , будет равна  $P = i_n^2 R$ .

Если электроды зазора соединить между собой накоротко, то  $R = 0$  и  $P = 0$  (нет сопротивления, нет выходной мощности).

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

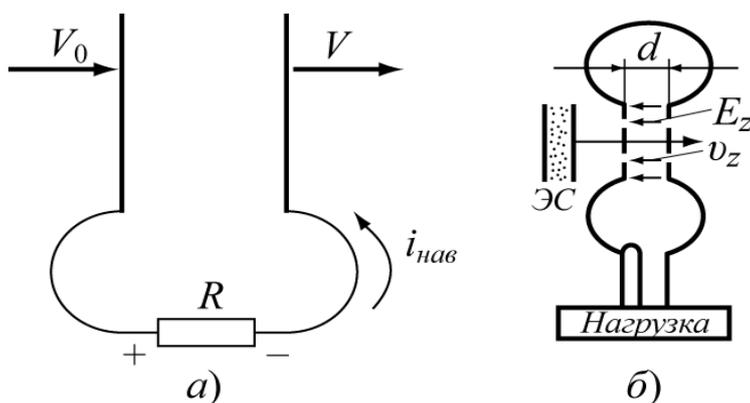


Рис. 1.10 — Отбор энергии от электронов в плоском зазоре

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  $R$  должно быть согласовано с сопротивлением электронного потока по постоянному току  $R_0$  для эффективного отбора энергии. При амплитуде переменного напряжения на резонаторе, равной напряжению постоянного источника  $U_m = U_0$ , амплитуда наведенного тока составляет  $I_n = M \cdot I_0$ . Тогда  $R_0 = U_0 / I_0$  — сопротивление

электронного потока. Сопротивление внешней нагрузки должно быть равно

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

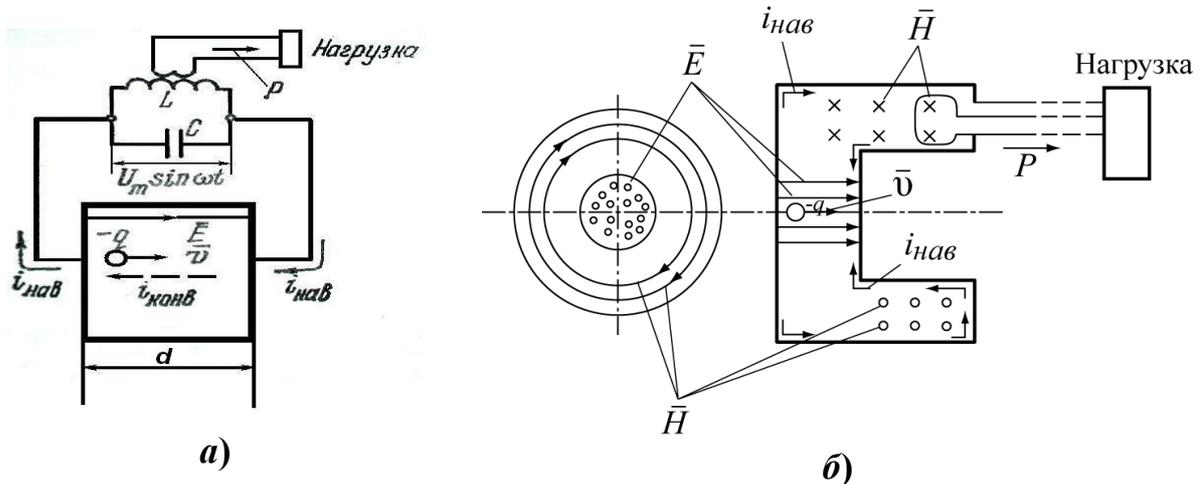


Рис. 1.11 — Отбор энергии от электронов с помощью резонатора:  
 а — эквивалентная схема; б — вариант устройства (две проекции).  
 Показана структура высокочастотного поля в резонаторе

При равенстве сопротивлений электронного потока  $R_0$  и контура  $R \approx R_0$  наблюдается  $M \rightarrow 1$  и максимальная величина наведенного тока. Чтобы величина коэффициента взаимодействия  $M$  не уменьшала величину наведенного тока более чем на 20% (рис. 1.8), угол пролета зазора не должен быть более  $0,8\pi$  (должен быть узкий зазор). Поэтому приборы, использующие узкие зазоры резонаторов, принято относить к устройствам с кратковременным взаимодействием потока носителей с электромагнитным полем. Выражение (1.39) при выбранной величине  $R$  будет также требованием величины сопротивления электронно-оптической системы ЭВП (обратное - наоборот).

Заметим, прохождение в зазоре одиночных сгустков электронов возбуждает во внешней цепи колебания, которые быстро затухают с постоянной времени  $\tau_3$ , зависящей от нагруженной добротности резонатора  $Q_H$  и  $\omega_0 = 2\pi f_0$  — круговой частоты резонатора:  $\tau_3 = 2Q_H / \omega_0$ . Чтобы колебания были незатухающими, необходимо пропускать последующий сгусток электронов в момент, когда наведенное переменное поле снова станет тормозящим (рис. 1.12,а), т.е. частота следования сгустков электронов  $f$ ,

должна быть либо равна собственной частоте резонатора  $f_0$  (рис. 1.12, в), 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 пропускавая один или большее число их. На этом основана работа умножителей частоты; усилители и генераторы работают при  $n = 1$ .

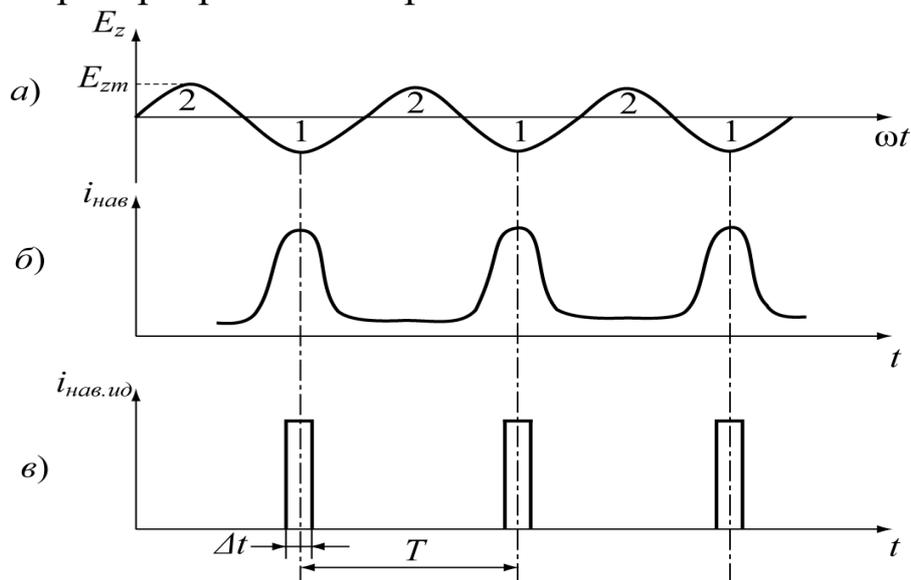


Рис. 1.12 — Обеспечение эффективной передачи энергии электронов высокочастотному полю резонатора:  
 1 — тормозящий полупериод; 2 — ускоряющий полупериод

Рассмотрим, при какой форме зависимости конвекционного тока от времени будет достигнута максимальная мощность в нагрузке. Пусть  $v_0 = \text{const}$ ;  $U_0 = 0$ ;  $\tau_{np} < T$ . 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 преобразована в энергию СВЧ-колебаний.

На практике не удастся осуществить форму конвекционного тока в виде  $\delta$ -функции (рис. 1.12, в). Но получение коротких сгустков является одной из важнейших задач при разработке приборов, которая решается своеобразно в разных типах приборов.

В нерезонансных приборах используются в качестве электродинамических систем замедляющие системы (ЗС), в которых осуществляется длительное взаимодействие носителей заряда с переменным полем и непрерывный отбор энергии от электронного потока. В замедляющих системах бегущие волны распространяются с фазовой скоростью меньшей скорости света,  $v_\phi < c$ , точнее  $v_\phi$  примерно равны скорости электронных сгустков  $v_0$ . Если электронные сгустки, при неравенстве скоростей вида  $v_0 \geq v_\phi$ , вводить в тормозящее электрическое поле ЗС (рис. 1.13) через одинаковые интервалы, равные  $\lambda_s$ , то они будут тормозиться полем и передавать ему свою кинетическую энергию. Обеспечить высокий КПД в таких системах невозможно, так как снизить скорость носителей до нуля нельзя, иначе они выйдут из тормозящего поля.

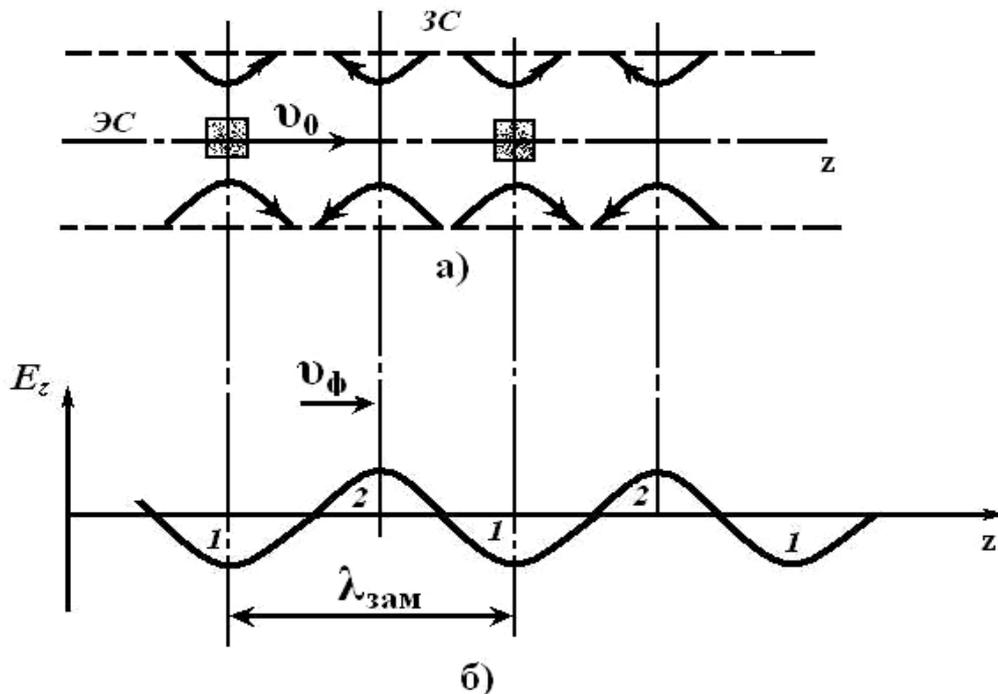


Рис. 1.13 — Обеспечение эффективной передачи энергии электронных сгустков высокочастотному полю замедляющей системы

Существует два физических механизма отбора энергии у сгустка:

- отбор *кинетической* энергии у носителей при торможении, в этом случае 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 в пространстве взаимодействия, 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 тормозящим электрическим полем, создаваемым резонатором, или линией типа замедляющей системы (ЗС).

2. Конвекционный ток носителей заряда должен поступать в пространство отбора энергии в моменты тормозящего электрического поля, т.е. непрерывный поток должен быть модулирован по плотности.

3. Максимальная отдача энергии наблюдается при коротких сгустках носителей ( $\Delta t \ll T/2$ ) и при прохождении сгустков в моменты максимумов тормозящего поля, когда направления скорости движения носителей и электрического поля коллинеарны;

4. Сгустки электронов в пространство взаимодействия в генераторах, усилителях поступают в каждый полу период тормозящего поля (частота колебаний на входе и выходе одинакова  $f_{0_{вх}} = f_{0_{вых}}$ ); в умножителях частота поступления сгустков электронов меньше в  $n$  раз по отношению к частоте колебаний.

5. На резонансном сопротивлении резонатора  $R_0$  выделяется напряжение только на резонансной частоте  $f_0$ . Для остальных частот резонатор представляет нулевое сопротивление.

7. Любой прибор может быть представлен по функциональным назначениям входящих в его конструкцию узлов в виде схемы (рис. 1.14).

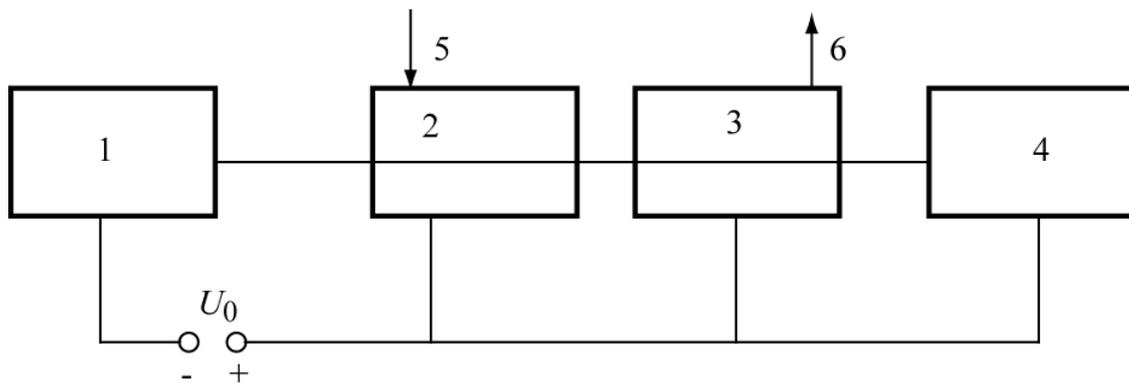


Рис. 1.14 — Блок-схема обязательных узлов прибора:

- 1 — электронная оптическая система (ЭОС), носители заряда;
  - 2 — управляющая система, создающая из непрерывного электронного потока сгустки, называется также модулятором электронного потока;
  - 3 — устройство отбора энергии от потока носителей;
  - 4 — коллектор, удаляющий отработанные электроны;
  - 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 приборах.

В случае электростатического управления на первую сетку, например, триода, тетрада или на затвор транзистора подается отрицательное постоянное напряжение  $U_{0c}$  (рис. 1.15) относительно катода или базы. В рабочем режиме на зазор катод-сетка подается колебание с амплитудой переменного напряжения  $U_{mc}$ . Когда суммарное напряжение первого зазора становится  $U_{mc} -$

$U_{0c} > 0$ , в последующий зазор прибора начинает поступать конвекционный ток в виде импульсов, длительность которых зависит от длительности положительной разности напряжений  $U_{mc} - U_{0c}$  (рис. 1.15). На 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.

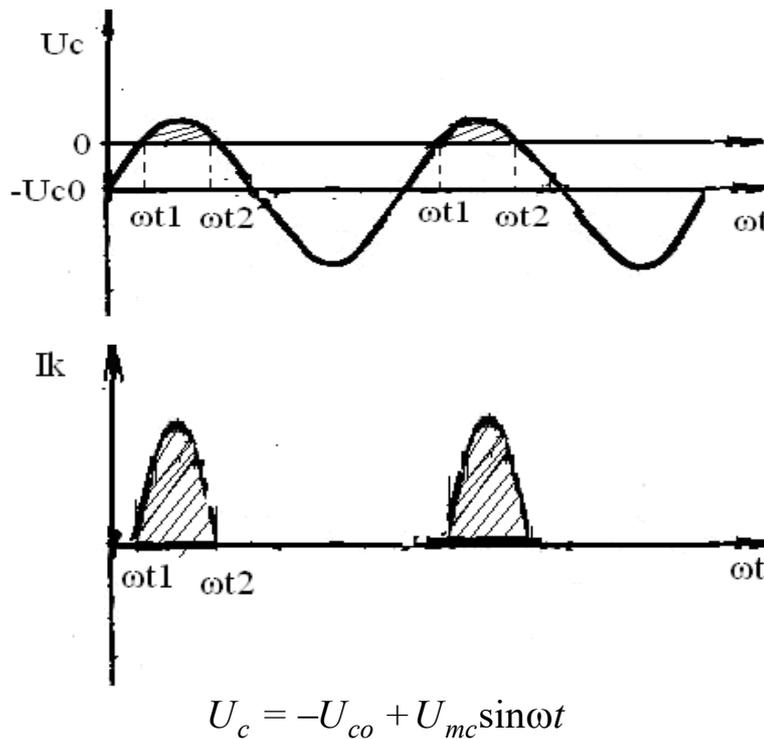


Рис. 1.15 — Формирование импульсов конвекционного тока в случае электростатического управления

Динамическое управление потоком носителей заряда основано на периодическом изменении скоростей электронов высокочастотным полем (скоростная модуляция управляющим устройством) с последующим преобразованием этого изменения в модуляцию конвекционного тока (модуляция плотности).

Переменная составляющая конвекционного тока  $I(t)$  не обязательно должна создаваться в управляющем устройстве. Можно применять такое воздействие на электронный поток, чтобы электроны, двигаясь между управляющим и выходным устройствами, постепенно группировались, образуя сгустки при входе в выходное устройство.

Управляющее устройство должно обеспечить в пространстве отбора энергии (в выходном устройстве) конвекционный ток, изменяющийся по закону  $I_k = I_0 + I(t)$ , где  $I(t)$  периодическая функция времени. Поэтому процессы модуляции скорости электронов и последующее преобразование плотности в потоке 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 конкретном приборе.

## Глава 2. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПРИБОРОВ СВЧ, КВЧ и ГВЧ ДИАПАЗОНОВ

### 2.1 Резонаторы

В приборах СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазона применяются резонаторы или замедляющие системы (электродинамические системы). Переменные электрические поля, вводимые или наводимые в электродинамических системах приборов, взаимодействуют с пропускаемыми электронными потоками. Выходные параметры приборов определяются параметрами и характеристиками электродинамических систем.

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

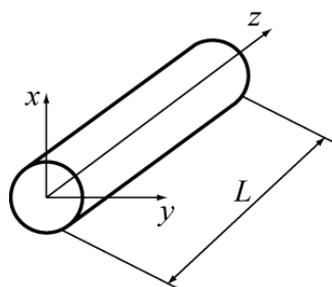


Рис. 2.1 — Резонатор

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,  $\lambda_g$  — длина волны в линии;  $n = 1, 2, \dots$  — целое число;  $\varphi_1, \varphi_2$  — фазовый набег 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.

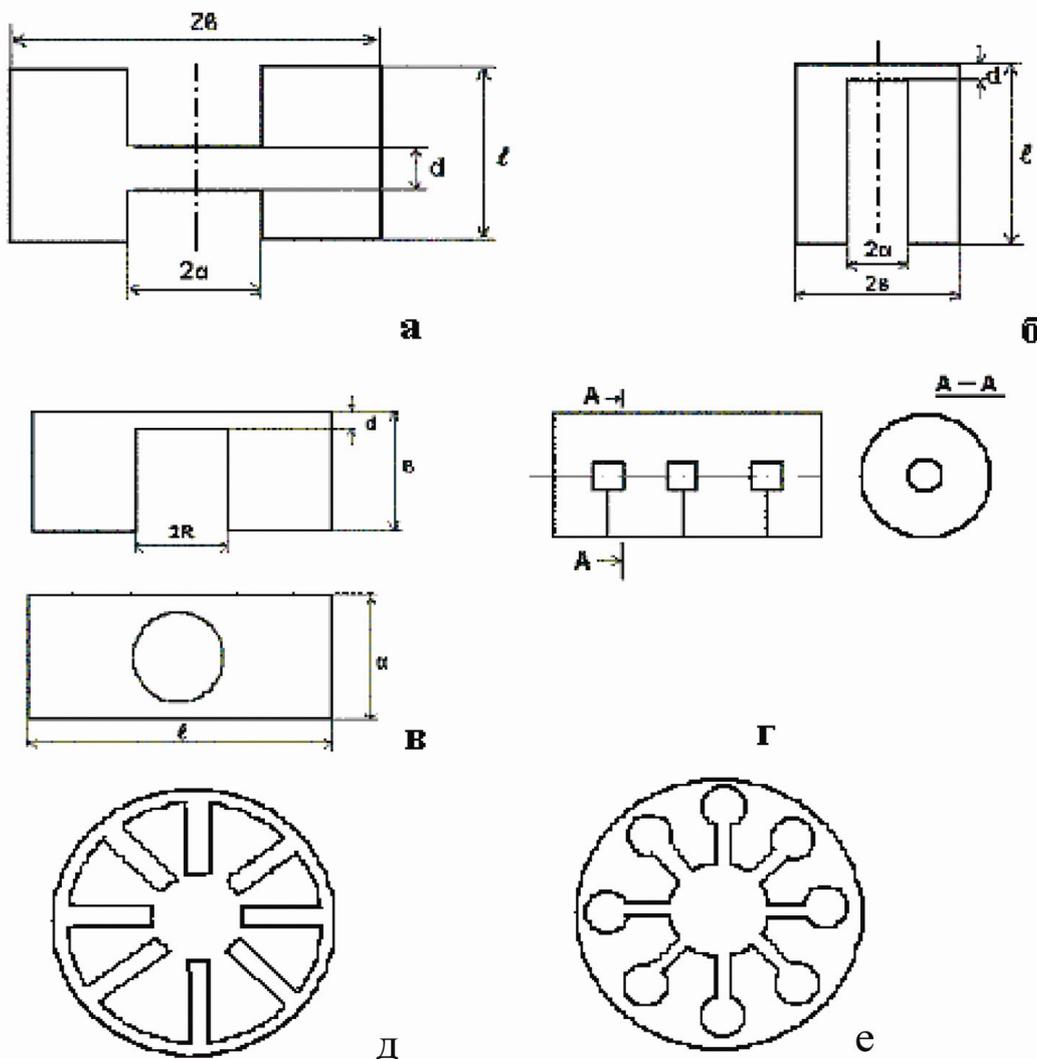


Рис. 2.2 — Типы резонаторов, используемых в приборах СВЧ, КВЧ И ГВЧ диапазона

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

**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  $Q_0$** , зависящая от активной и реактивной проводимостей резонатора вблизи резонансной частоты.

При определении собственной добротности резонатор предполагается изолированным от внешних нагрузок. Связь резонатора с внешними нагрузками учитывается введением внешней  $Q_{BH}$  и нагруженной  $Q_H$  добротностей:

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W_{зан}}{P_{пот.р}}; \quad Q_{вн} = \omega_0 \frac{W_{зан}}{P_{пот.нагр}};$$

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

Добротности связаны между собой уравнением

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

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

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

$$\eta_{рез} = \frac{Q_H}{Q_{вн}} = 1 - \frac{Q_H}{Q_0}.$$

Величины  $Q_0$ ,  $Q_{вн}$  и  $Q_H$  после изготовления резонатора могут быть измерены методом двухполюсника в измерительной линии

[1] с использованием соотношений:

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

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

где  $G_n$  — активная проводимость нагрузки резонатора;  
 $(dB/d\omega)_{\omega \rightarrow \omega_0}$  — изменение реактивной проводимости резонатора  
 вблизи резонансной частоты.

При анализе работы генераторов и усилителей СВЧ, КВЧ и ГВЧ методом эквивалентных схем используется чаще параллельная эквивалентная схема резонатора (рис. 2.3, в), реактивная проводимость которой определяется равенством

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

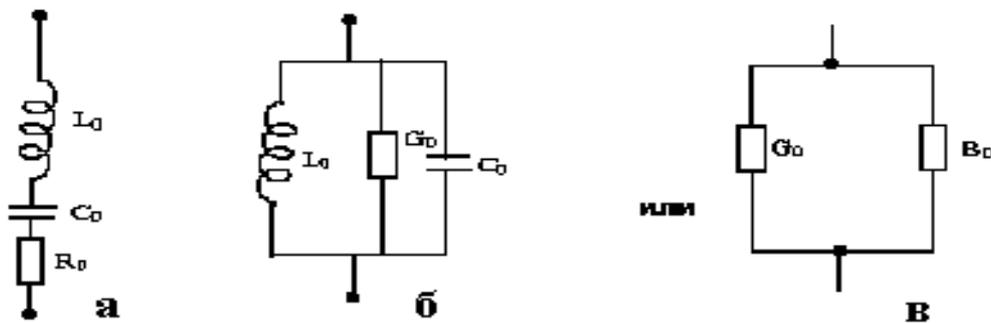


Рис. 2.3 — Эквивалентные схемы полого резонатора:  
 а — последовательная; б, в — параллельные

Активная проводимость резонатора определяется выражением

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

где  $U_m = \int_a^b \bar{E} d\bar{l}$  — амплитуда переменного напряжения в резонаторе, измеряемая 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 на зазоре между точками, в которых резонатор пронизывается элек-

тронным потоком, и составляет обычно  $10^{-3}$ — $10^{-5}$  [1/Ом или См — Сименс].

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

Для тороидального резонатора (рис. 2.2, а)

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

Собственная добротность и эквивалентное резонансное сопротивление тороидального резонатора (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; обозначение размеров приведено на соответствующих рисунках (рис. 2.2).

Для резонатора типа рис. 2.2, б резонансная частота определяется решением трансцендентного уравнения следующего вида

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

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

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

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

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

В случае резонатора магнетронного типа (рис. 2.2, е) [3] собственная частота отдельного резонатора - ячейки определяется формулой  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{d}{\epsilon \mu \pi a}}$ , так как емкость и ин-

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

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

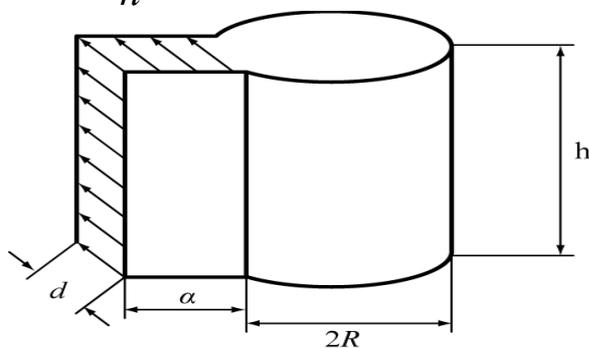


Рис. 2.4 — Резонатор магнетронного типа

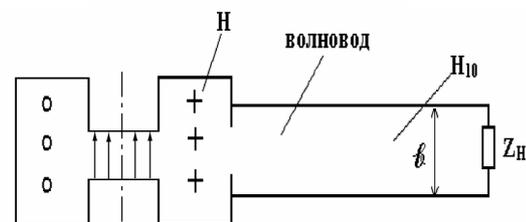


Рис. 2.5 — Связь с нагрузкой через отверстие

Перестройка частоты объемных резонаторов осуществляется путем изменения одного из размеров: высоты резонатора  $h$  (поршнем), или высоты зазора  $d$  (перемещение внутреннего выступа), или путем погружения в область с магнитным полем, осеально симметрично, четного числа металлических стержней, направленных вдоль радиуса резонатора. Это способ изменения частоты изменением диаметра резонатора.

Связь резонатора 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 периодом структуры  $D$  (рис. 2.6, *г*). 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, *г* — 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.

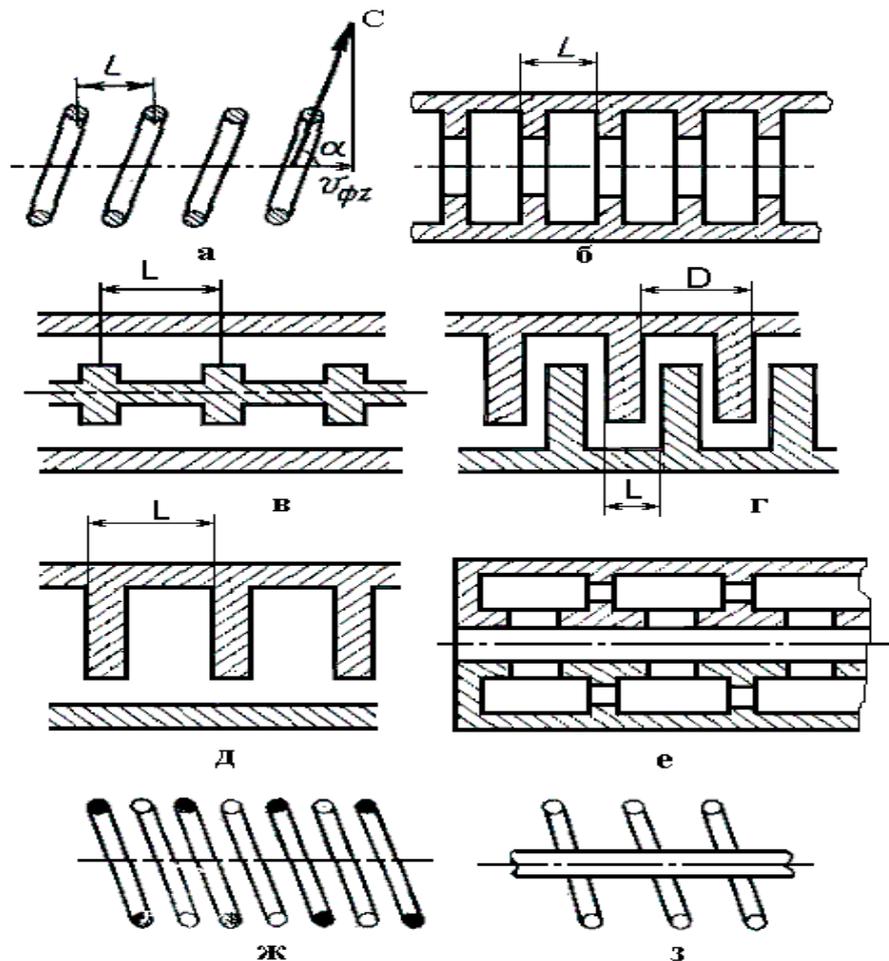


Рис. 2.6 — Виды замедляющих систем:  
*а* — спиральная; *б* — цепочка связанных резонаторов;  
*в* — коаксиальная линия с диафрагмами во внутреннем проводнике;

$г$  — 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 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  $K_{\zeta} = 2\pi\alpha/L$ . Величина  $K_{\zeta}$  — 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 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.

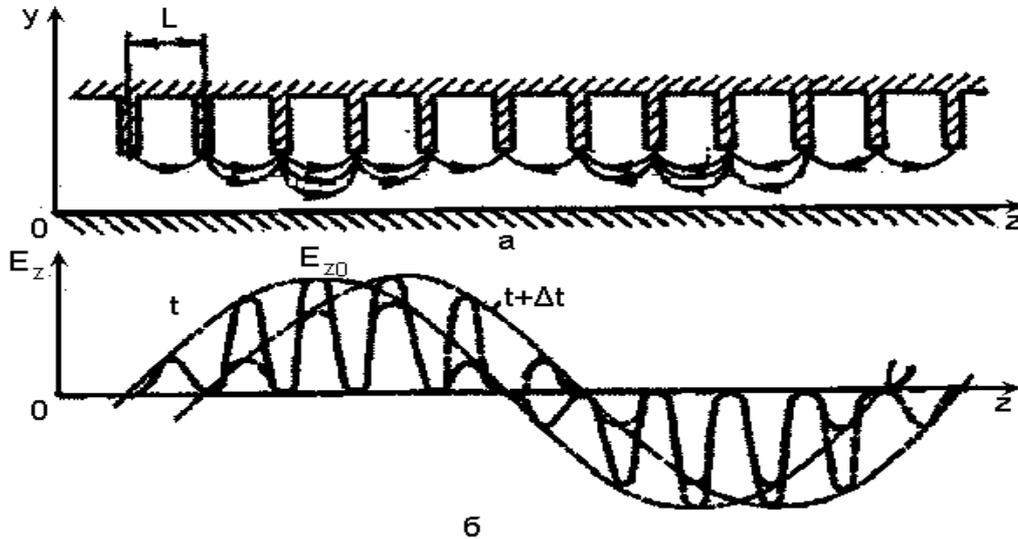


Рис. 2.7 — Электрическое поле в гребенчатой ЗС

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.

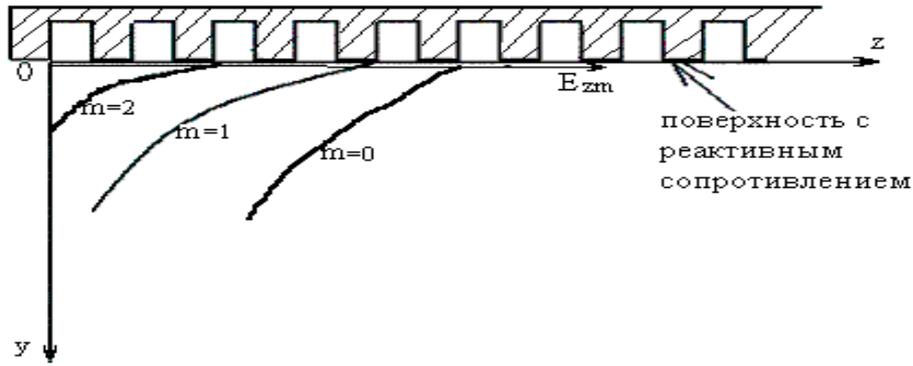


Рис. 2.8 — Затухание амплитуды электрического поля различных пространственных гармоник при удалении от поверхности ЗС

При использовании в приборах ЗС с номерами гармоник  $m > 1$  (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 неоднородных ( $D \geq \lambda_3$ ) периодических ЗС описывается суперпозицией бесконечного числа полей пространственных гармоник (2.12).

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

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

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  $V_{\phi m} < 0$ , — обратными. Положительная величина  $V_{\phi m}$  означает совпадение направлений фазовой и групповой скоростей, отрицательный знак перед фазовой скоростью  $V_{\phi m}$  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

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

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

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

**Дисперсионная характеристика** [3] — это графически изображенная зависимость фазовой скорости от частоты. Дисперсионную характеристику можно изображать, кроме графика функции  $V_\phi = \phi(\omega)$ , также в виде (рис. 2.9) зависимостей

$K_3 = \varphi(\lambda)$  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, а, б — кривая 1), в противном случае — аномальной (рис. 2.9, а, б — кривая 2). Помимо этого, различают положительную и отрицательную 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  $C/V_{гpm}$ . Величина  $C/V_{гpm}$  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 гар-

моник  $m$ . 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 двух частот (длин волн) 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 прямой  $\varphi = \pi$  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) полуплоскость чертежа и изображают пунктиром (рис. 2.10, б).

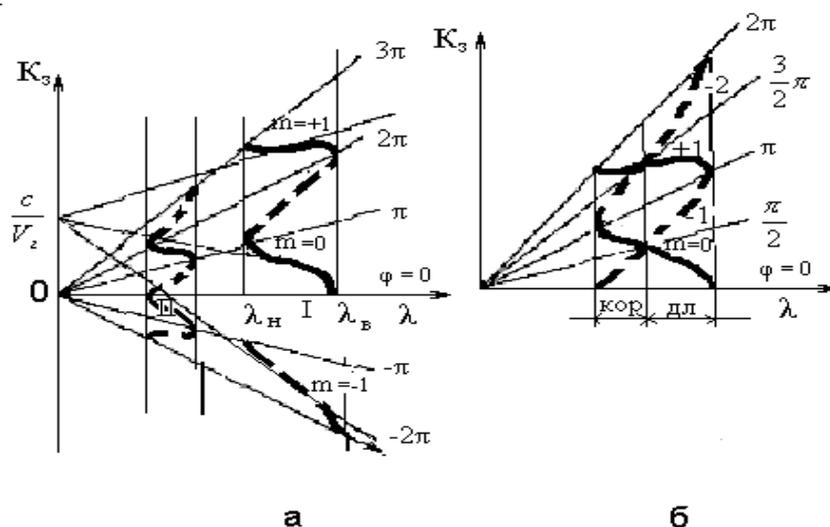


Рис. 2.10 — Дисперсионные характеристики замедляющих систем различных пространственных гармоник  $m$

По дисперсионным характеристикам, зная рабочую длину волны в свободном пространстве, легко определить коэффициент замедления, фазовую и групповую скорости любой пространственной гармоники, проектируя соответствующую точку на ось

ординат. Линия, касательная к дисперсионной характеристике в точке, заданной длиной волны  $\lambda$ , позволяет определить (рис. 2.10) на оси ординат относительную величину  $c/V_{гpm}$ , а следовательно и групповую скорость. Групповые скорости всех гармоник при заданной длине волны одинаковы.

**Сопrotивление связи.** В приборах 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. Сопrotивление связи является функцией поперечных координат (2.12). Разные пространственные гармоники имеют разные величины сопротивлений связи. С увеличением номера гармоники  $m$  сопротивление связи уменьшается, так как снижается 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:

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

где криволинейный интеграл вычисляется между заранее определенными точками на проводящих поверхностях по линии, лежащей в плоскости поперечного сечения системы.

## 2.3 Типы замедляющих систем

**Спиральная замедляющая система** (рис. 2.11) самая широкополосная система, поэтому наиболее часто используется в приборах дециметрового и сантиметрового диапазонов волн. Отношение максимальной и минимальной рабочих частот в большинстве случаев используемых ЗС равно двум, т.е. порядка октавы.

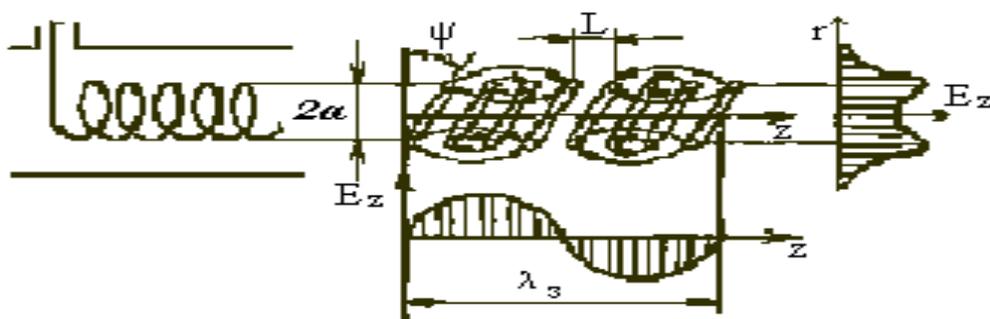


Рис. 2.11 — Поле  $E_z$  в спиральной замедляющей системе

Дисперсионные характеристики спиральной замедляющей системы изображены на рис. 2.12.

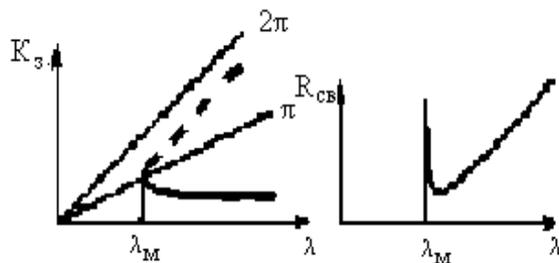


Рис. 2.12 — Дисперсионные характеристики спиральной ЗС

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 навивки спирали (рис. 2.11), и, очевидно, может регулироваться изменением величин  $a$ ,  $L$ ;  $\gamma$  — поперечное волновое число ( $\gamma^2 = \beta^2 - k^2$ ). Формула (2.23) соответствует случаю нулевой гармоники. Чем меньше угол навивки спирали  $\Psi$  (рис. 2.11), т.е. чем меньше фазовый сдвиг  $\phi$  на периоде, тем более пологой ста-

новится дисперсионная характеристика на основной волне, а в области больших длин волн она становится линейной, т.е. вообще не имеет отсечки (рис. 2.12).

Сопротивление связи спирали определяется по формуле:

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

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

В приборах КВЧ и ГВЧ диапазонов спиральные ЗС не используются, так как размеры их становятся малыми и трудновыполнимыми.

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

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

Выражение (2.24) позволяет определить сопротивление связи на самой спирали, но т.к. пучок проходит на некотором расстоянии от спирали, равном  $|b-a|$ , то следует в формулу (2.24)

внести поправку в виде  $R_{cv}(b) = R_{cv}(a) \frac{J_1^2(\gamma b)}{J_1^2(\gamma a)}$ , 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.

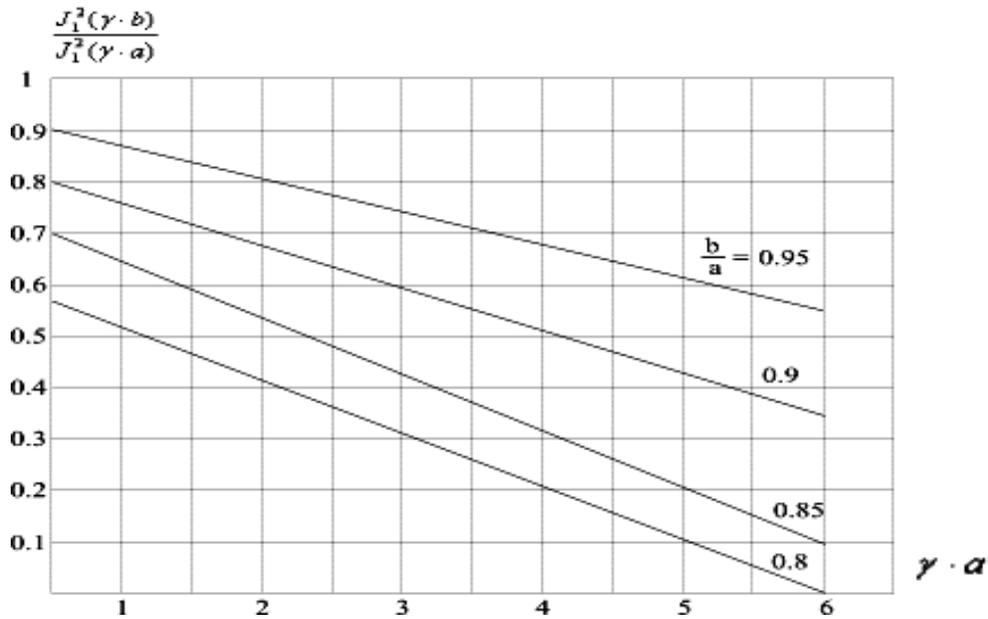


Рис. 2.13 — Поправочные коэффициенты для вычисления действующего значения волнового сопротивления при различных  $b/a$

Волновое сопротивление спиральной замедляющей системы 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, расположенной в металлическом цилиндре — экране, что практически всегда выполняется, следует определять по формуле

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

где  $N_0$  — функция Неймана нулевого порядка.

К спиральным ЗС относятся следующие их модификации [14]: система типа «кольцо-стержень» (рис. 2.14, а), применяемая в мощных ЛБВ; система со встречными направлениями навивки двух спиралей (рис. 2.14, б) предназначена для использования в ЛБВ; система типа двухзаходной спирали (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).

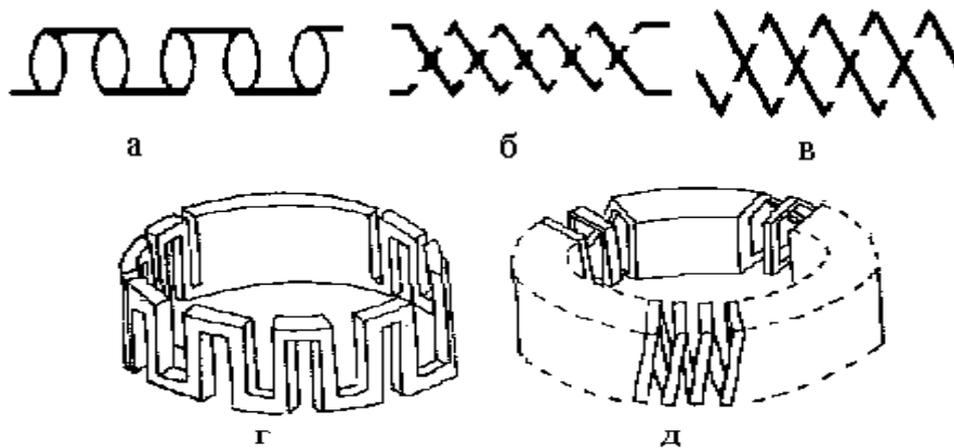


Рис. 2.14 — Модификации спиральных ЗС:

- a* — 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 в приборе заканчивается короткими цилиндрами, которые являются штыревыми возбудителями электромагнитного поля в прямоугольном волноводе (рис. 2.15);

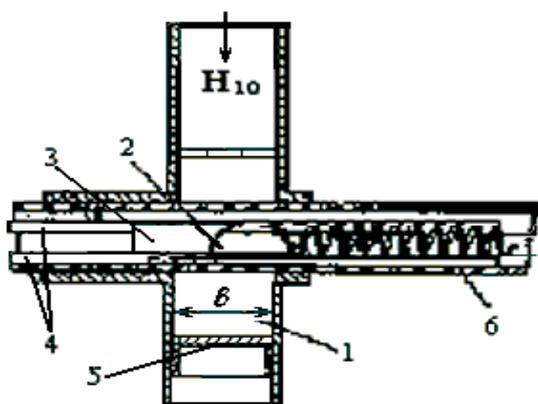


Рис. 2.15 — Волноводно-коаксиальный вывод энергии:  
 1 — волновод; 2 — цилиндрический штырь, в который переходит спиральная ЗС;  
 3 — цилиндр; 4 — стеклянный стержень, фиксирующий спираль;  
 5 — поршень; 6 — колба

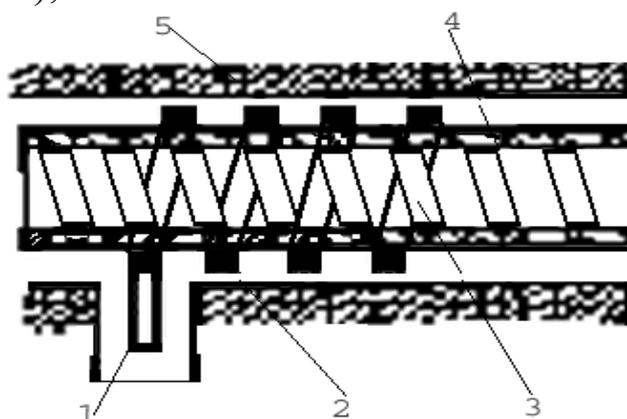


Рис. 2.16 — Вывод энергии типа «связанные спирали»:  
 1 — коаксиальная линия; 2 — связанная спираль; 3 — основная спираль;  
 4 — стеклянная колба; 5 — наружный проводник связанной спирали

• 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 связанных спиралей подбирается кратной числу замедленных полуволн. Для наилучшей передачи энергии фазовые скорости волн в спиралях должны быть равны. Это выполняется посредством обеспечения равенства отношения диаметров спиралей 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 выступами возникает как бы изогнутая ленточная линия, по которому со скоростью света распространяется волна типа — Т. Вдоль оси системы фазовая скорость этой волны замедляется до величины

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

где  $l$  — высота штырей.

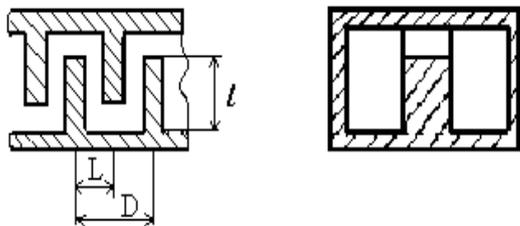


Рис. 2.17 — Замедляющая система типа «встречные штыри» в волноводе

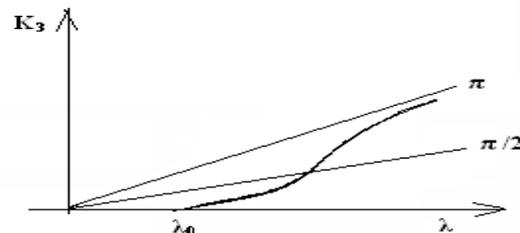


Рис. 2.18 — Дисперсионная характеристика двухступенчатой ЗС типа «встречные штыри»

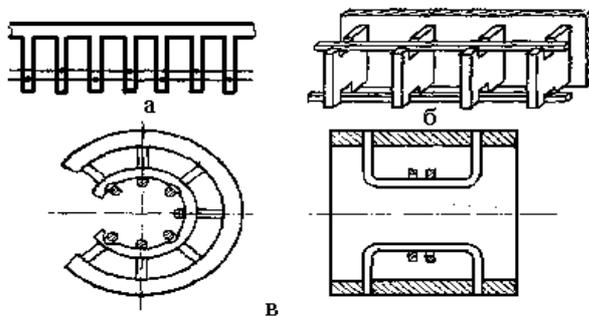


Рис. 2.19 — Ламельные замедляющие системы со связками:  
*а* — с двойными двухсторонними;  
*б* — с одинарными двухсторонними;  
*в* — бугельные системы с внутренними связками

Фазовый набег на периоде ЗС составляет

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

При номере гармоники  $m = -1$  фазовая скорость  $V_{\varphi(-1)}$  (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

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

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

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

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, поведение которой говорит о том, что такие ЗС используются в ЛОВ.

**Гребенчатая волноводная замедляющая система** (рис. 2.20) или ламельная система со связками (рис. 2.19, а, б) используется в магнетронах и ЛОВМ, бугельная система со связками (рис. 2.19, в), применяется в амплитронах — усилителях ЛОВМ.

Гребенчатая волноводная замедляющая система 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

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

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

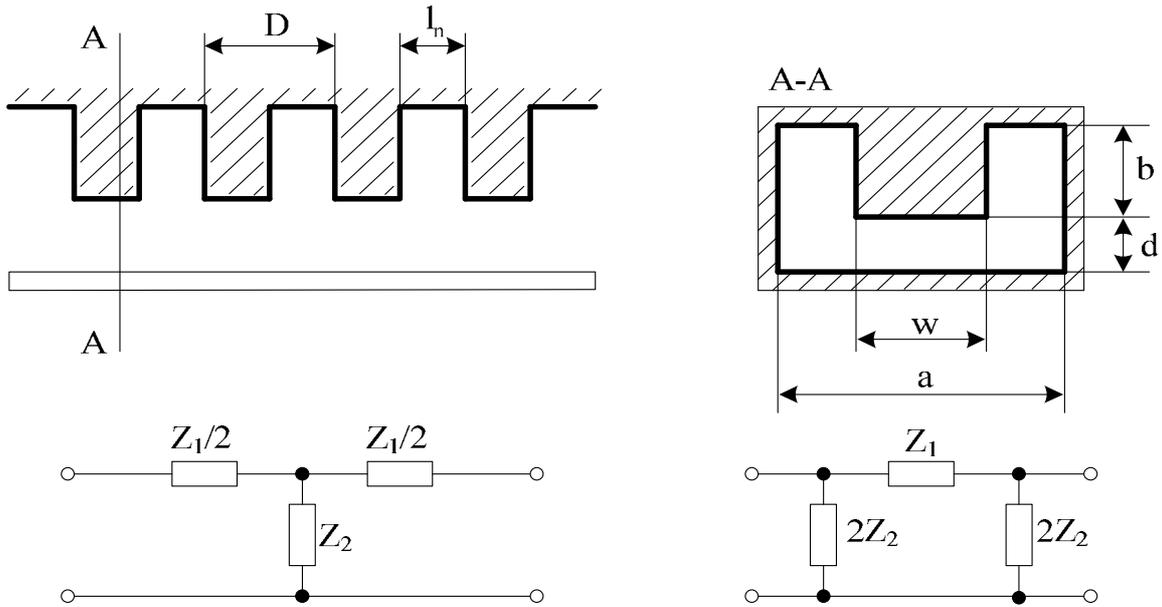


Рис. 2.20 — Гребенчатая замедляющая система в волноводе и ее эквивалентная схема:  
*a* — Т-образная ячейка; *b* — П-образная ячейка

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 при отсутствии потерь в ячейках четырехполюсника  $g = \pm j\varphi_0$ ;  $\varphi_0$  — фазовый сдвиг на ячейку.

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

последовательного и параллельного элементов четырехполюсника (рис. 2.21);

Соотношения для определения  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  следующие

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

где  $\omega$  — рабочая частота;

Для выражений (2.29) получаем волновые сопротивления соответствующих четырехполюсников.

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

$$Z_{II} = \frac{1}{\omega \sqrt{C_1 C_2} \sqrt{\frac{\omega_2^2}{\omega^2} - 1} \cdot \sqrt{1 + \frac{C_2}{4C_1} - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} - \frac{C_2}{4C_1} \cdot \frac{\omega_2^2}{\omega^2}}} \quad (2.31)$$

Зависимость от частоты фазового сдвига волны на ячейку  $\varphi_0$  является дисперсионным уравнением и определяется геометрией и электрическими параметрами замедляющей системы. Для схем, представленных на рис. 2.21, дисперсионное уравнение, согласно [11], имеет вид:

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

Система на рис.2.20 является типичным полосовым фильтром, частоты отсечки которого связаны с параметрами эквивалентной схемы следующим образом:

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

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

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

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

кость щелевого резонатора.

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

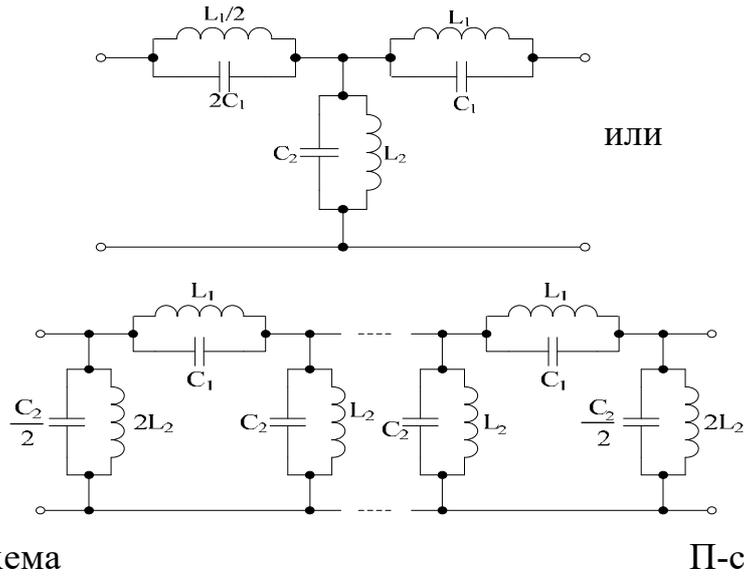


Рис. 2.21 — Эквивалентная схема ЗС в виде эквивалентных индуктивностей и емкостей для П- и Н-образных цепочек

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;  $m = \pm 1, 2, 3, \dots$

Если использовать полевой метод для расчета гребенчатой ЗС, то получается дисперсионное уравнение [2] вида

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

где  $\gamma$  — поперечное волновое число;  $k$  — волновое число свободного пространства. Остальные геометрические размеры видны на рис. 2.20.

Решение уравнения (2.34) рекомендуется производить графическим путем, строя сначала график левой части уравнения для произвольных значений  $\gamma b$ . Затем, зная размеры гребенки и задаваясь частотой, вычисляют правую часть уравнения (2.34) и находят по ранее построенному графику поперечную постоянную

$\gamma$  в функции частоты. Фазовая постоянная волны  $\beta$ , величина  $\gamma$  и коэффициент замедления  $K_3$  связаны соотношениями

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

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

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).

Гребенчатая система со связками (рис. 2.22) характеризуется аномальной дисперсией в полосе пропускания. В соответствии с изображенной эквивалентной схемой гребенчатой системы со связками (рис. 2.22) можно записать выражения сопротивлений [11]

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

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 одной ячейки резонатора;

$L_{св}, C_{св}$  — эквивалентные индуктивность и емкость связок на одну ячейку.

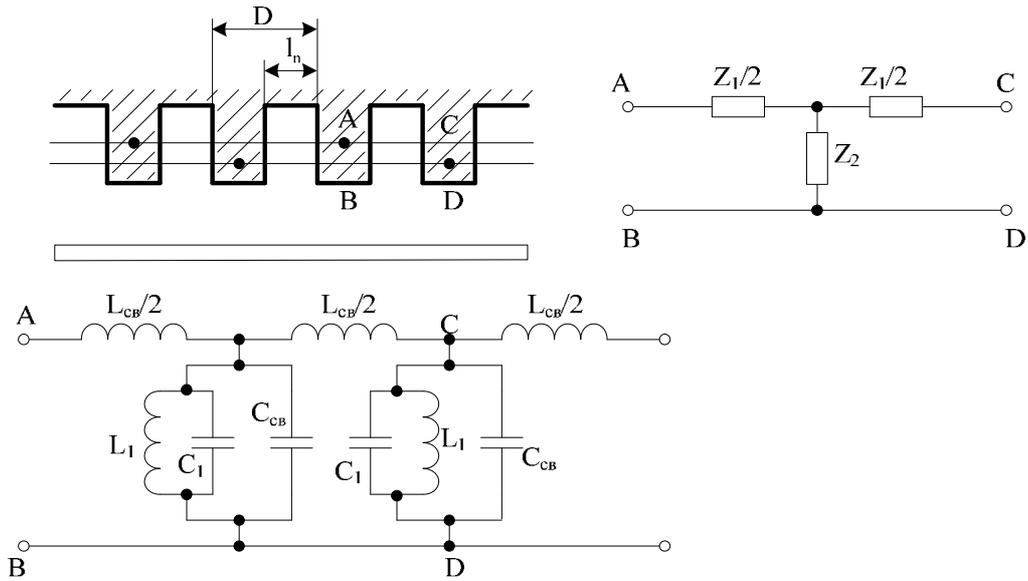


Рис. 2.22 — Гребенчатая система со связками и ее эквивалентная схема

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

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

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

величина коэффициента передачи системы

$$\cos \varphi_0 = 1 + \frac{j\omega L_{cb}}{Z} (1 - j\omega C_{cb} Z) \quad \text{или}$$

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

здесь  $\varphi_0$  — сдвиг фазы на период ячейки вдоль связок в направлении движения потока энергии, предположим справа налево. Если ввести фазовый сдвиг на одну ячейку, взятый по пространству взаимодействия в направлении движения электронного потока (слева направо), то он будет равен  $\theta_0 = \pi - \varphi_0$ . Фазовая ско-

рость волны в направлении движения электронного потока при этом равна  $V_\phi = \frac{\omega D}{\pi - \varphi_0}$ .

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

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

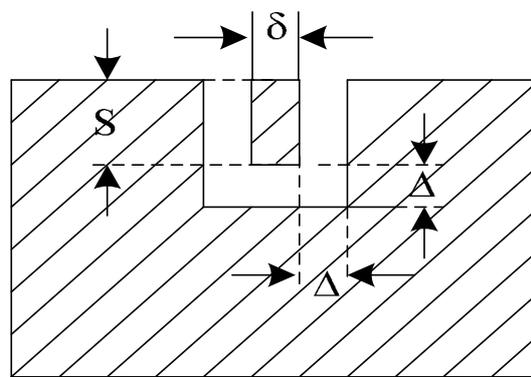


Рис. 2.23 — Связка над сегментом в сечении

Сопротивление связи [11] гребенчатой системы со связками для  $m$ -ой гармоники определяется соотношением

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

**Замедляющие системы типа «цепочка связанных резонаторов» (ЦСР)** — состоят из цилиндрических резонаторов, работающих на виде колебаний  $E_{010}$  (рис. 2.24). Связь между резонаторами происходит через центральные отверстия в торцевых стенках, за счет этого создается центральный канал с интенсивным электрическим полем и емкостной связью. Замедляющая система типа ЦСР может трактоваться как система типа круглый диафрагмированный волновод, вдоль которого бежит волна. После прохождения волной одной ячейки диафрагмированного волновода (резонатора) [4] наблюдается фазовый сдвиг  $\varphi$  электрического поля.

На рис. 2.24 показаны направления электрического поля в резонаторах для крайних случаев фазовых сдвигов:  $\varphi = 0$  и  $\varphi = \pi$ . При  $\varphi = 0$  связь полей соседних резонаторов максимальная. При  $\varphi = \pi$  связь ослабляется, так как силовые линии в соседних резонаторах имеют противоположное направление. Если 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 характеристика системы типа «цепочка связанных резонаторов» приведена на рис. 2.25. Из неё следует, что крутизна дисперсионной характеристики уменьшается при увеличении диаметра отверстий связи  $d$ , т.к. емкость связи между соседними резонаторами уменьшается, длина волны  $\lambda_\pi$  укорачивается и характеристика становится положе. При этом уменьшается амплитуда продольного электрического поля и падает сопротивление связи.

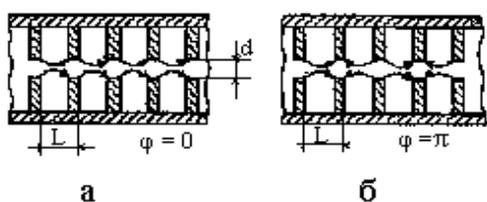


Рис. 2.24 — Электрическое поле в системе типа «цепочка связанных резонаторов» при  $\varphi = 0$  (а) и  $\varphi = \pi$  (б)

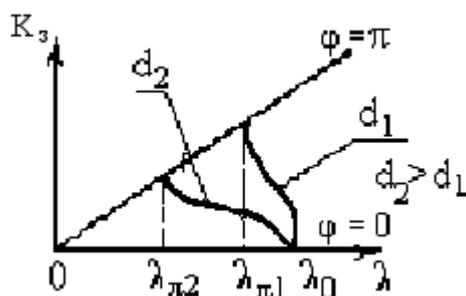


Рис. 2.25 — Поведение дисперсионных характеристик ЦСР при изменении диаметра отверстия связи

Для широкополосных приборов СВЧ диаметр отверстия  $d$  почти приближается к диаметру цилиндрического волновода. Цепочка связанных резонаторов применяется в усилителях прямой волны, в линейных электронных ускорителях.

Разновидностью рассмотренной системы является система ЦСР с магнитной связью между резонаторами. Конструктивно, кроме центрального отверстия в диафрагме, делаются периферийные отверстия в диафрагмах, обеспечивающие связь между резонаторами по магнитному полю (рис. 2.26). Щели нарушают радиальную симметрию электромагнитного поля относительно оси ЗС. Чтобы увидеть, какие изменения произойдут в дисперси-

онной характеристике, следует рассмотреть поля в щелях при разных фазовых сдвигах на ячейке ЗС.

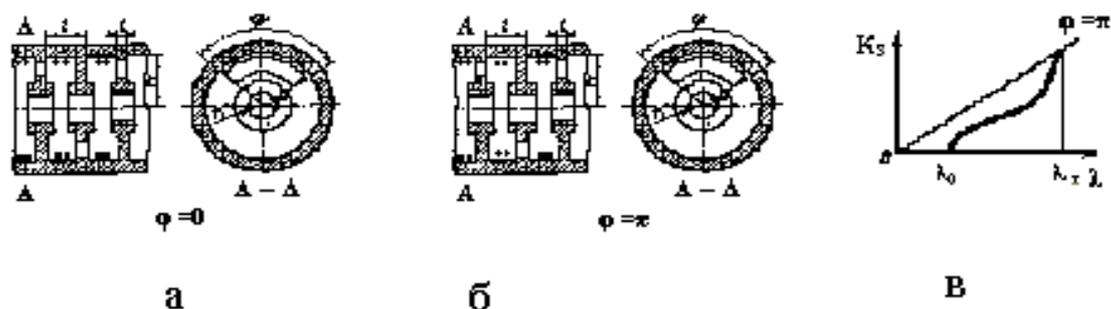


Рис. 2.26 — Замедляющая система типа «цепочка связанных резонаторов» с отверстиями связи в диафрагмах. Случай *a* — направление полей в соседних резонаторах синфазно ( $\varphi = 0$ ); случай *б* — сдвиг фаз полей в соседних резонаторах ( $\varphi = \pi$ )

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  $\lambda_0$  останется такой же, как у изолированного резонатора на волне типа  $E_{010}$  ( $\lambda_0 = 2,62 \cdot R$ , где  $R$  — радиус резонатора).

При  $\varphi = \pi$  магнитные силовые линии в резонаторах в области щели противоположно направлены. Это приводит к возрастанию эквивалентной индуктивности резонатора. 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.

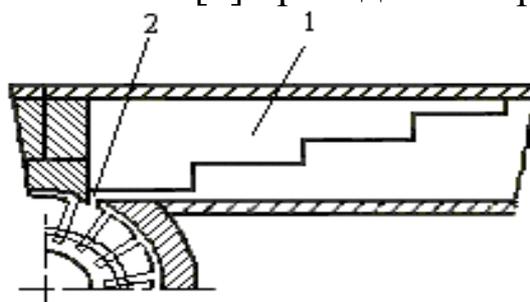


Рис. 2.27 — Связь волновода с ЗС типа «цепочка связанных резонаторов»

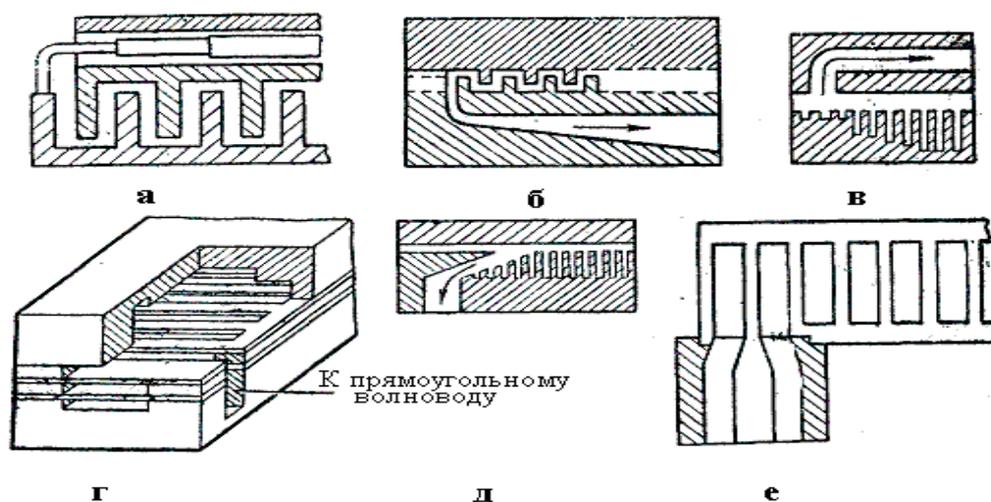


Рис. 2.28 — ЗС типа «встречные штыри» — коаксиальная линия (а) с использованием двухступенчатого трансформатора сопротивлений; система «встречные штыри» — волновод с плавным изменением узкого размера волновода (б); гребенчатая система с переменной высотой гребней — волновод (в, г); лестничная система — 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 в коаксиальной линии (а) использован в системах встречно - штыревого типа. Качество согласования оценивается коэффициентом стоячей волны, который не должен быть более 1,3.

В миллиметровом и децимиллиметровом диапазонах волн находят применение ЗС типа гребенки в прямоугольном волноводе, лестничного типа со щелями, прорезанными в широкой стенке П-образного волновода.

## 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]:

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

Поле электромагнитной волны проникает в диэлектрик на глубину  $\Delta$ , величина которой имеет вид [3]

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

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

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

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

где  $V_\varepsilon$  — объем нагреваемого диэлектрика;  $E$  — величина напряженности электрического поля в области, занятой диэлектриком, которая зависит от вводимой в устройство мощности и является в случае замкнутых систем функцией координат

В таблице 2.1 приведены параметры [15, 16] некоторых материалов на частотах, применяемых для СВЧ-нагрева. Эффективность преобразования энергии электромагнитного поля в тепловую энергию прямо пропорциональна рабочей круговой частоте и квадрату напряженности электрического поля. Для увеличения удельной тепловой энергии потерь в обрабатываемом материале, можно увеличивать напряженность электрического поля, не доводя до пробивных величин, или частоту. Но с ростом частоты уменьшается глубина проникновения электромагнитного поля в вещество (2.40), и может оказаться, что электромагнитное поле будет мало или отсутствовать в его центральной части. Размеры

обрабатываемого вещества должны быть меньше глубины проникновения электромагнитного поля.

Таблица 2.1

Параметры $\varepsilon_r$ , $tg\delta$ и теплоемкости $\gamma$							
№	Материал	$f = 3 \cdot 10^8, \text{Гц}$		$f = 3 \cdot 10^9, \text{Гц}$		$\gamma$ , $\frac{\text{кал}}{\text{г} \cdot \text{град}}$	$T$ , $^{\circ}\text{C}$
		$\varepsilon_r$	$tg\delta$	$\varepsilon_r$	$tg\delta$		
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

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  $\gamma \left[ \frac{\text{кал}}{\text{г} \cdot \text{град}} \right]$ , необходимо

тепловая энергия  $W = 4,1868 \cdot m \cdot \gamma_c \cdot \Delta T$  [Дж]. Изменение энергии нагрева за время  $\Delta t$  есть мощность  $P_{ном} = W/(\Delta t)$ , затрачиваемая ЭМ полем. Это равенство с учетом (2.41) переходит в соотношение:

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

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

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

На рисунке 2.29 приведена схема устройства для сушки фанеры в прямоугольном волноводе [15]. На рисунке 2.30 показана схема цилиндрической СВЧ-печи для измерения температуры при воздействии СВЧ-излучением на диэлектрики по изменению их цвета.

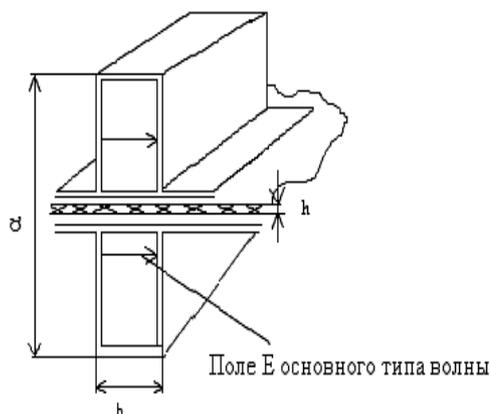


Рис. 2.29 — Использование для сушки фанеры в прямоугольном волноводе сечением  $a \times b$  волны  $H_{10}$ . Диэлектрик перемещается в середине широкой стенки, в максимальном электрическом поле

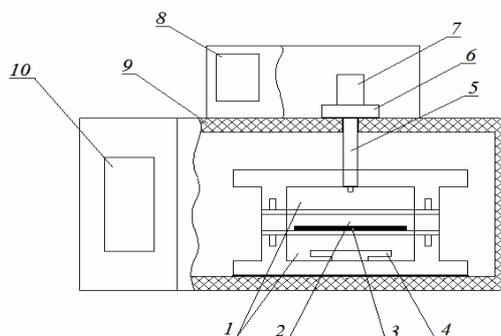


Рис. 2.30 — Установка «Криотерм-600» представляет цилиндрический СВЧ-резонатор:

- 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

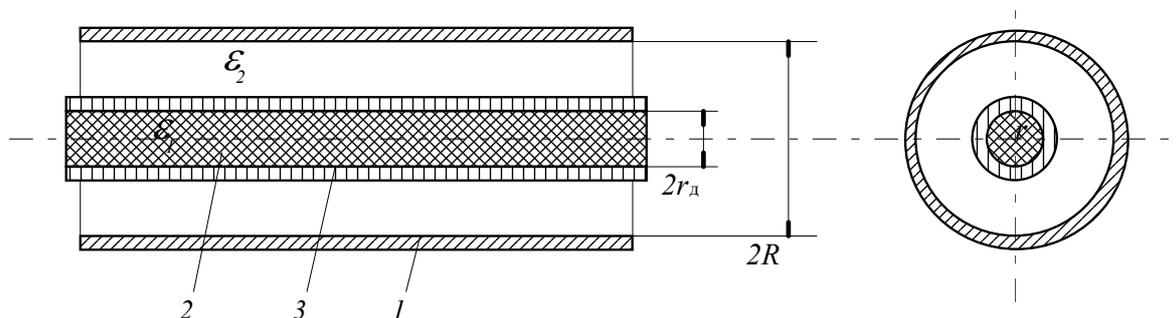


Рис. 2.31 — СВЧ-нагревательная камера в виде круглого волновода на волне  $E_{01}$

для воздействия на диэлектрические стержни:

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

На рисунке 2.31 изображена СВЧ- камера на круглом волноводе, а на рисунке 2.32 — СВЧ- устройство на диафрагмированном волноводе, работающие на волне типа  $E_{01}$ . Волна типа  $E_{01}$  имеет аксиальную симметрию продольного поля и максимальную плотность энергии на оси. Используется для нагрева жидкостей, порошков и т.п. Нагреваемый образец диэлектрика (например, мясной фарш) располагается по центру волновода, иногда в трубке из стекла, имеющего малые потери, или в трубке из фторопласта.

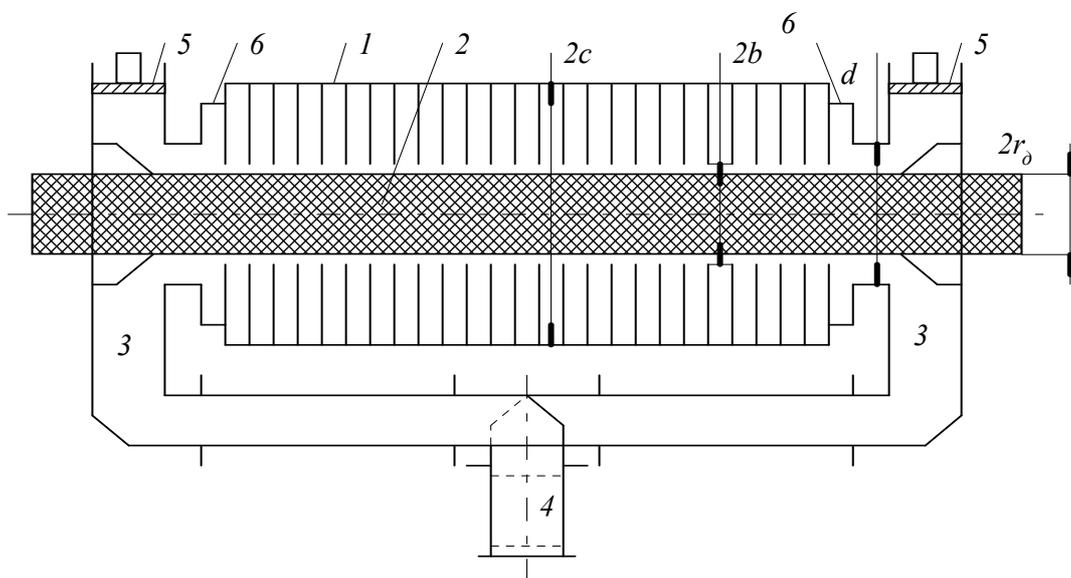


Рис. 2.32 — Схема СВЧ-нагревателя для термообработки сосисочного фарша:

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

### Глава 3. ЭЛЕКТРОНООПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПРИБОРОВ

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, КВЧ И ГВЧ диапазонов [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 однородными по плотности.

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 задает определённую его конфигурацию. Формирующее устройство называется электронной пушкой, или прожектором.

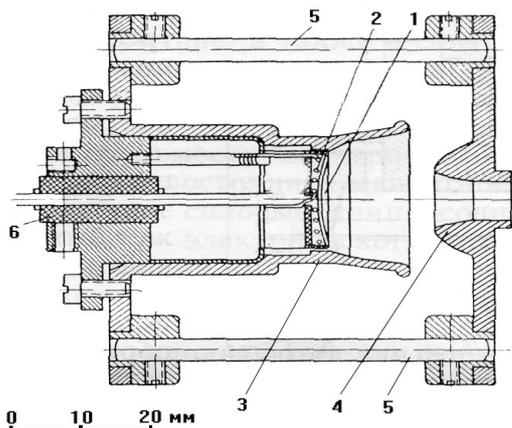


Рис. 3.1 — Экспериментальная электронная пушка Пирса в сборке:  
 $U_a = 50$  кВ;  $p = 0,5$  мкА/В<sup>3/2</sup>;  
 $C_j = 100$ ; 1 — катод; 2 — подогреватель; 3 — фокусирующий электрод; 4 — анод; 5 — керамический стержень; 6 — изоляционная втулка

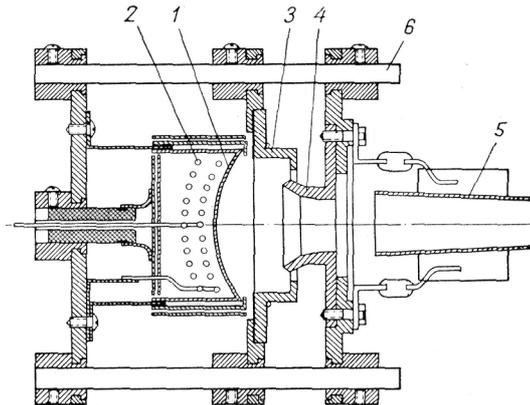


Рис. 3.2 — Экспериментальная пушка Мюллера в сборке:  
 $U_a = 20$  кВ;  $p = 3$  мкА/В<sup>3/2</sup>;  $C_j = 6$ .  
 1 — катод; 2 — подогреватель; 3 — фокусирующий электрод; 4 — анод; 5 — коллектор; 6 — керамический стержень

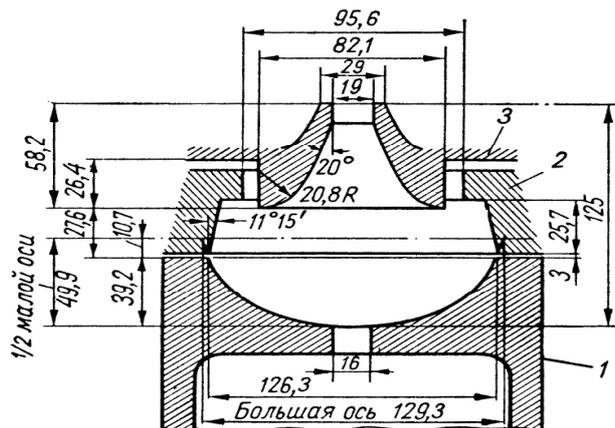


Рис. 3.3 — Экспериментальная электронная пушка Хейля:  
 $U_a = 600$  В;  $p = 3$  мкА/В<sup>3/2</sup>;  $C_j = 75$ ; 1 — катод; 2 — фокусирующий электрод; 3 — анод (размеры в относительных единицах)

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 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 величина 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 электронов (рис. 3.4, 3.6), имеют вогнутый катод, широко раскрытый управляющий электрод и анод с отверстием [8]. Плотность тока с катода  $J$  связана с потенциалом анода  $U$ , 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 и размеры электродов определяются с помощью рис. 3.5. Для случая цилиндрического потока ток катода (радиус катода  $r_k$ ) 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 расстояние  $z$  от катода, соотношением  $U = U_a \left( \frac{z}{d} \right)^{4/3}$ .

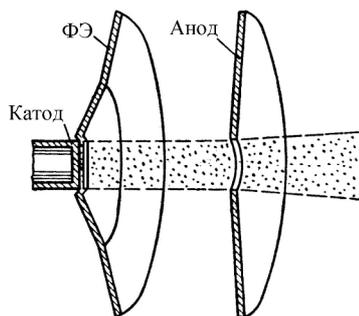


Рис. 3.4 — Электронная пушка, формирующая параллельный цилиндрический поток

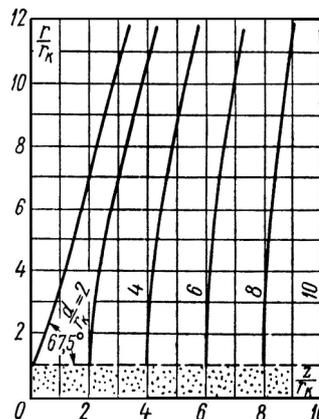


Рис. 3.5 — Форма электродов, создающих параллельный цилиндрический поток

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

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

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

Наличие отверстия в аноде 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 электронов  $y_n$ , при постоянной ширине ее  $x_n$ , а также при постоянном расстоянии  $d$ , тем больше расфокусировка потока на выходе пушки. Графики для разработки пушек, создающих ленточные потоки, приведены на рис. 3.7.

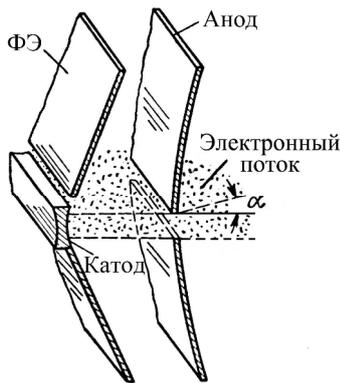


Рис. 3.6 — Электронная пушка, формирующая ленточный электронный поток

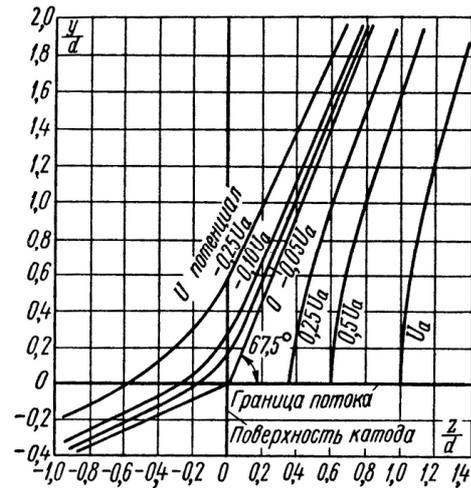


Рис. 3.7 — Картина потенциально-го поля, создающего параллельный ленточный электронный поток

Для создания сходящихся аксиально-симметричных цилиндрических и трубчатых электронных пучков используются электронные пушки Пирса (рис. 3.8, 3.10) [8], пушки Трениевой (рис. 3.11 и 3.12) [9] и пушки Мюллера (рис. 3.2) [7]. Профили электродов пушек Пирса найдены Шпангенбергом [7] для разных значений  $\theta$ ,  $\frac{r_K}{r_A}$ .

Анодное отверстие изменяет угол наклона  $\gamma$  траектории электронов к оси на выходе из пушки, он будет всегда меньше угла наклона внутри самой пушки  $\theta$  (рис. 3.8). Связь между этими углами определяется соотношением  $\gamma = \theta - \alpha$ ,

где  $\alpha_a \approx \frac{r_a \cdot \theta}{|f|}$ ;  $f$  — величина фокусного расстояния отверстия анода (рис. 3.9).

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

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

Из закона «степени 3/2» определяется первеанс или характеристическая проводимость потока .

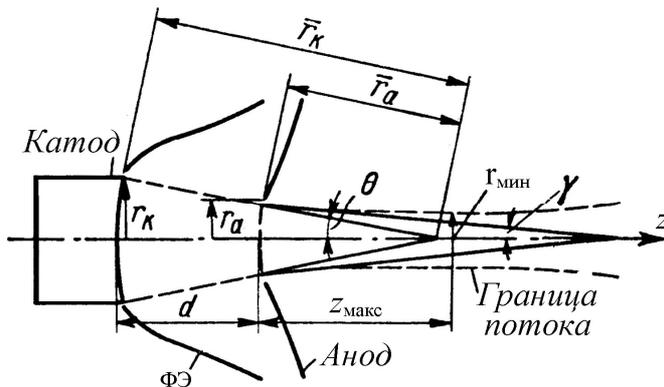


Рис. 3.8 — Электронная пушка Пирса для формирования сходящегося потока за пределами пушки

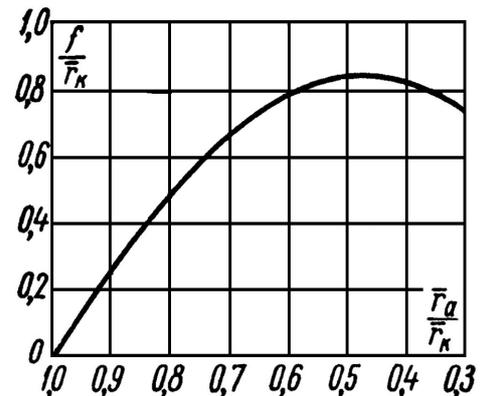


Рис. 3.9 — Зависимость фокусного расстояния анодного отверстия от радиуса кривизны анода

Электронные пушки, формирующие сходящийся электронный поток, имеют важное практическое значение, так как они позволяют формировать потоки электронов с плотностью тока, значительно превышающей плотность тока, снимаемого с катода. 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 изменение поля в пространстве катод — анод в целом и изменение поля в области, примыкающей к аноду. Компенсировать влияние анодного отверстия можно изменением геометрии фокусирующих электродов. Тем самым распределение поля в области катод — анод пушки с отверстием подгоняется к полю идеальной

пушки. Однако искажения поля в области отверстия при этом сохраняются.

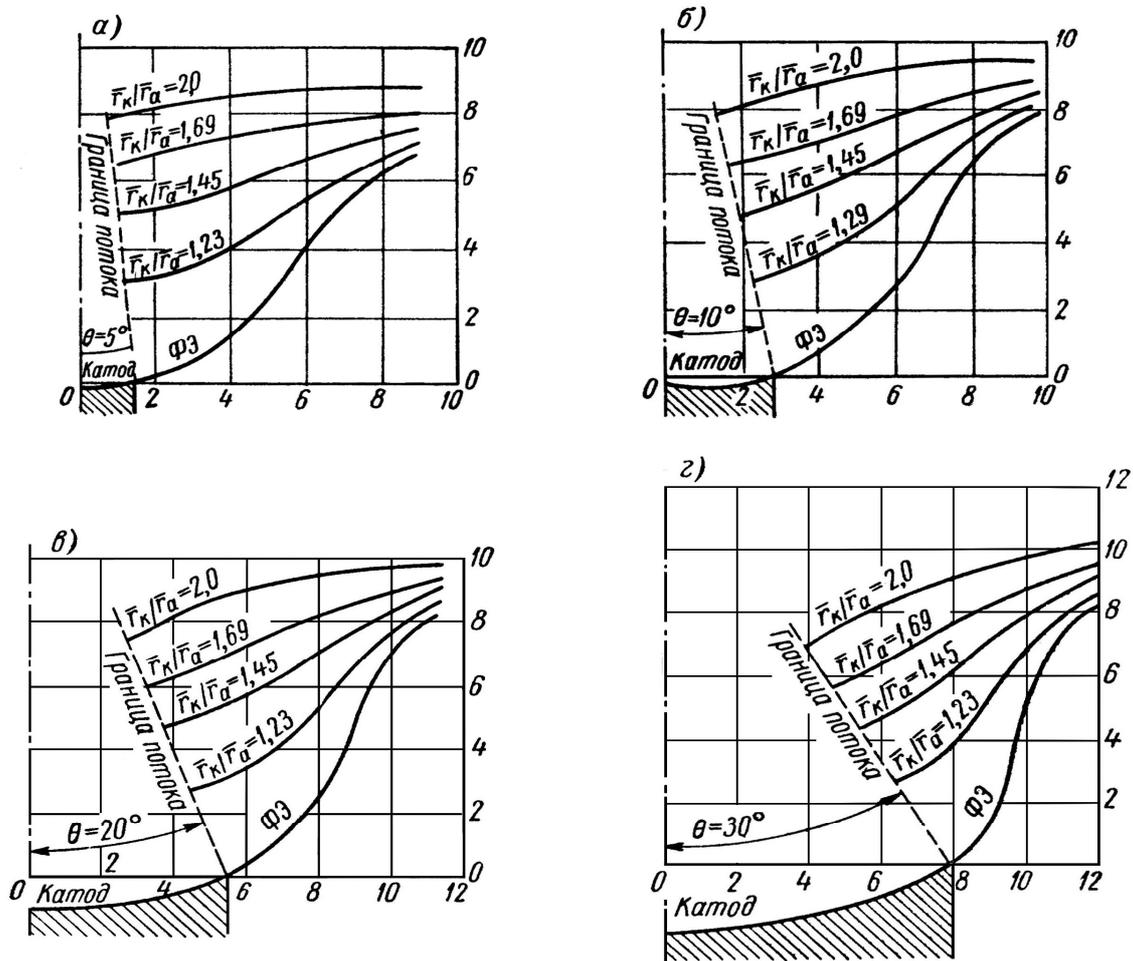


Рис. 3.10 — Формы профилей электродов, создающих сходящийся электронный поток с различными углами схождения для пушек рис. 3.8

Недостатком профилей, изображенных на рис. 3.10, является их относительная сложность. Для упрощения изготовления электродов криволинейный профиль аппроксимируется отрезками прямых линий. Таким образом получена простая форма электродов в пушках Трениевой С.Н. [9], удовлетворяющая широкому диапазону изменений параметров  $\theta$ ,  $\bar{r}_k/\bar{r}_a$ . Пушки предназначались для формирования сплошных сходящихся потоков электронов при углах схождения  $\theta \leq 50^\circ$ ,  $\bar{r}_k/\bar{r}_a = 1,5 \div 10$  и при углах схождения  $\theta \leq 25^\circ$ ,  $\bar{r}_k/\bar{r}_a = 1,5 \div 4$  (рис. 3.11, а). Пушки Трениевой широко в настоящее время применяются в отражательных клистродах, в лампах бегущей и обратной волны типа О. Геометрические

размеры таких пушек определяются при помощи графиков, приведенных на рис. 3.11.

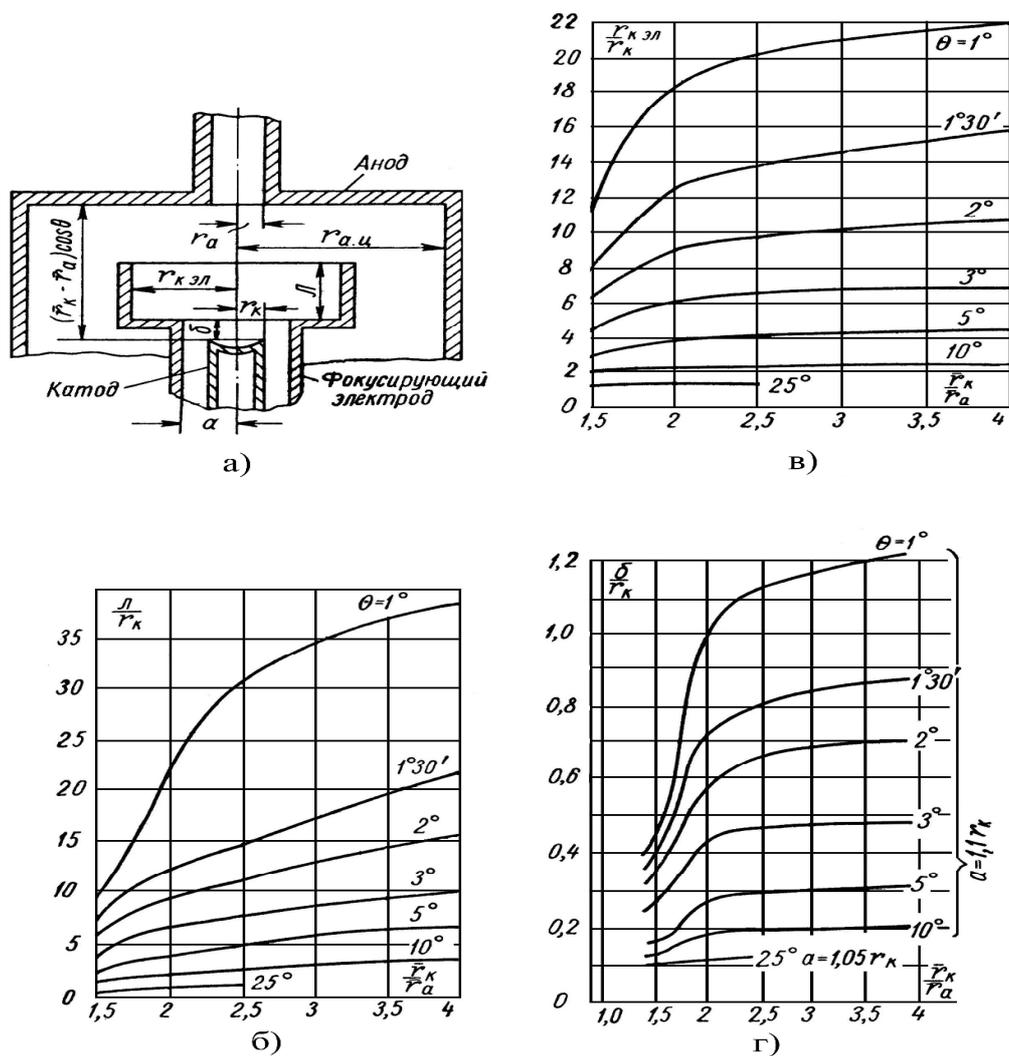


Рис. 3.11 — Электронная пушка Трениевой № 2 для формирования аксиально-симметричных потоков и графики для расчёта её геометрических размеров, при  $\theta \leq 25^\circ$ ,  $\bar{r}_k/\bar{r}_a = 1,5 \div 4$

**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 3.12. Узкий по ширине катод, фокусирующий электрод (ФЭ) и профильный анод под разными углами наклонены к плоскости катода. В пушке постоянные электрическое и магнитное поля взаимно ортогональны, причем постоянное магнитное поле  $\vec{B}$  ортогонально плоскости рисунка. Такие пушки на выходе позволяет осуществить значительную

компрессию луча и получить узкий ленточный поток электронов с большой плотностью тока.

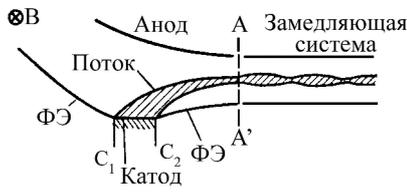


Рис. 3.12 — Короткофокусная плоская пушка со скрещенными полями

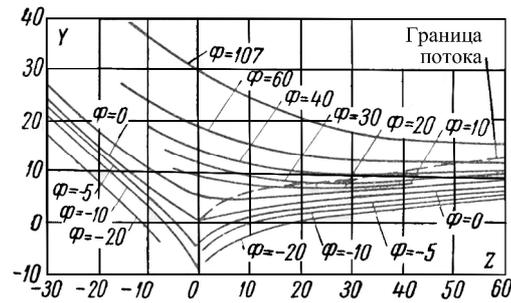


Рис. 3.13 — Форма потенциального поля и траектория электрона (пунктир) в короткофокусной пушке со скрещенными полями

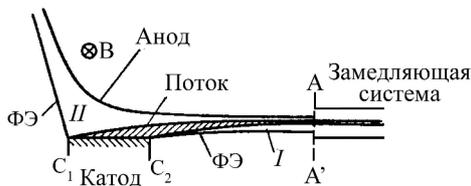


Рис. 3.14 — Длиннофокусная пушка короткой оптики

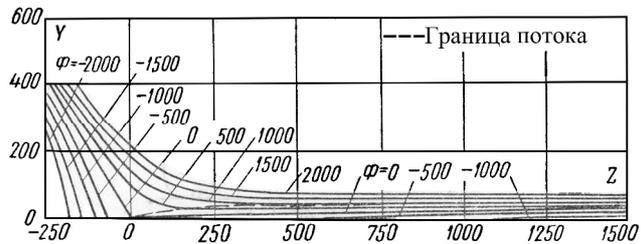


Рис. 3.15 — Форма потенциального поля и траектория электрона (пунктир) в пушке короткой оптики рис. 3.14.

На рис. 3.13 представлены формы потенциальных полей и траектория электрона (пунктиром) в короткофокусной пушке со скрещенными полями.

В литературе [10] рассматривается применение широких катодов с компрессией луча для увеличения  $I_0$  и  $P_{\text{вых}}$  в пушке с «длинной» оптикой. Конфигурация и потенциальные поля электродов, а также траектории электронов (рис. 3.15) позволяют получить хорошо сжатый поток электронов. Определение формы фокусирующих электродов, обеспечивающих заданное движение электронов, может быть проведено с помощью рис. 3.13 и рис. 3.15. Приведённый потенциал  $\Phi$  находится по заданному напряжению  $U$ , напряженности магнитного поля  $B$  и плотности



### 3.3 Поперечно ограничивающая система

Для ограничения действия расталкивающих поперечных сил пространственного заряда на поток электронов во время движения используются следующие [7] способы:

#### 1. Продольное магнитное поле.

Системами, создающими магнитные поля, которые компенсируют поперечные электростатические силы расталкивания, являются длинные соленоиды, или системы соосных коротких соленоидов, или магнитная система, в которой однородное поле создается в пространстве между полюсными наконечниками. Работает система следующим образом.

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 у электронов 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 величинами тока пучка  $I_0$ , радиуса  $r_n$  и напряжения 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. 3.17). В системе магнитное поле  $\bar{B} = B_r \bar{r}_0 + B_z \bar{z}_0$ .

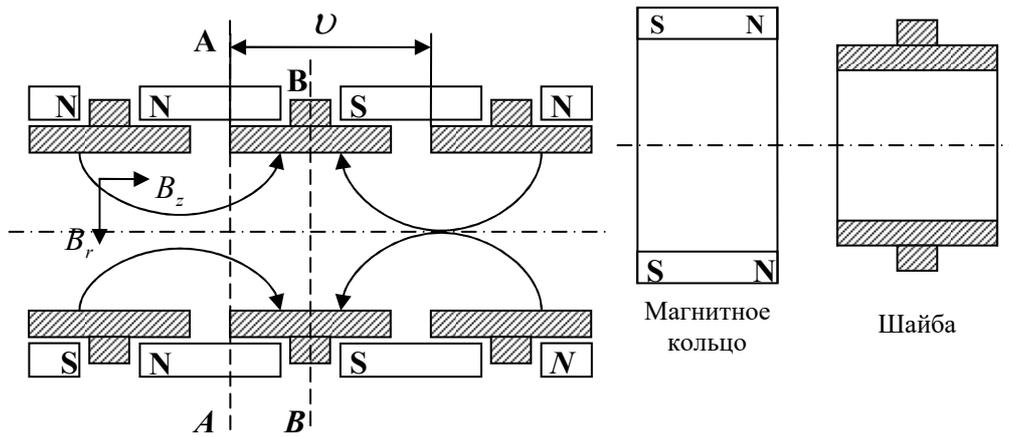


Рис. 3.17 — Система периодической магнитной фокусировки

В сечении А-А продольное поле  $B_z$  сильнее, чем в сечении В-В. Действие составляющих магнитного поля на электрон, имеющий скорость  $v_z$ , показано на рис. 3.18. В пространстве, где имеется радиальная компонента  $B_r$ , на электрон действует сила  $F_\alpha$ , перпендикулярная плоскости рисунка. Электрон начинает вращение вокруг оси  $z$ . При вращении он пересекает компоненту  $B_z$ , что вызывает силу  $F_r$ , направленную к оси  $z$ , т.е. прижимающую электрон к оси  $z$ . Результирующая форма потока показана на рис.3.18. Максимум диаметра потока соответствует случаю параллельности магнитного поля и скорости электронов  $v_z$ .

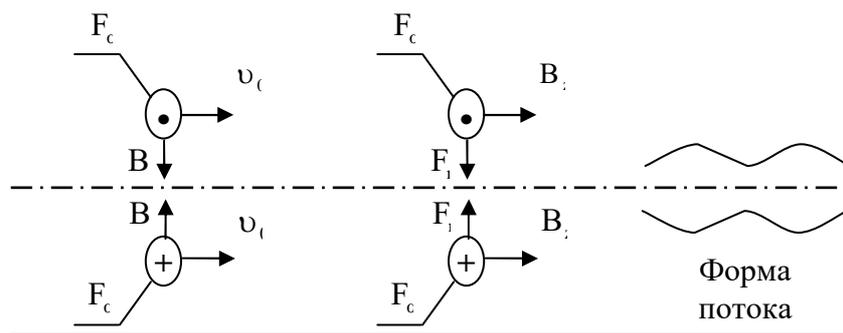


Рис. 3.18 — Направление действия магнитных сил на движущийся электрон и результирующая форма потока

**3. Центробежно-электростатическая ограничивающая система (ЦЭОС).** ЦЭОС применяется для трубчатых потоков.

Поперечное ограничение электронного потока осуществляется в однородном поле цилиндрического конденсатора, образованного внешним цилиндром радиуса  $R_2$  и внутренним — радиуса  $R_1$ . Внутренний электрод имеет больший потенциал, чем внешний  $U_1 > U_2$ , и электронам потока предварительно придано вращательное движение, путем применения специальных электронных пушек. В зоне фокусировки электроны наряду с поступательным движением вдоль оси  $z$  совершают также вращательное движение вокруг оси симметрии системы.

Движение электронов в радиальном направлении определяется действием двух сил: центробежной силы вращательного движения и центростремительной силы электрического поля.

Поле внутри конденсатора записывается в виде  $E_r = \frac{U_\Phi}{r \cdot \ln(R_2/R_1)}$ , где  $U_\Phi = U_1 - U_2$ .

Электрон, начав двигаться под углом к оси цилиндра в электрическом поле конденсатора, радиальной силой  $F_r = eE_r$ , возвращается к оси конденсатора. На электрон при движении действует центробежная сила  $F_{ц}$ , равная  $F_{ц} = \frac{m \cdot v_\tau^2}{r}$  и направленная по радиусу к внешнему цилиндру. Выполняя равенство сил  $F_\delta = F_r$ , сохраняют заданную форму пучка. Поток будет двигаться по спиральной траектории. Ток пучка

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

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

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

**4. Периодическая электростатическая система** используется в случае применения биспиральных периодических ЗС с разными постоянными напряжениями на них  $U_2$ ,  $U_1$  (рис. 3.19).

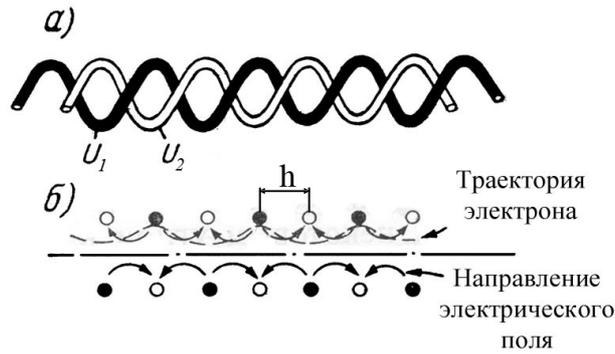


Рис. 3.19 — Принцип фокусировки электронного потока:  
*a* — периодическая биспиральная замедляющая система,  
имеющая напряжение на спиралях  $U_2 > U_1$ ;  
*б* — траектории в электрическом поле

В системе образуются электростатические линзы между витками спиралей. 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 Анализ работы генераторов и усилителей с резонансной колебательной системой

Работа генераторов и усилителей СВЧ, КВЧ И ГВЧ диапазонов 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, прибора обозначим на эквивалентной схеме проводимостью  $\dot{Y}_e = G_e + jB_e$  (рис. 4.1, точки  $a, b$ ).

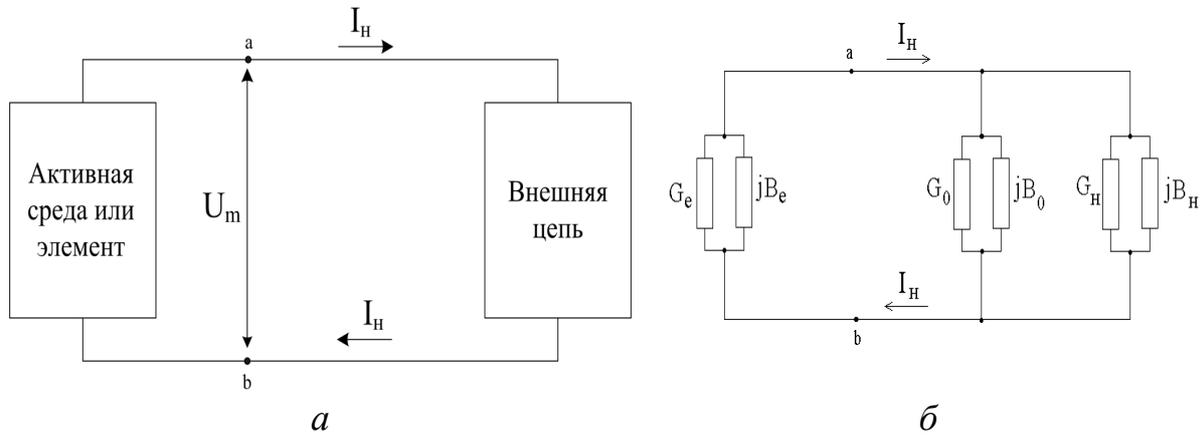


Рис. 4.1 — Эквивалентная схема резонансного СВЧ-прибора

В рабочее пространство зазора поступает поток электронов, который является источником наведенного тока  $\dot{I}_{i \hat{a}\hat{a}}$  во внешней цепи. На зазор (точки  $a, b$ ) подается переменное напряжение  $\dot{U}_m$ . Электронная проводимость определяется отношением наведенного тока к амплитуде переменного напряжения на зазоре

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

При прохождении зазора (случай конечных углов пролета) не модулированным потоком электронов, вышедшим с пушки, электронная проводимость (4.1), имеет активную и реактивную части вида [2]

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

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

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

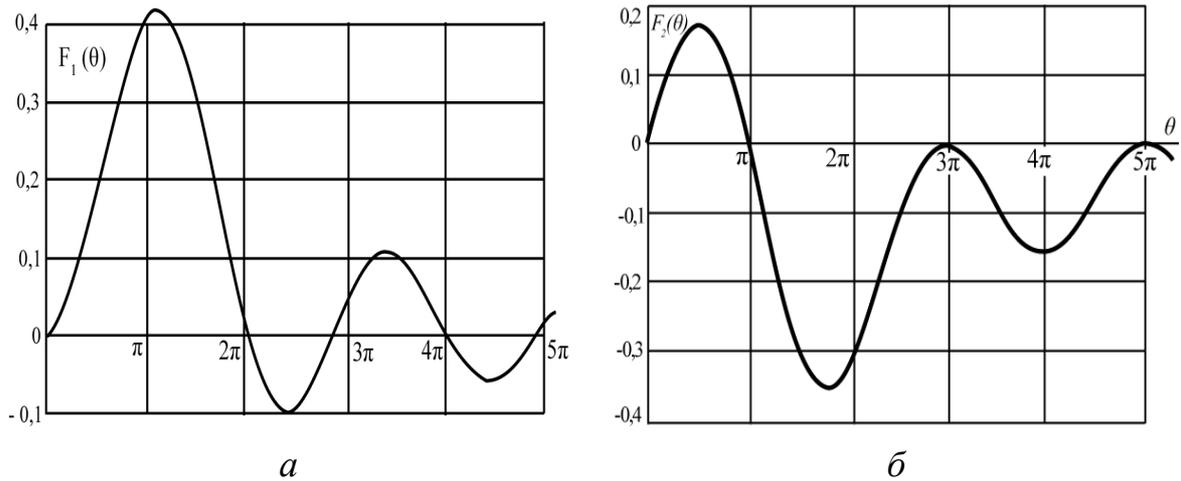


Рис. 4.2 — График функции  $F_1(\theta)$ , определяющей активную составляющую входной проводимости зазора (а); график функции  $F_2(\theta)$ , определяющей реактивную составляющую входной проводимости зазора (б)

Эквивалентная схема параллельной колебательной системы включает проводимости эквивалентных емкости, индуктивности и активные потери контура и имеет вид  $\dot{Y}_0 = G_0 + jB_0$  в точках  $a—b$  (рис. 4.1).

Внешняя нагрузка колебательной системы  $\dot{Y}_n$ , трансформируемая к точкам  $a—b$  посредством вводов (или выводов) энергии, обозначается на эквивалентной схеме трансформированной проводимостью  $\dot{Y}'_n$ , равной

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

где, согласно [1],

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

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  $Y_n'$  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. 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:

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

$$B_e + B_0 + B_n' = 0 \text{ — баланс реактивностей.} \quad (4.7)$$

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, таким образом, должно выполняться условие:

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

Активная электронная проводимость в приборах может иметь как положительный, так и отрицательный знак. Приборы с проводимостью  $G_e > 0$  не могут быть генераторами, они используются 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 источником. Для генерации колебаний и их усиления пригодны только такие приборы и их режимы, при которых  $G_e < 0$ .

Для большинства современных генераторных приборов СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов зависимости электронной проводимости от амплитуды переменного напряжения  $G_e(U_m)$  при постоянных величинах напряжений питания приведены на рис. 4.3, а. Отрицательные значения  $G_e$  находятся в не заштрихованной области, начиная с малых амплитуд  $U_m$ , вплоть до предельных  $U_{m\text{пред}}$ , соизмеримых с постоянным питающим напряжением  $U_0$ . Пунктирные линии (кривые 4 и 5), противоречат закону сохранения энергии, приведены только как функции.

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

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

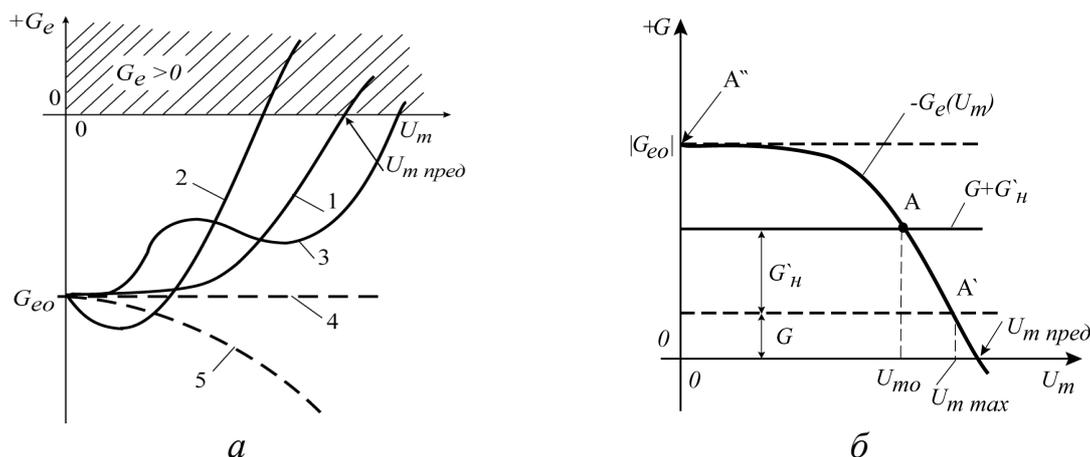


Рис. 4.3 — Характер зависимости электронной проводимости от амплитуды колебаний (а) и нахождение амплитуды установившихся колебаний (б)

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 генераторов

**Мягким режимом** называют режим, в котором наблюдается монотонный характер зависимости  $G_e(U_m)$  (рис. 4.3, а, кривая 1, рис. 4.4, а), а амплитуда установившихся колебаний  $U_{m0}$  может плавно меняться, начиная от уровня шумовых колебаний. Для автогенераторов с мягким самовозбуждением характерна следующая особенность: устойчивость работы в точке А. Покажем это. Из рис. 4.4, а видно, что в любой точке кривой при  $U_m < U_{m0}$  отрицательная электронная

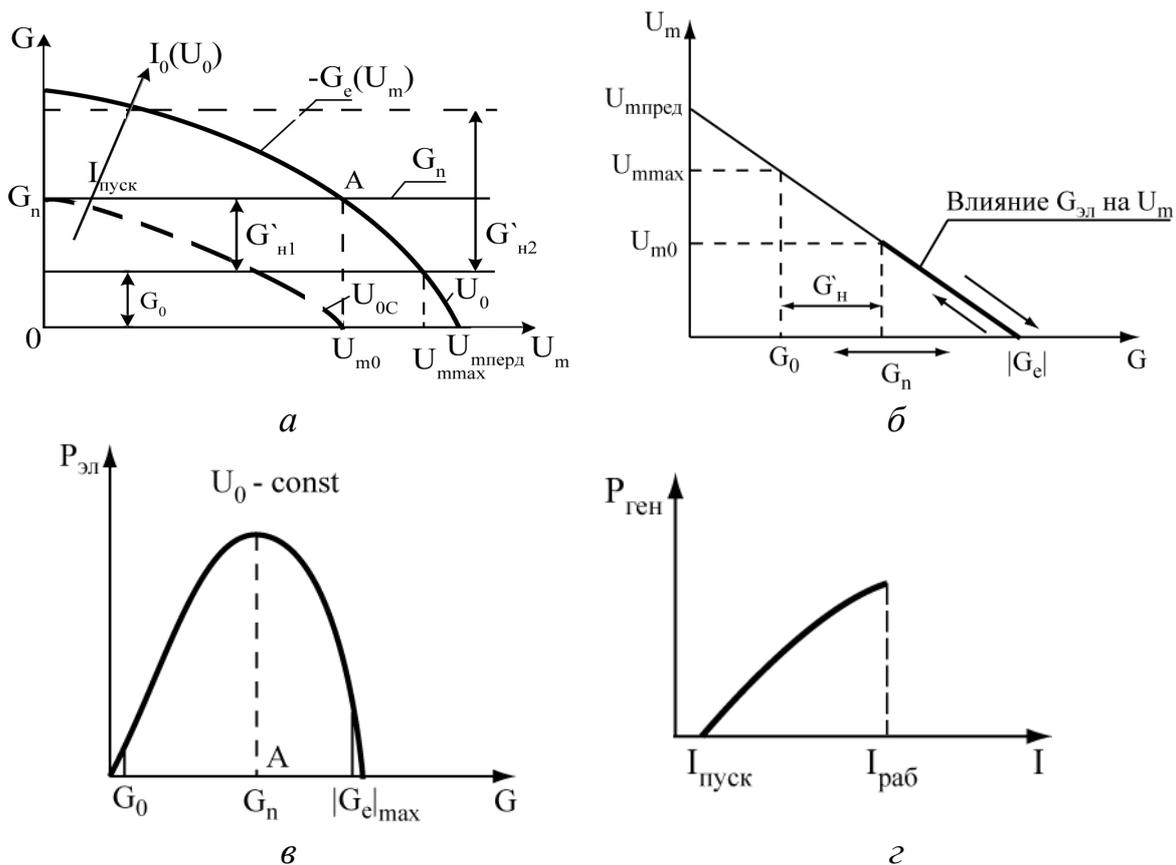


Рис. 4.4 — Характеристики генератора с «мягким» самовозбуждением

проводимость по абсолютной величине превышает полную проводимость потерь. Если под воздействием внешних факторов амплитуда колебаний  $U_{m0}$  уменьшается, то возрастает отрицательная электронная проводимость (рис. 4.4, а) и увеличивается отдача энергии электронами. 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  $A$  определяется соотношением  $P_e = 0,5 \cdot U_{m0}^2 G_e$  и достигает оптимальной величины при заданном постоянном напряжении  $U_0$  на приборе.

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

**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 зависимость  $G_e(U_m)$  немонотонного характера (рис. 4.3, *a*, кривые 2 и 3, рис. 4.5), а прямая полной проводимости  $G_n = G_0 + G_n'$  имеет две точки пересечения с  $G_e(U_m)$ .

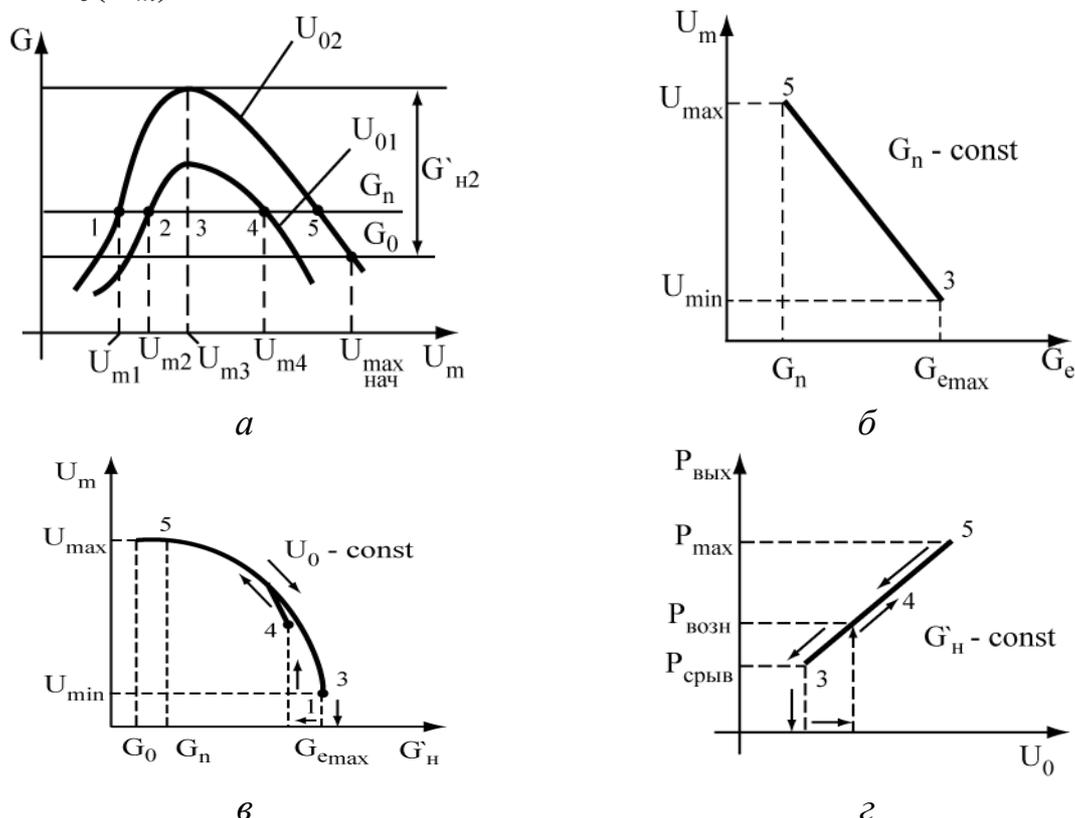


Рис. 4.5 — Характеристики генератора с «жестким» режимом возбуждения.

На рис. 4.5, *a* приведены зависимости  $G_e(U_m)$  для двух постоянных напряжений питания:  $U_{01} < U_{02}$ . При  $U_m < U_{m3}$  условие самовозбуждения (4.9) не выполняется ни при каких величинах  $G_e$ , т.к. положительное приращение  $U_m$  создает отрицательное приращение  $G_e$ , т.е. затухание в системе становится отрицательным. Это приводит к дальнейшему росту амплитуды колебаний. Колебания, возникшие в точках 1 и 2, неустойчивы, через некоторое время переходят в режим, обозначенный точками 4 и 5 или, а при малом отрицательном изменении амплитуды  $U_m$  по отношению к точкам 1 и 2, должно произойти падение амплитуды ко-

лебаний до нуля. Чтобы возбудить колебания в системе, необходимо внешнее воздействие, т.е. посторонний сигнал с амплитудой, большей порогового значения ( $U_{m1}$ ,  $U_{m2}$  рис. 4.5, *a*). Сложность возбуждения генераторов в жестком режиме не позволяет их широко использовать в приборах.

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*). При уменьшении величины постоянного напряжения  $U_0$  характеристика  $G_e(U_m)$  коснется прямой  $G_n$  в точке 3 (рис. 4.5, *a*), но колебания не возникнут, т.к. это 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**

Уравнение (4.7) используем для нахождения частоты генерируемых колебаний в установившемся режиме. Предположим, что трансформированная проводимость нагрузки 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 (2.6) имеет линейный характер 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 соотношением (2.5):

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

Откуда

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

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

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

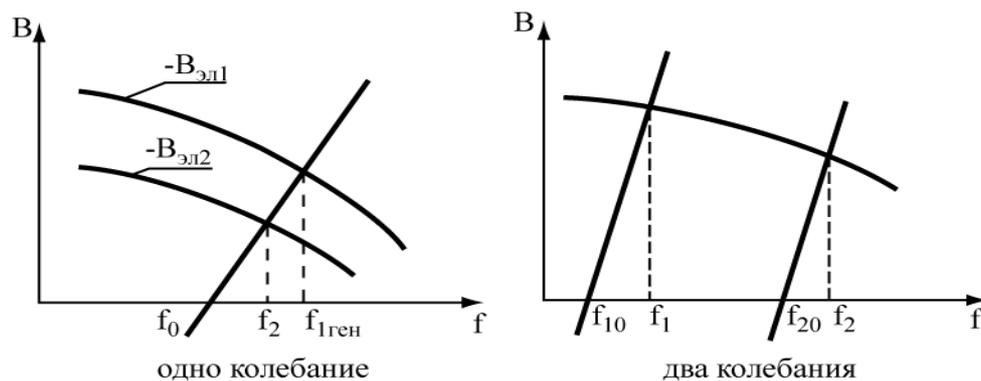


Рис. 4.6 — Перестройка частоты генератора при изменении электронной проводимости

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

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

#### Анализ (4.15) и выводы:

1. Частота генератора (4.15) определяется частотой настройки резонатора  $f_0$ , активной и реактивной проводимостями 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 (октава это равенство 2 отношения максимальной и минимальной рабочих частот)

3. Электронные проводимости  $B_e$  и  $G_e$  зависят от постоянного напряжения и постоянного тока (4.2, 4.3). 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, изменение частоты током — электронным смещением. Преимуществом электронной перестройки частоты перед механической является малая инерционность и возможность использования для частотной модуляции. Для получения широкого диапазона электронной настройки или электронного смещения желательно снижать нагруженную добротность колебательной системы. Делать это можно увеличением связи генератора с нагрузкой или увеличением потерь в колебательной системе. Но первый способ ухудшает стабильность частоты генератора, а второй — уменьшает выходную мощность.

Разновидностью электрической перестройки частоты генераторов является регулировка частоты  $f_{ген}$  с помощью варакторов (или варикапов), встроенных в резонаторы. Под действием управляющего постоянного напряжения плавно изменяется емкость варактора, общая емкость резонатора, что плавно изменяет частоту генератора.

4. При повышении  $Q_n$  уменьшается величина второго слагаемого в (4.15) и, следовательно, увеличивается стабильность генератора. Генератор будет работать стабильно, но в узком диапазоне частот, заданных рабочей полосой колебательного контура. Поэтому генераторы с высокой стабильностью частоты имеют большие КПД и  $P_{вых}$ , но узкий диапазон электронной настройки.

5. 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 темпера-

турным коэффициентом частоты (ТКЧ), равным  $\frac{\Delta f_{ген}}{\Delta T}$ ,  $\left[ \frac{\text{МГц}}{\text{град}} \right]$ .

Для повышения температурной стабильности частоты используют термоустойчивые генераторные камеры.

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

На основании (4.6), (4.7), частота генератора и мощность зависят как от величины 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). Так при изменении вносимой активной проводимости нагрузки от  $G'_n = 0$  до  $G'_n = G'_{n\max}$ , где  $G'_n = \frac{Y_c}{Q_{вн.пред}}$ , происходит изменение амплитуды

колебаний  $U_m$  и изменение выходной мощности генератора (рис. 4.7), определяемой уравнением

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

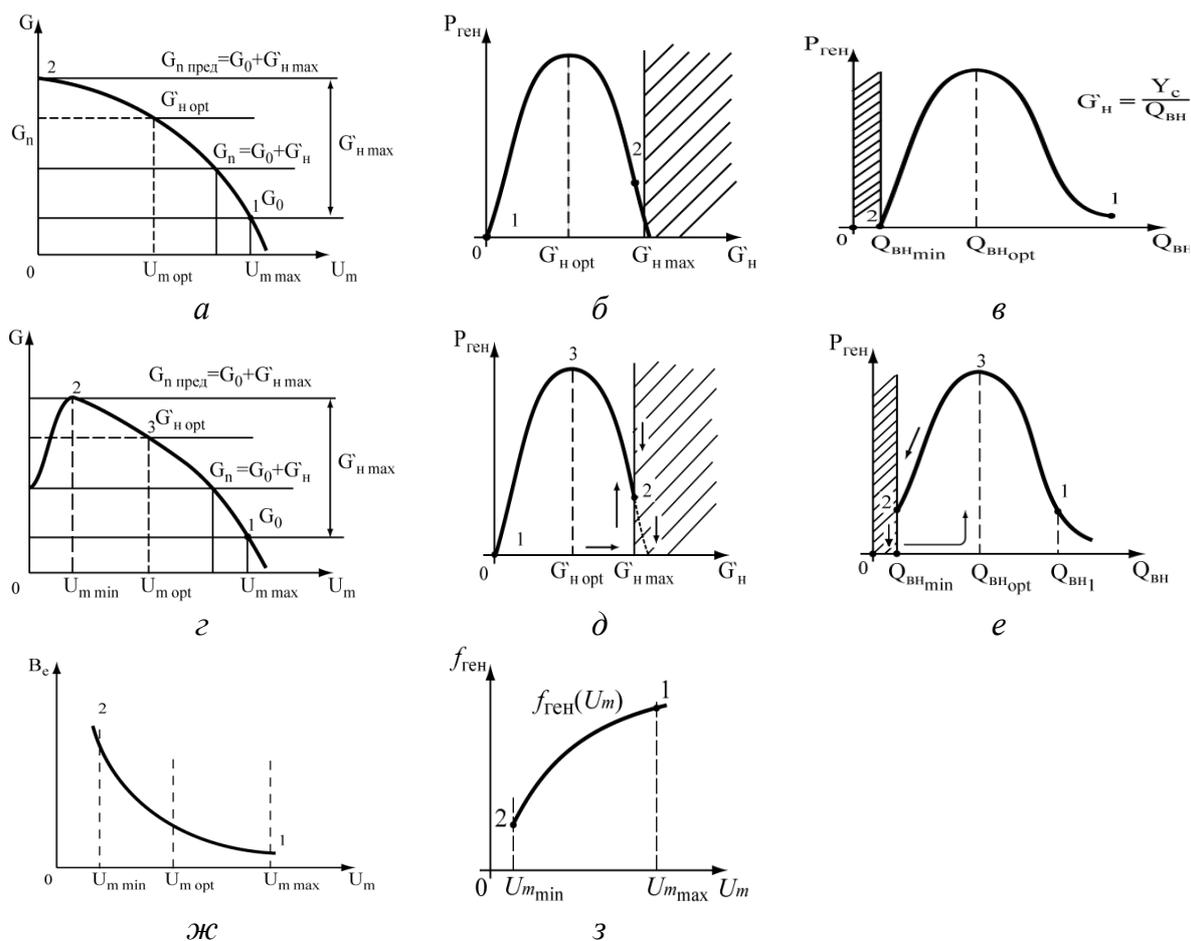


Рис. 4.7 — Влияние на мощность (б) и частоту генерации (з) изменения степени связи резонатора с внешней нагрузкой для разных режимов

В случае «мягкого» режима возбуждения при изменении внешней нагрузки и добротности в пределах  $Q_{\text{вн min}} - Q_{\text{вн1}}$  мощность генератора принимает максимальную величину при  $Q_{\text{вн opt}}$  (рис. 4.7, а, б, в)

Для генератора с «жестким» возбуждением (рис. 4.7, г, д, е) при изменении внешней нагрузки и добротности наблюдается электронный гистерезис со скачкообразным возникновением и срывом колебаний в точках 2.

Реактивная и активная электронные проводимости при изменении  $U_m$  в рабочем режиме имеют спадающий характер.

Так как  $V_e(U_m)$  уменьшается с ростом  $U_m$ , то частота генератора растет (рис. 4.7, з).

Изменение проводимости нагрузки при фиксированном режиме питания приводит к изменению частоты генератора. Это явление называется затягиванием частоты. Чтобы оценить затя-

гивание частоты, обратимся к эквивалентной схеме генератора, в которой параметры контура и электронного потока будут трансформированы в плоскость входа линии передачи  $G'_0, B'_0, G'_e, B'_e$ , т.е. передающая линия окажется нагруженной на параллельно включенные проводимости. Трансформированные проводимости получаются умножением проводимостей  $Y_0$  и  $Y_e$  на коэффициент трансформации  $K_T^2 = \frac{Q_{вн} Y_c}{Q_0 G_0}$ . Проводимости ( $G'_0, B'_0, G'_e, B'_e, G_n, B_n$ ) будут подразумеваться выраженными 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 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 величину  $\Delta B'$ , 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 (4.20) при емкостной про-

димости 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.

Зависимость величины  $B_n$  от  $K_{св}$  [2] имеет вид

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

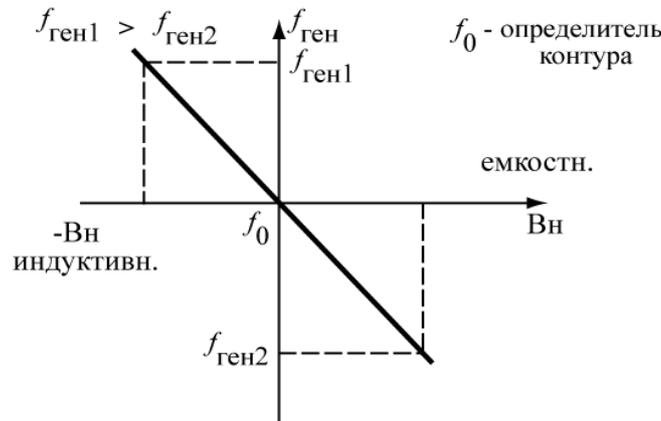


Рис. 4.8 — Изменение частоты генератора от проводимости нагрузки  $B_n$

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

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

Полное изменение частоты из (4.22)

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

Условимся называть степень затягивания частоты  $F_3$  наибольшее изменение частоты генератора под влиянием внешней нагрузки, соответствующее величине  $K_{св} = 1,5$ .

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

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

Если известна величина  $F_3$ , то можно получить затягивание частоты при любом  $K_{св}$  (отношение  $\left(\frac{f_0}{Q_{вн}}\right)$  из (4.24) следует подставить в (4.23)).

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

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

### **Выводы:**

1. Для автогенераторов существует оптимальная величина активной нагрузки  $G'_n \text{ opt}$ , а следовательно, и  $Q_{вн} \text{ opt}$ , когда мощность, поступающая в нагрузку, максимальна. Существует  $G'_n \text{ max}$ , 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. Степень затягивания частоты характеризует наибольшее изменение частоты под влиянием внешней нагрузки при  $K_{св} = 1,5$ .

## **4.4 Нагрузочные характеристики приборов**

Зависимости выходной мощности генератора  $P_{ген}$  и частоты  $f_{ген}$  при изменении проводимости нагрузки во внешней цепи прибора при постоянных параметрах режима питания называются нагрузочными характеристиками генератора ( $P_{ген}(G_n)$ ,  $f_{ген}(B_n)$ ).

Нагрузочные характеристики строятся на круговой диаграмме проводимостей в полярной системе координат. Мощность  $P_{ген}$  определяется (4.16) активной проводимостью  $G_n$ . Поэтому линии  $P_{ген} = \text{const}$  на плоскости круговой диаграммы совпадают с линиями  $G_n = \text{const}$ , имеющими форму окружностей с центрами на действительной оси (рис. 4.9). Генерируемая мощность равна нулю на периферийной окружности, на которой  $G_n = 0$ , и на окружности  $G_n \text{ max}$  (4.7, б, д). Область срыва колебаний находится внутри окружности  $G_n \text{ max} = \text{const}$ . Между линиями  $G_n = 0$  и  $G_n = G_n \text{ max}$  ле-

жит окружность, где выходная мощность имеет максимальную величину.

Линии постоянной частоты  $f_{ген} = const$  совпадают с линиями  $B_n = const$  (рис. 4.9), т.к. частота определяется реактивной проводимостью нагрузки. В левой полуплоскости диаграммы, где реактивные проводимости нагрузки являются отрицательными и имеют индуктивный характер, частота генерируемых колебаний превышает частоту, генерируемую при согласованной нагрузке. В правой полуплоскости, где емкостная проводимость нагрузки, частота ниже частоты  $f_{ген\ соглас}$ .

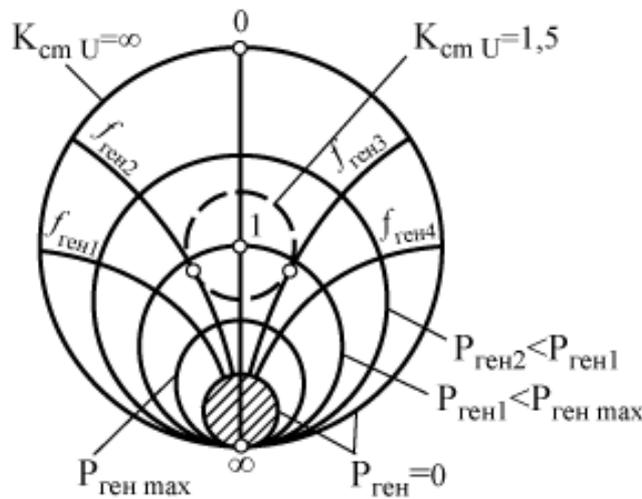


Рис. 4.9 — Идеализированные нагрузочные характеристики генератора:  $f_{ген1} > f_{ген2} > f_{ген3} > f_{ген4}$

На рисунке 4.9 окружность  $K_{св} = 1,5$ , проведенная пунктиром, позволяет подчеркнуть смысл степени затягивания  $F_3$ . Величина  $F_3$  определяется в данном случае разностью частот  $f_{ген2} - f_{ген3}$ , соответствующих касанию окружности  $K_{св} = 1,5$  и линий  $f_{ген2} = const$  и  $f_{ген3} = const$ . Нагрузочные характеристики, используемые в практических целях, обычно измеряются с помощью рассогласователя, имитирующего работу генератора на меняющуюся нагрузку.

Характер изменения реактивной проводимости нагрузки и частоты генерируемых колебаний в зависимости от фазы стоячей волны, вытекающий из рис. 4.10. качественно показан на рис. 4.11, где  $l$  — геометрическая длина линии между генерато-

ром и нагрузкой,  $\lambda_B$  — длина волны в этой линии,  $\phi = \frac{l}{\lambda_g}$  — электрическая длина линии.

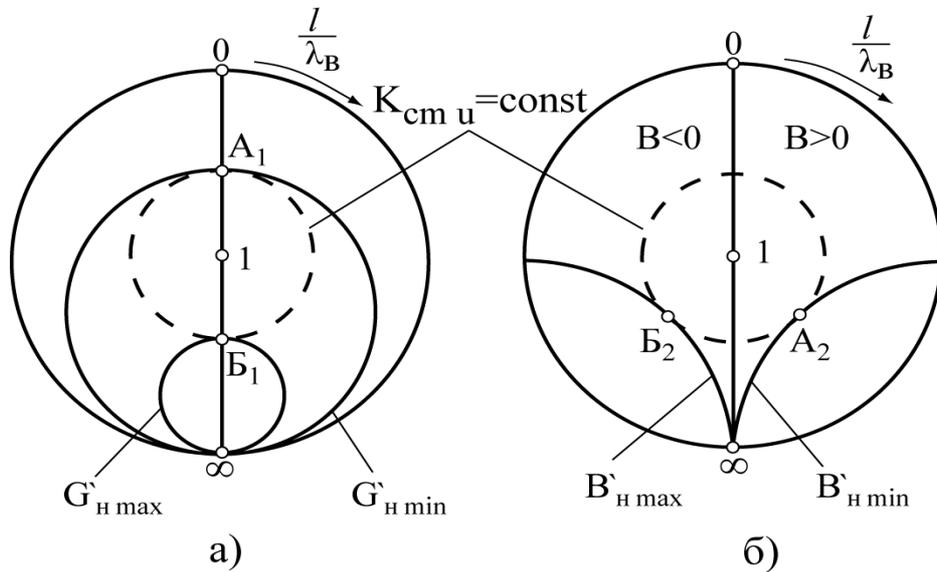


Рис. 4.10 — Нахождение максимальных и минимальных значений активной

и реактивной проводимостей нагрузки при неизменной величине КСВ

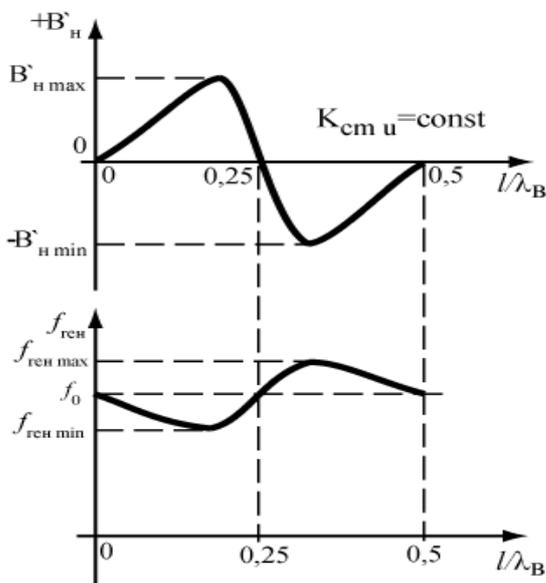


Рис. 4.11 — Зависимости реактивной проводимости и частоты генерируемых колебаний от фазы стоячей волны (случай отсутствия срыва генерации)

Наибольшее и наименьшее значения  $G_n$  в заданном рабочем режиме генератора определяются касанием окружности  $K_{св} = \text{const}$  и окружностей  $G_n \text{ min}$  и  $G_n \text{ max}$  в точках  $A_1$  и  $B_1$  (рис. 4.10, а), а наибольшее и наименьшее значения  $B_n$  определяются касанием окружности  $K_{св} = \text{const}$  и окружностей  $B_n \text{ min}$  и  $B_n \text{ max}$  в точках  $A_2$  и  $B_2$  (рис. 4.10, б).

Увеличение  $\frac{l}{\lambda_g}$  (рис. 4.10)

приводит при  $K_{св} = \text{const}$  к изменению 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 возбуждения генератора 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  $K_{св}$ , когда максимум  $G_{н\max} > [G_e'] - G_0'$ , возможен срыв генерации при  $\frac{l}{\lambda_g} \rightarrow 0,25$  (рис. 4.12).

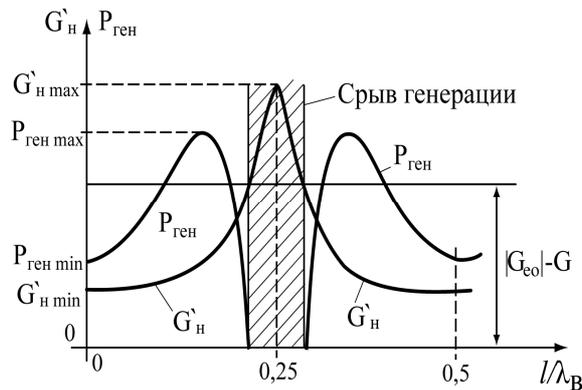


Рис. 4.12 — Зависимости активной проводимости нагрузки и генерируемой мощности от отношения  $\frac{l}{\lambda_g}$  (случай сильной связи, ведущей к срыву генерации)

## 4.5 Основные параметры и характеристики приборов

### Режим работы, параметры режима

Совокупность условий, определяющих работу прибора, называют режимом. Величины, характеризующие этот режим (например, ток, напряжение), называются параметрами режима. Эти параметры определяют усилительные, частотные, шумовые, выходные характеристики прибора. Количественные сведения об этих характеристиках называют параметрами прибора.

У приборов СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов 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) или внутреннего

воздействия (неоднородным по плотности и определенной величине) электронным потоком. 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 сигнала на входе нарушается линейность сигнала на выходе.

### **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, может последовательно сначала механически, а затем электрически.

**Диапазон перестройки** частоты (механической или электрической) характеризуется либо абсолютными величинами частоты  $\Delta f = f_{\max} - f_{\min}$  [ГГц, 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 величина 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).

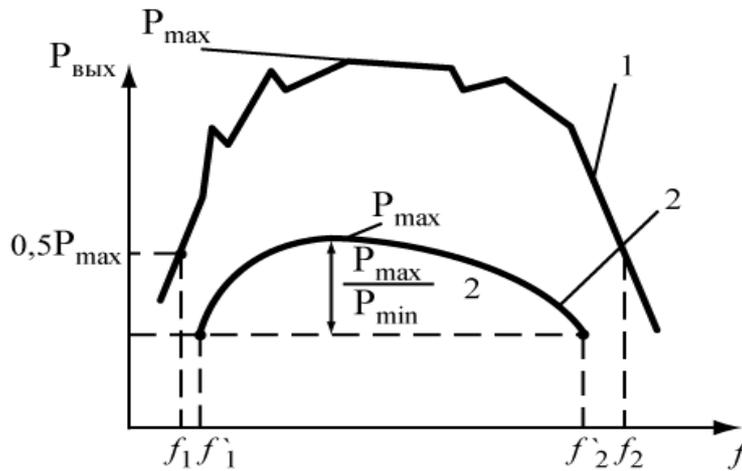


Рис. 4.13 — Характер изменения выходной мощности генератора:  
1 — влияние согласованной нагрузки; 2 — влияние  $G_e$

**Степень затягивания частоты  $F_z$**  (4.24) - наибольшее изменение частоты генератора под влиянием внешней нагрузки, соответствующее величине  $K_{ce} = 1,5$ .

**Возможность амплитудной, частотной и импульсной модуляции.**

**Стабильность частоты генерируемых колебаний.**

**Уровень шумов вблизи рабочей частоты.**

**Срок службы и надежность генератора.**

### 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  $K_f = f_{\text{max}} / f_{\text{min}}$  [ед].

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

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

**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** 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.

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

Коэффициент шума выражается в относительных единицах (разах) или в децибелах. Они связаны следующим соотношением.

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

Величина  $\frac{P_{с\ вых}}{P_{с\ вх}}$  есть величина коэффициента усиления по мощности  $K_{ур}$ . Учитывая, что  $P_{ш\ вых} = K_{ур} \cdot P_{ш\ вх} + P_{ш\ собств}$ , где  $P_{ш\ собств}$  — мощность собственных шумов на выходе, уравнение (4.28) преобразуется к виду

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

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  $0\text{ К}$ , т.е.

$$P_{Ш\text{собств}}^l = k \cdot T_{Ш} \cdot \Delta f, \quad P_{Ш\text{собств}}^l = \frac{P_{Ш\text{собств}}}{K_{ур}}.$$

Шумовая мощность  $P_{Ш\text{вх}}$ , поступающая на вход согласованного усилителя, определяется уравнением Найквиста

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

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

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

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

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  $P_{\text{вых } n}$  на частоте  $nf$  к мощности,

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

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

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

**КПД умножителя частоты** определяется соотношением:

$$\eta_{\text{эл}} = \frac{P_{\text{вых } n}}{P_0 + P_{\text{вх}}}.$$

## СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ

- ВЧ, СВЧ — высокая частота, сверхвысокая частота  
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  $\mathbf{B}$  ( $\vec{D}$  и  $\vec{A}$ ) — 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  
 $Z_C, Z_0, W_{3c}$  — волновое сопротивление линии передачи, замедляющей системы  
 $Z_n, R_n$  — сопротивление нагрузки (полное, активное)  
 $L$  — период замедляющей системы

$c$  — скорость распространения света в вакууме ( $c = 3 \cdot 10^8$  м/сек)  
 $f, f_{зр}$  — частота, граничная частота  
 $v_{\phi}, v_{зр}$  — фазовая и групповая скорости волны  
 $v_{дф}, v_n$  — 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  
 $\tau_{пр}, \tau_{др}$  — время пролета электрона  
 $\theta, \theta_{др}$  — 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  $m$   
 $\omega, \omega_i, \omega_{\ddot{o}}$  — 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. Приборы и устройства оптического и СВЧ-диапазонов : Учебное пособие для вузов / Г. Г. Куш, Ж. М. Соколова, Л. И. Шангина. - Томск : Издательство научно-технической литературы, 2003. - 556 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. Кратиллов 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 радиотехнических и радиотехнических факультетов и специальностей вузов / Под ред. В.Н. Шевчика, М.А. Григорьева. — Саратов: Изд-во Саратовского ун-та, 1980. — 416 с.
24. Григорьев А.Д. Электродинамика и микроволновая техника: Учебник для Вузов. Специальная литература. — Издательство Лань, 2007 г. — 708с.

**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	$P_{maxи},$ Вт	$f_{min},$ ГГц	$f_{max},$ ГГц	$f_{пр},$ ГГц	$L_n,$ 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	$P_{maxi},$ $i\dot{A}\dot{\omega}$	$U_0$ 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	—

