

Н.Д.Федоров

Электронные  
приборы СВЧ  
и квантовые  
приборы

ИЗДАНИЕ ВТОРОЕ,  
ПЕРЕРАБОТАННОЕ  
И ДОПОЛНЕННОЕ

Допущено Министерством высшего и  
среднего специального образования  
СССР в качестве учебного пособия  
для студентов радиотехнических  
специальностей вузов

МОСКВА АТОМИЗДАТ 1979

Федоров Н. Д. **Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы:** Учебник для вузов.— Изд. 2-е, перераб. и доп. — М.: Атомиздат, 1979,— с.288.

В учебнике изложены физические основы электронных СВЧ-приборов и квантовых приборов СВЧ и оптического диапазона. Рассмотрены принципы действия, основные характеристики и параметры пролетных и отражательных клистронов, ламп с бегущей и обратной волной, приборов магнетронного типа, полупроводниковых СВЧ-приборов, квантовых парамагнитных усилителей (мазеров), квантовых стандартов частоты и лазеров.

Учебник предназначен для студентов радиотехнических специальностей вузов.

Рис. 200. Табл. 12. Список литературы 27 наименований

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<u>Введение</u>	1
ЧАСТЬ ПЕРВАЯ. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ	4
Раздел первый. Электровакуумные приборы СВЧ	4
<u>Глава 1.</u> Электронные лампы СВЧ	4
§1.1. Полный ток в промежутке между электродами	4
§1.2. Сеточные лампы СВЧ в режиме малых амплитуд	7
§1.3. Сеточные лампы СВЧ в режиме больших амплитуд	9
§1.4. Особенности устройства и применения	11
<u>Глава 2.</u> Пролетные клистроны	13
§2.1. Принцип работы двухрезонаторного усилительного пролетного клистрона	13
§2.2. Модуляция электронного потока по скорости	16
§2.3. Группирование электронов	19
§2.4. Отбор энергии от модулированного по плотности электронного потока	25

§2.5.	Параметры и характеристики двухрезонаторного пролетного клистрона	29
§2.6.	Принцип работы многорезонаторного пролетного клистрона	32
§2.7.	Параметры и характеристики многорезонаторного клистрона	34
§2.8.	Особенности устройства и параметры усилительных пролетных клистронов	37
<b>Глава 3.</b>	<b>Отражательный клистрон</b>	<b>39</b>
§3.1.	Принцип работы	39
§3.2.	Группирование электронов	42
§3.3.	Баланс фаз и мощностей	44
§3.4.	Мощность и электронный КПД	48
§3.5.	Электронная перестройка частоты	50
§3.6.	Особенности устройства и параметры отражательных клистронов	52
<b>Глава 4.</b>	<b>Лампы бегущей и обратной волны типа О (ЛБВО и ЛОВО)</b>	<b>54</b>
§4.1.	Принцип работы приборов типа О с длительным взаимодействием	54
§4.2.	Замедляющие системы	58
§4.3.	Элементы линейной теории ЛБВО	64
§4.4.	Параметры и характеристики ЛБВО	67
§4.5.	Особенности устройства и применения ЛБВО	73
§4.6.	Принцип работы усилительной ЛОВО	75
§4.7.	Принцип работы генераторной ЛОВО	77
§4.8.	Параметры и характеристики генераторной ЛОВО	78
§4.9.	Особенности устройства и применения ЛОВО	80
<b>Глава 5.</b>	<b>Физические основы приборов типа М</b>	<b>81</b>
§5.1.	Движение электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях в статическом режиме	81
§5.2.	Движение электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях при наличии СВЧ-поля	85
§5.3.	Энергетические особенности взаимодействия СВЧ-поля и электронов в приборах типа М	89
<b>Глава 6.</b>	<b>Лампы бегущей и обратной волны типа М (ЛБВМ и ЛОВМ)</b>	<b>90</b>
§6.1.	Принцип работы ЛБВМ	90
§6.2.	Параметры и характеристики ЛБВМ	93
§6.3.	Принцип работы ЛОВМ	96
§6.4.	Параметры и характеристики генераторной ЛОВМ	97
<b>Глава 7.</b>	<b>Многорезонаторный магнетрон</b>	<b>98</b>
§7.1.	Статический режим работы магнетрона	98
§7.2.	Свойства колебательной системы магнетрона	100
§7.3.	Динамический режим работы магнетрона	102
§7.4.	Стабилизация рабочего вида колебаний	106

§7.5.	Параметры и характеристики многорезонаторного магнетрона	108
§7.6.	Особенности устройства и применения многорезонаторных магнетронов	110
Глава 8.	Платинотрон (амплитрон и стабилотрон)	112
§8.1.	Принцип работы амплитрона	112
§8.2.	Параметры и характеристики амплитрона	114
§8.3.	Принцип работы стабилотрона	116
Глава 9.	Электронные приборы со специальными видами взаимодействия	117
§9.1.	Приборы с параметрическим усилением в электронном потоке	117
§9.2.	Приборы с циклотронным резонансом	119
§9.3.	Приборы с дифракционным излучением	120
Раздел второй.	Полупроводниковые СВЧ-приборы	122
Глава 10.	Лавинно-пролетные диоды (ЛПД)	122
§10.1.	Лавинное умножение носителей	123
§10.2.	Пролетный режим работы ЛПД	126
§10.3.	Режим работы ЛПД с захваченной плазмой	135
§10.4.	Параметры и характеристики генераторов и усилителей на ЛПД в пролетном режиме	137
§10.5.	Особенности устройства и применения ЛПД	141
Глава 11.	Полупроводниковые приборы с объемной неустойчивостью (диоды Ганна)	143
§11.1.	Виды неустойчивости объемного заряда	143
§11.2.	Доменные режимы работы генераторов на диодах Ганна	153
§11.3.	Режим ограниченного накопления объемного заряда и гибридные режимы	159
§11.4.	Особенности устройства и применения диодов Ганна	161
ЧАСТЬ ВТОРАЯ.	КВАНТОВЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ И ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА	163
Глава 12.	Физические основы квантовых приборов	163
§12.1.	Квантовые переходы	164
§12.2.	Ширина спектральной линии	168
§12.3.	Возможность усиления и генерации в квантовых системах	172
§12.4.	Метод накачки вспомогательным излучением	180
Глава 13.	Квантовые парамагнитные усилители СВЧ (КПУ)	186
§13.1.	Энергетические уровни парамагнитных веществ	186
§13.2.	Получение инверсии населенности в парамагнитном веществе	187

<a href="#">§13.3.</a>	Разновидности КПУ и их параметры	189
<a href="#">§13.4.</a>	Особенности устройства и применения КПУ	193
<a href="#">Глава 14.</a>	Квантовые стандарты частоты (КСЧ)	195
<a href="#">§14.1.</a>	Требования, предъявляемые к КСЧ	195
<a href="#">§14.2.</a>	Пассивные квантовые стандарты частоты	196
<a href="#">§14.3.</a>	Активные квантовые стандарты частоты	199
<a href="#">Глава 15.</a>	Лазеры	201
<a href="#">§15.1.</a>	Оптические резонаторы	201
<a href="#">§15.2.</a>	Условия самовозбуждения и мощность лазера	205
<a href="#">§15.3.</a>	Спектр излучения лазера	210
<a href="#">§15.4.</a>	Когерентность, монохроматичность и направленность лазерного излучения	214
<a href="#">§15.5.</a>	Газовые лазеры	216
<a href="#">§15.6.</a>	Твердотельные лазеры	223
<a href="#">§15.7.</a>	Полупроводниковые лазеры	227
<a href="#">§15.8.</a>	Жидкостные лазеры	232
<a href="#">§15.9.</a>	Применение лазеров	233
	<a href="#">Основные обозначения</a>	237
	<a href="#">Список рекомендуемой литературы</a>	239
	<a href="#">Предметный указатель</a>	241

## ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- $A_{21}$  — коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения  
 $a$  — ускорение электрона  
 $B$  — индукция магнитного поля  
 $B_{12}, B_{21}$  — коэффициенты Эйнштейна для вынужденных переходов  
 $B_{кр}$  — критическая индукция магнитного поля  
 $b$  — параметр начального рассинхронизма  
 $C$  — параметр усиления в приборах типа О  
 $c$  — скорость света  
 $D$  — параметр усиления в приборах типа М  
 $d$  — расстояние между электродами  
 $E$  — напряженность электрического поля  
 $E_0$  — постоянная составляющая напряженности электрического поля  
 $E_{zp}$  — амплитуда пространственной гармоники с номером  $p$   
 $\mathcal{E}_i, \epsilon_i$  — энергия уровня  $i$   
 $e$  — заряд электрона  
 $F_{эл}$  — электрическая сила  
 $F_m$  — магнитная сила  
 $f_{пр}$  — пролетная частота  
 $G$  — проводимость  
 $G_{опт}^{(n)}$  — оптимальная проводимость для зоны с номером  $n$  отражательного клистрона  
 $H$  — напряженность магнитного поля  
 $I_0$  — постоянная составляющая тока, интенсивность  
 $I_{0(пуск)}$  — пусковой ток  
 $I_{нав(m)}$  — амплитуда  $m$ -ой гармоники наведенного тока  
 $I_{(m)}$  — амплитуда  $m$ -ой гармоники конвекционного тока  
 $I_{рез(1)}$  — амплитуда первой гармоники тока резонатора  
 $i$  — конвекционный ток  
 $i_{емк}$  — емкостной ток  
 $i_{нав}$  — наведенный ток  
 $i_{полн}$  — полный ток  
 $i_{см}$  — ток смещения  
 $J_m(mX)$  — функция Бесселя первого рода  $m$ -го порядка  
 $K_{зам}$  — коэффициент замедления  
 $K_{y(p)}$  — коэффициент усиления по мощности  
 $K_{y(u)}$  — коэффициент усиления по напряжению  
 $K_m$  — коэффициент шума  
 $k$  — постоянная Больцмана  
 $L$  — длина, период замедляющей системы  
 $M$  — коэффициент эффективности взаимодействия электронов с СВЧ-полем  
 $m$  — масса электрона  
 $N$  — длина в электрических длинах волн, число резонаторов в магнетроне, число Френеля  
 $N_i$  — населенность уровня  $i$   
 $n$  — номер зоны генерации, вида колебаний, концентрация электронов  
 $n_{(в)}$  — число вынужденных переходов  
 $n_{(сп)}$  — число спонтанных переходов

- $P$  — мощность  
 $P_{\text{п}}$  — мощность потерь  
 $P_{\text{э}}$  — электронная мощность  
 $P_{\text{э(ц)}}$  — электронная мощность в центре зоны  
 $p$  — номер пространственной гармоники  
 $Q$  — добротность  
 $Q_{\text{н}}$  — нагруженная добротность  
 $R_{\text{св}}$  — сопротивление связи  
 $r_{\text{а}}$  — радиус анода в магнетроне  
 $r_{\text{к}}$  — радиус катода в магнетроне  
 $r_{\text{с.р}}$  — средний радиус в магнетроне  
 $T$  — период, температура  
 $T_{\text{п}}$  — температура квантового перехода  
 $T_{\text{э}}$  — температура электронного газа  
 $T_{\text{ш}}$  — шумовая температура  
 $t$  — время  
 $S_{\text{ЭПЧ}}$  — крутизна электронной перестройки частоты  
 $S_{\text{ЭСЧ}}$  — крутизна электронного смещения частоты  
 $s$  — расстояние  
 $U_{\text{а.пор}}$  — пороговое анодное напряжение магнетрона  
 $U_{\text{а.кр}}$  — критическое анодное напряжение магнетрона  
 $U_0$  — ускоряющее напряжение  
 $U_{\text{отр}}$  — напряжение отражателя  
 $U_{\text{отр(ц)}}$  — напряжение отражателя для центра зоны  
 $U_{\text{синх}}$  — потенциал синхронизации в приборах типа  $M$   
 $U_1$  — амплитуда напряжения первой гармоники  
 $U^{(n)}_{\text{опт}}$  — оптимальная амплитуда для зоны генерации с номером  $n$   
 $u_{\text{в}}$  — объемная плотность энергии электромагнитного поля  
 $\psi$  — скорость электрона, дрейфовая скорость  
 $\psi_0$  — постоянная скорость электрона  
 $\psi_{0z}$  — проекция скорости электрона на ось  $z$   
 $\psi_1$  — скорость электрона после первого резонатора клистрона  
 $\psi_{\text{а}}$  — скорость электрона у анода  
 $\psi_{\text{г}}$  — групповая скорость  
 $\psi_{\text{д}}$  — скорость домена  
 $\psi_{\text{н}}$  — скорость насыщения  
 $\psi_{\text{п}}$  — переносная скорость в приборах типа  $M$   
 $\psi_{\text{рп}}$  — переносная скорость в подвижной системе координат  
 $\psi_{\text{ф}}$  — фазовая скорость волны  
 $\psi_{\text{ф0}}$  — фазовая скорость нулевой пространственной гармоники  
 $\psi_{\text{фр}}$  — фазовая скорость пространственной гармоники  $p$   
 $\psi_{\text{фz}}$  — проекция фазовой скорости на ось  $z$   
 $W$  — энергия, вероятность вынужденных переходов  
 $W_{\text{к}}$  — кинетическая энергия электрона  
 $W_{\text{п}}$  — потенциальная энергия электрона  
 $w$  — вероятность безызлучательных переходов  
 $X$  — параметр группирования  
 $X_{\text{опт}}$  — оптимальный параметр группирования  
 $\alpha$  — показатель потерь

- $\alpha_d$  — коэффициент дифракционных потерь  
 $\alpha_n \alpha_p$  — коэффициент ионизации электронов и дырок  
 $\beta$  — коэффициент фазы  
 $\beta_p$  — коэффициент фазы  $p$ -й пространственной гармоники  
 $\Gamma$  — коэффициент распространения в системе с пучком, коэффициент отражения  
 $\Gamma^{(i)}$  — коэффициент распространения парциальных волн  
 $\Delta\nu$  — ширина спектральной линии  
 $\Delta\nu_{\text{ест}}$  — естественная ширина спектральной линии  
 $\Delta\nu_p$  — ширина резонансной кривой оптического резонатора  
 $\nu\delta_{\text{г.теор}}$  — естественная ширина линии излучения  
 $\Delta\nu_d$  — ширина доплеровского контура  
 $\Delta\nu$  — ширина линии излучения лазера  
 $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость  
 $\theta_0$  — угол пролета невозмущенного электрона  
 $\theta_{0(\text{ц})}$  — угол пролета для центра зоны  
 $\theta$  — угловая скорость электронов  
 $\eta_p$  — электронный КПД  
     — показатель усиления в квантовых приборах  
 $a$  — показатель усиления активной среды  
 $a_0$  — начальный показатель усиления активной среды  
 $\lambda$  — длина волны  
 $\lambda_{\text{в0}}$  — длина волны нулевой пространственной гармоники  
 $\lambda_{\text{вр}}$  — длина волны  $p$ -й пространственной гармоники  
 $\mu$  — подвижность носителей, магнитная проницаемость  
 $\nu_n$  — частота поля накачки  
 $\nu_c$  — частота поля сигнала  
 $\nu_q$  — частота колебаний продольной моды оптического резонатора  
 $\nu_0$  — центральная частота квантового перехода  
 $\nu_{ji}$  — частота перехода уровней  $j$   $i$   
 $\rho$  — объемная плотность заряда  
 $\sigma$  — проводимость  
 $\tau$  — время пролета  
 $\tau_i$  — время уровня  $i$   
 $\varphi$  — сдвиг фазы  
 $\varphi_{\text{рез}}$  — сдвиг фазы в резонаторе  
 $\varphi_{n,p}$  — сдвиг фазы между соседними резонаторами магнетрона для  $p$ -й пространственной гармоники  $n$ -го вида колебаний  
 $\varphi_p$  — сдвиг фазы  $p$ -й пространственной гармоники на один период замедляющей системы  
 $\omega$  — круговая частота  
 $\omega_0$  — собственная частота резонатора  
 $\omega_{\text{г}}$  — частота генерации  
 $\omega_{\text{п}}$  — плазменная частота  
 $\omega_{\text{ц}}$  — циклотронная частота  
 $\omega_n$  — частота  $n$ -го вида колебаний в магнетроне



## ВВЕДЕНИЕ

Сверхвысокочастотными колебаниями (СВЧ) называют колебания с частотой  $f > 300$  МГц или длиной волны  $\lambda < 1$  м.

Принято следующее деление на диапазоны по длине волны и частоте:

- дециметровые волны 1 м—10 см (300—3000 МГц)
- сантиметровые волны 10 см — 1 см (3—30 ГГц)
- миллиметровые волны 1 см — 1 мм (30—300 ГГц)
- субмиллиметровые волны 1 мм—0,1 мм (300—3000 ГГц)

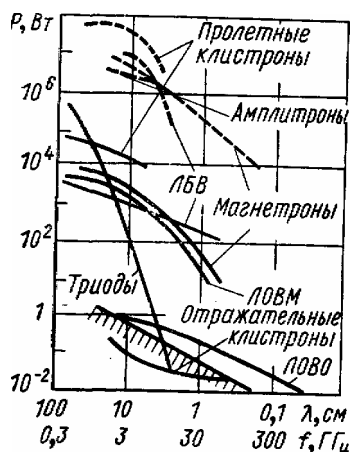
К субмиллиметровым волнам примыкает диапазон оптических волн (инфракрасное, видимое и ультрафиолетовое излучения).

В первой части книги рассмотрены электронные приборы СВЧ. Любое электронное устройство для усиления или генерирования колебаний является преобразователем энергии постоянного тока в энергию колебаний при помощи электронного потока.

В обычных ламповых усилителях и генераторах, предназначенных для сравнительно низких частот, используется *электростатическое управление электронным потоком*. На этих частотах время пролета электронов между электродами лампы много меньше периода колебаний и влиянием времени пролета можно пренебречь. Распределение переменного электрического поля в лампе в течение времени пролета рассматриваемого электрона остается неизменным. Переменное напряжение на управляющем электроде лампы вызывает синфазное изменение плотности электронного потока (отсутствие инерционности).

На СВЧ время пролета электронов между электродами становится сравнимым с периодом усиливаемых или генерируемых колебаний. За время пролета переменное напряжение на электродах успевает заметно измениться. Это приводит к ослаблению эффекта изменения (модуляции) плотности электронного потока, резкому падению полезной мощности, коэффициента усиления и КПД. Кроме того, на СВЧ длина волны становится сравнимой с размерами электродов и их выводов, т. е. лампу необходимо рассматривать как систему с распределенными параметрами. При этом электроды становятся «антеннами» и возможна значительная потеря энергии колебаний из-за излучения. На СВЧ очень сильно проявляется влияние индуктивностей выводов и междуэлектродных емкостей и потерь в материале электродов, баллоне и изоляторах. Последние факторы снижают коэффициент усиления, полезную мощность и КПД электронных ламп при повышении частоты.

Параллельно с усовершенствованием электронных ламп были разработаны специальные электронные приборы, основанные на использовании времени пролета электронов (клистроны, лампы бегущей волны, магнетроны и др.). В некоторых приборах мощность колебаний составляет несколько киловатт в непрерывном режиме, а КПД—60—



80%. Создание новых приборов СВЧ стало возможным в результате использования метода *динамического управления электронным потоком*, идея которого была высказана в 1932 г. советским ученым Д. А. Рожанским.

Особенности динамического управления электронным потоком состоят в модуляции электронов по скорости, превращении модуляции по скорости в модуляцию по плотности и в передаче энергии колебаний от модулированного по плотности потока колебательной системе. При этом время пролета электронов имеет решающее значение, так как только в процессе движения электронов происходит их группирование.

Электронные приборы СВЧ по характеру энергообмена

между электронным потоком и колебательной системой (или полем) подразделяются на приборы типа О и типа М.

В приборах типа О происходит преобразование кинетической энергии электронов в энергию СВЧ-поля в результате торможения электронов этим полем. Магнитное поле или не используется совсем, или применяется только для фокусировки электронного потока и принципиального значения для процесса энергообмена не имеет.

В приборах типа М в энергию СВЧ-поля переходит потенциальная энергия электронов.

Электронные приборы СВЧ по продолжительности взаимодействия с СВЧ-полем подразделяются на приборы с кратковременным (прерывным) и длительным (непрерывным) взаимодействием. В первом случае используется взаимодействие электронов с СВЧ-полем резонаторов, а во втором — с бегущей волной.

Приборы с кратковременным взаимодействием одновременно являются приборами типа О (пролетные и отражательные клистроны). Приборы с длительным взаимодействием могут быть как типа О—лампа бегущей волны типа О (ЛБВО), лампа обратной волны типа О (ЛОВО), так и типа М—лампа бегущей волны типа М (ЛБВМ), лампа обратной волны типа М (ЛОВМ) магнетрон, платинотрон и др.

На рисунке приведены значения мощности некоторых электронных приборов СВЧ, достигнутые на различных частотах в непрерывном (сплошные кривые) и в импульсном (пунктирные кривые) режимах. Сейчас особенно интенсивно развивается полупроводниковая электроника СВЧ. Туннельные диоды уже давно применяются в различных маломощных схемах СВЧ. Разработаны СВЧ транзисторы, однако их рабочая частота, по-видимому, не превысит 15 ГГц. Весьма перспективно применение генераторов и других схем СВЧ на основе лавинно-пролетного диода и приборов Ганна. Это позволит постепенно заменить маломощные электронные приборы СВЧ полупроводниковыми приборами. Мощность полупроводниковых приборов в непрерывном режиме и диапазон их рабочих частот представлены на рисунке заштрихованной областью (сравнение различных типов полупроводниковых приборов произведено на рис. 10.1).

Развитие электроники СВЧ идет по двум направлениям. Первое направление — дальнейшее усовершенствование рассмотренных типов приборов или создание на их основе комбинированных («гибридных») приборов.

В гибридных приборах возможно объединение достоинств приборов разного типа. Второе направление—разработка приборов на основе новых принципов усиления и генерирования колебаний СВЧ, особенно в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн. Теоретически и экспериментально изучают приборы, использующие взаимодействие электронного потока и плазмы; взаимодействие электронного потока с дифракционными решетками; параметрическое взаимодействие электронного потока с СВЧ-полем; явление циклотронного резонанса в электронном потоке, находящемся в магнитном поле; физические эффекты в полупроводниках и т. п.

В настоящее время становится важной проблема миниатюризации и повышения надежности электронных приборов СВЧ. Бурное развитие полупроводниковой электроники СВЧ способствует решению этой проблемы. Однако важным является и создание миниатюрных и высоконадежных электровакуумных приборов СВЧ.

Квантовые приборы СВЧ и оптического диапазона, рассматриваемые во второй части книги, основаны на использовании вынужденного излучения.

Гипотеза о существовании вынужденного электромагнитного излучения была высказана А. Эйнштейном в 1917 г. Однако только в 1940 г. В. А. Фабрикантом были сформулированы условия для экспериментального обнаружения вынужденного излучения в газовом разряде. В 1951 г. В. А. Фабрикант, М. М. Вудынский и Ф. А. Бутаева получили авторское свидетельство на способ усиления электромагнитного излучения. В 1953—1954 гг. Н. Г. Басов, А. М. Прохоров и независимо в США Дж. Вебер, Дж. Гордон, Х. Цайгер и

Ч. Таунс получили генерацию в сантиметровом диапазоне волн при использовании энергетических уровней молекул аммиака. В 1957 г. были созданы квантовые парамагнитные усилители СВЧ. Квантовые приборы для генерации и усиления колебаний СВЧ, основанные на использовании вынужденного излучения, иногда называют мазерами\*.

В 1958 г. в США Ч. Таунс и А. Шавлов, а в СССР А. М. Прохоров показали возможность использования вынужденного излучения для создания оптических квантовых генераторов, названных лазерами \*\*. Уже в 1960 г. были созданы лазеры на кристалле рубина и на смеси газов гелия и неона.

В 1959 г. Н. Г. Басову и А. М. Прохорову была присуждена Ленинская премия за разработку нового принципа генерации и усиления колебаний СВЧ, создание молекулярных генераторов и усилителей, а в 1964 г. этим ученым совместно с Ч. Таунсом (США) присуждена Нобелевская премия по физике за исследования по квантовой электронике.

В последние годы в квантовой электронике нашли широкое применение полупроводники. Примером может служить полупроводниковый лазер, основанный на использовании электронно-дырочного перехода и созданный в СССР полупроводниковый лазер с электронным возбуждением.

---

\* Термин мазер (maser) образован из начальных букв английских слов в фразе «microwave amplification by stimulated emission of radiation», переводимой как «усиление микроволн (СВЧ) с помощью вынужденного излучения».

\*\* Термин лазер образован заменой буквы «м» в слове мазер на «л»—начальную букву английского слова light (свет).

## Часть первая

### ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ

#### Раздел первый

#### ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ

### Г л а в а 1 ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ СВЧ

#### § 1.1. Полный ток в промежутке между электродами

Полный ток в цепи равен сумме тока проводимости и тока смещения:

$$i_{\text{полн}} = i_{\text{пров}} + i_{\text{см}} \quad (1.1)$$

Ток проводимости зависит от числа носителей заряда, проходящих через сечение в 1 с, т. е. этот ток связан непосредственно с переносом (конвекцией) заряда. Поэтому вместо термина «ток проводимости» при рассмотрении электронных приборов СВЧ применяют термин «конвекционный ток». С учетом этого замечания

$$i_{\text{полн}} = i_{\text{конв}} + i_{\text{см}} \quad (1.2)$$

Плотность конвекционного тока определяется формулой

$$j_{\text{конв}} = \rho v \quad (1.3)$$

где  $\rho$  —объемная плотность зарядов;  $v$ —скорость зарядов. Плотность тока смещения по определению

$$j_{\text{см}} = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \quad (1.4)$$

где  $\varepsilon_0$  —диэлектрическая проницаемость вакуума;  $E$ —напряженность электрического поля в рассматриваемой точке.

Если распределение зарядов по сечению  $S$  равномерное, то можно написать

$$i_{\text{конв}} = j_{\text{конв}} S; \quad i_{\text{см}} = j_{\text{см}} S. \quad (1.5)$$

В общем случае токи  $i_{\text{конв}}$  и  $i_{\text{см}}$  зависят от координаты  $z$  и времени  $t$ :  $i_{\text{конв}}(z, t)$ ;  $i_{\text{см}}(z, t)$ . Но полный ток в цепи остается одинаковым, т. е. может быть только функцией времени  $i_{\text{полн}}(t)$ .

Проинтегрируем выражение (1.2) по координате  $z$  в пределах промежутка и разделим обе части равенства на интервал интегрирования  $d$ , тогда

$$\frac{1}{d} \int_0^d i_{\text{полн}}(t) dz = \frac{1}{d} \int_0^d i_{\text{конв}}(z, t) dz + \frac{1}{d} \int_0^d i_{\text{см}}(z, t) dz \quad (1.6)$$

Полный ток не зависит от координаты, поэтому  $i_{\text{полн}}(t)$  может быть вынесен за знак интеграла и

$$\frac{1}{d} \int_0^d i_{\text{полн}}(t) dz = i_{\text{полн}}(t). \quad (1.7)$$

Первое слагаемое в правой части равенства (1.6) есть среднее значение конвекционного тока в промежутке в момент времени  $t$ , т. е.

$$i_{\text{конв. ср}}(t) = \frac{1}{d} \int_0^d i_{\text{конв}}(z, t) dz. \quad (1.8)$$

Преобразуем теперь второе слагаемое равенства (1.6), используя (1.4) и (1.5):

$$\frac{1}{d} \int_0^d i_{\text{см}}(z, t) dz = \frac{\epsilon_0 S}{d} \int_0^d \frac{\partial E(z, t)}{\partial t} dz. \quad (1.9)$$

По известной теореме математики

$$\int_0^d \frac{\partial E(z, t)}{\partial t} dz = \frac{\partial}{\partial t} \int_0^d E(z, t) dz. \quad (1.10)$$

Выражение под интегралом (1.10) есть приращение потенциала  $du$  на длине  $dz/du=E(z,t)dz$ , а интеграл по всему промежутку равен разности потенциалов  $u(t)$  между электродами в рассматриваемый момент времени, т. е. вместо выражения (1.10) можно записать

$$\int_0^d \frac{\partial E(z, t)}{\partial t} dz = \frac{du(t)}{dt}. \quad (1.11)$$

Заметим, что разность потенциалов зависит только от времени, поэтому не имеет смысла оставлять символ частной производной. Коэффициент перед интегралом в правой части равенства (1.9) — емкость конденсатора, образованного электродами, если поле в промежутке однородное:

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{d} \quad (1.12)$$

Используя выражения (1.7)—(1.9), (1.11) и (1.12), перепишем выражение (1.6) в виде

$$i_{\text{полн}}(t) = i_{\text{конв. ср}}(t) + C \frac{du(t)}{dt}. \quad (1.13)$$

Второе слагаемое в правой части равенства есть емкостной ток

$$i_{\text{емк}}(t) = C \frac{du(t)}{dt} \quad (1.14)$$

Поэтому вместо выражения (1.13) можно записать

$$i_{\text{полн}}(t) = i_{\text{конв. ср}}(t) + i_{\text{емк}}(t) \quad (1.15)$$

В выражении (1.2) полный ток представлен как сумма конвекционного тока и тока смещения, а в (1.15)—как сумма среднего значения конвекционного тока в промежутке и емкостного тока.

Компонент полного тока, равный в промежутке среднему значению конвекционного тока, назвали *наведенным током*. Поэтому с учетом выражения (1.8)

$$i_{\text{нав}}(t) = i_{\text{конв. ср}}(t) = \frac{1}{d} \int_0^d i_{\text{конв}}(z, t) dz, \quad (1.16)$$

а вместо выражения (1.15) можно записать

$$i_{\text{полн}}(t) = i_{\text{нав}}(t) + i_{\text{емк}}(t) \quad (1.17)$$

Поясним физический смысл наведенного тока.

Известно, что заряд, находящийся вблизи металлической поверхности, наводит на ней равный по величине заряд противоположного знака (явление электростатической индукции). Соответственно электронный слой с зарядом  $-q$  (рис. 1.1) наводит на электроде 1 положительный заряд  $q_1$ , а на электроде 2—положительный заряд  $q_2$ , так что  $q = q_1 + q_2$ . При движении слоя от электрода 1 к электроду 2 напряженность поля  $E_1$  слева от слоя падает, а  $E_2$  справа от слоя растет. Соответственно наведенный заряд  $q_1$  уменьшается, а наведенный заряд  $q_2$  увеличивается. Изменение во времени  $q_1$  и  $q_2$ , связанное с движением слоя, вызывает появление во внешней цепи наведенного тока, направленного от электрода 1 к электроду 2. Теория приводит к формуле для наведенного тока, совпадающей с формулой (1.16). Наведенный ток можно рассматривать как уравнивающий ток, который обеспечивает перераспределение зарядов  $q_1$  и  $q_2$  при движении электронов в зазоре между электродами так, чтобы сохранялось равенство  $q_1 + q_2 = q$ .

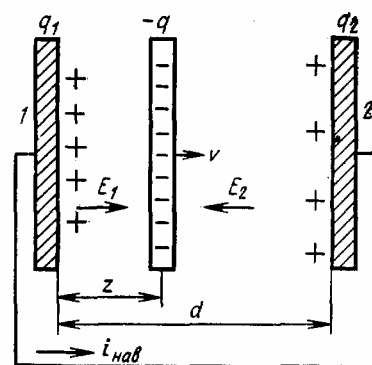


Рис. 1.1.

Принципиально важно то, что наведенный ток не связан с прямым поступлением электронов на электроды и существует только в течение времени пролета электронов в промежутке между электродами. В статическом режиме конвекционный ток во всех сечениях промежутка одинаков ( $i_{\text{конв}}(z, t) = I_0$ ), поэтому по формуле (1.16)  $i_{\text{нав}}(t) = I_0$ . Таким образом, в статическом режиме наведенный ток точно совпадает с конвекционным током, определенным как заряд, приходящий на электрод 2 за 1 с. В квазистатическом режиме, когда период переменного напряжения между электродами значительно больше времени пролета электронов, конвекционный ток можно считать приблизительно одинаковым во всех сечениях для данного момента времени  $t$  и равным  $i_{\text{конв}}(z, t) \approx I_0 \sin \omega t$ . Эта медленно меняющаяся величина может быть вынесена за знак интеграла (1.16), и поэтому наведенный ток будет практически совпадать с конвекционным током в тот же момент времени. На высоких частотах, когда период сравним со временем пролета электронов, необходимо пользоваться общей формулой (1.16).

## § 1.2. Сеточные лампы СВЧ в режиме малых амплитуд

Для рассмотрения особенностей работы сеточных ламп воспользуемся результатами, полученными в § 1.1.

Промежутки между электродами лампы (рис. 1.2) можно уподобить диодным промежуткам. Для каждого из них можно найти

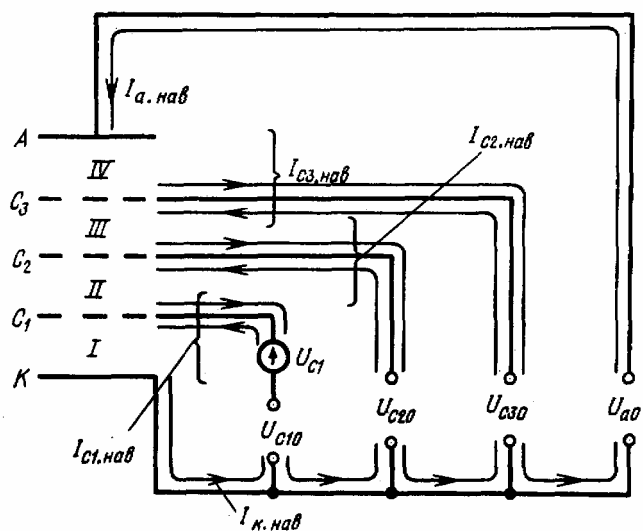


Рис. 1.2

среднее значение конвекционного тока, зависящее от времени пролета электронов в этом промежутке. Отличие от диода состоит в том, что начальная скорость электронов в каждом промежутке (кроме промежутка катод—управляющая сетка) не равна нулю. Время пролета в промежутках вследствие ускорения неодинаково: наибольшее в первом, наименьшее в последнем (у анода). Конвекционные токи промежутков с увеличением их номера все больше отстают от напряжения, поэтому средние значения конвекционных токов промежутков изображают веером векторов (рис. 1.3). Наведенный ток анода  $I_{a, нав}$  равен среднему конвекционному току промежутка IV ( $I_{конв. ср IV}$ ). Наведенный ток катода  $I_{c, нав}$  есть средний конвекционный ток промежутка I катод—управляющая сетка. Наведенные токи сеток будем изображать векторами, соединяющими вектора средних конвекционных токов соседних промежутков.

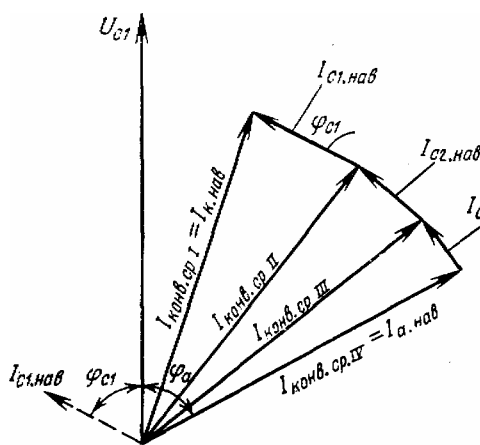


Рис. 1.3

На векторной диаграмме  $I_{a.нав}$  отстает по фазе от переменного напряжения управляющей сетки, а наведенный ток управляющей сетки  $I_{c1.нав}$  опережает его. Поэтому влияние времени пролета проявляется в увеличении емкости. Увеличение входной емкости по сравнению с холодной лампой составляет примерно 30% ( $C_{вх}(\omega) \approx \frac{4}{3} C_{вх}$ ).

С увеличением частоты углы пролета во всех промежутках возрастают, следовательно, становятся большими углы между векторами на рис. 1.3 и вся система векторов поворачивается по часовой стрелке. Кроме того, увеличение углов пролета приводит к уменьшению средних значений конвекционного тока в промежутках. Таким образом, должно наблюдаться увеличение  $I_{c1.нав}$  и уменьшение угла  $\varphi_{c1}$ . Это значит, что с ростом частоты происходит увеличение активной составляющей сеточного наведенного тока и мощности, потребляемой сеточной цепью от источника переменного напряжения

Активное входное сопротивление лампы обычно рассчитывают по приближенной формуле

$$R_{вх}(\omega) = 1 / (p S_k \omega^2 \tau_{к-с1}^2) \quad (1.18)$$

где  $S_k$  — крутизна катодно-сеточной характеристики ( $S_k = \frac{\partial I_k}{\partial U_{c1}}$ )  $\tau_{к-с1}$  — время пролета электрона от катода до первой сетки;  $p$  — поправочный коэффициент, связанный с тем, что при выводе формулы (1.18) не учтено влияние времени пролета в промежутке II между первой и второй сетками. По формуле (1.18) активная составляющая входного сопротивления обратно пропорциональна квадрату частоты, т. е. потери мощности пропорциональны квадрату частоты.



### § 1.3. Сеточные лампы СВЧ в режиме больших амплитуд

Движение электронов в промежутке катод—управляющая сетка можно определить, пользуясь уравнением движения

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = eE, \quad (1.19)$$

при этом для упрощения рассмотрим случай, когда напряжение сетки содержит только переменную составляющую

$$u_{c1}(t) = U_{c1m} \sin \omega t \quad (1.20)$$

Напряженность поля в промежутке катод—сетка при густой управляющей сетке определяется практически напряжением сетки, т. е.

$$E = \frac{v_{c1}(t)}{d_{c1-k}} = \frac{U_{c1m}}{d_{c1-k}} \sin \omega \cdot t \quad (1.21)$$

где  $d_{c1-k}$  — расстояние между сеткой и катодом. Подставляя выражение (1.21) в уравнение (1.19), произведя дважды интегрирование и используя начальные условия, что в момент вылета электрона из катода координата  $z=0$ , скорость  $v=0$  и ускорение  $dv/dt=0$ , получим решение в виде

$$z/D = \omega(t-t_1) \cos \omega t_1 - \sin \omega t + \sin \omega t_1 \quad (1.22)$$

$$D = eU_{c1m} / \omega^2 m d_{c1-k}. \quad (1.23)$$

Уравнение (1.22) показывает, что координата электрона  $z$  зависит от момента вылета его из катода  $t_1$ . Различным моментам  $t_1$  соответствуют разные значения напряженности поля, в котором начинает двигаться электрон.

Для наглядности движение электронов принято представлять с помощью *пространственно-временной диаграммы (рис. 1.4)*. Эта диаграмма изображает зависимость пути, проходимого электроном, от времени. Различные кривые соответствуют электронам, вылетевшим из катода в разные моменты времени  $t_1$  одного периода напряжения,  $U_{c1}(t)$ , которое также показано на рис. 1.4. В следующем периоде все кривые должны повториться.

Наклон кривых, построенных по формуле (1.22), определяет скорость электронов. По кривым можно также найти момент времени, когда электрон, вылетевший из катода в момент времени  $t$ , достигнет сетки с координатой  $z = d_{c1-k}$ .

Не все электроны пройдут через сетку. Электроны, начавшие движение от катода в различные моменты времени положительного полупериода, можно разделить на три группы. К первой группе относятся электроны, которые доходят до сетки, не изменяя направления движения. Электроны второй группы не долетают до сетки, поворачивают к катоду, но не попадают на него и, изменив еще раз направление движения, двигаются к сетке, вызывая увеличение длительности импульса конвекционного тока в пространстве сетка — анод. Электроны третьей группы возвращаются к катоду, увеличивают объемный заряд, поле которого препятствует движению других электронов от катода к сетке в следующий положительный полупериод напряжения. Увеличение длительности импульса

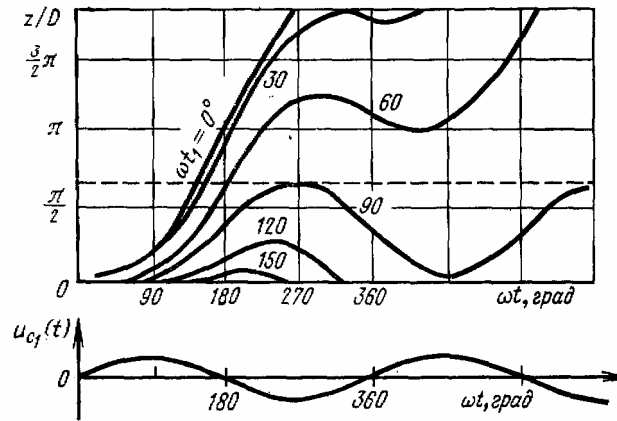


Рис. 1.4

анодного тока по сравнению с длительностью импульса около сетки и рост объемного заряда в пространстве катод—сетка нежелательны, так как приводят к уменьшению первой гармоники конвекционного тока.

Условно режим работы лампы, при котором половина числа электронов, вылетевших из катода, пролетит через сетку и достигнет анода, называют критическим. Этому режиму на рис. 1.4 соответствует пунктирная прямая, для которой  $z/D \approx 2,3$ . Подставляя в это условие  $z = d_{c1-k}$  и используя выражение (1.23), можно найти при заданных  $d_{c1-k}$  и амплитуде напряжения на сетке  $U_{c1m}$  критическое значение частоты сеточных ламп

$$\omega_{кр} = \frac{1}{d_{c1-k}} \sqrt{\frac{2,3e}{m} U_{c1m}} \quad (2.24)$$

Чем меньше расстояние между сеткой и катодом и чем больше амплитуда сеточного напряжения, тем выше частота, на которой может быть использована лампа.

#### § 1.4. Особенности устройства и применения

В предыдущих параграфах было рассмотрено влияние времени пролета на работу электронных ламп, но кроме этого следует учитывать влияние междуэлектродных емкостей, индуктивностей выводов и потери в элементах (изоляторах) на высоких частотах.

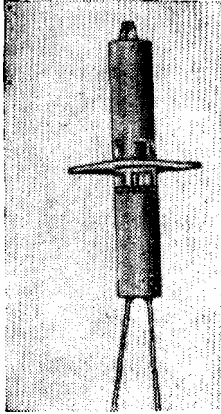


Рис. 1.5

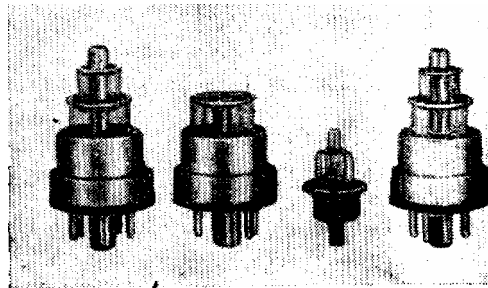


Рис. 1.6

Междуэлектродные емкости лампы входят в колебательную систему СВЧ и снижают ее собственную частоту, ограничивая верхнюю рабочую частоту усилительной или генераторной схемы. Поэтому в лампах СВЧ принимаются меры к уменьшению междуэлектродных емкостей. Из индуктивностей наибольшее влияние оказывает индуктивность катодного вывода, которая, изменяя фазовые соотношения, приводит к увеличению активной составляющей входной проводимости.

Уменьшение углов пролета в лампах достигается уменьшением расстояния между электродами и повышением постоянных напряжений. Однако в первом случае, чтобы не происходило увеличение междуэлектродных емкостей, приходится одновременно уменьшать площадь электродов. Последнее сопровождается понижением максимальной мощности, рассеиваемой электродами, и полезной максимальной мощности лампы.

Для уменьшения индуктивностей выводов необходимо увеличивать поверхность металлических выводов катода, анода и сеток. Выводам придается форма, удобная для соединения с колебательной системой, т. е. с передающими линиями и резонаторами.

Для уменьшения диэлектрических потерь на СВЧ вместо стекла используют высокочастотную керамику.

На частотах до 500 МГц применяют миниатюрные и сверхминиатюрные лампы, а на более высоких—карандашные (рис. 1.5), маячковые (рис. 1.6) и металлокерамические лампы (рис. 1.7). Общей особенностью последних является применение выводов сетки и очень малые расстояния между электродами (до 0,1 мм). Карандашные триоды используют до частоты 3 ГГц, а металлокерамические—до 10 ГГц. Маячковые и металлокерамические лампы способны генерировать колебания с мощностью до нескольких ватт в непрерывном режиме и до единиц киловатт — в импульсном. На СВЧ используют металлокерамические лампы—нувисторы\*, отличающиеся высокой надежностью, экономичностью и технологичностью изготовления. Мощные электронные лампы СВЧ имеют специальную конструкцию, которая обеспечивает рассеяния электродами большой мощности. В качестве примера можно привести специальный

лучевой тетрод - резнатрон. Анод лампы имеет камерную конструкцию и водяное охлаждение. Катод и сетки выполнены в виде системы стержней. Внутри стержней (трубок) экранирующей сетки течет охлаждающая вода. Элемент конструкции, соответствующий одному стержню катода, показан на **рис. 1.8**. В непрерывном режиме получена колебательная мощность до 60 кВт и КПД до 70% при длине волны  $\lambda=70\text{—}75$  см и напряжении источника питания 10—16 кВ. В табл. 1 приведены сведения о параметрах некоторых электронных ламп СВЧ.

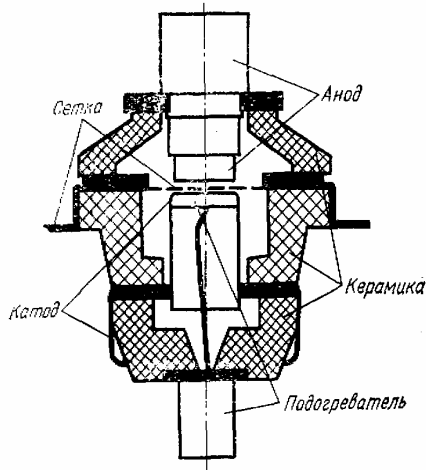


Рис. 1.7

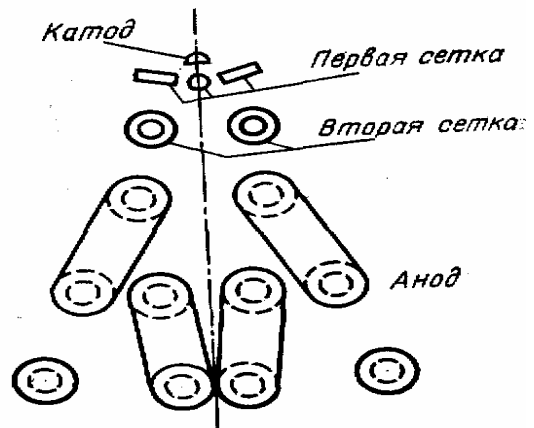


Рис. 1.8

Таблица 1

Параметры некоторых ламп СВЧ

Тип лампы	Конструкция	Расстояние катод-сетка, мм	Междуэлектродные емкости, пФ			Анодный ток, А	Анодный ток, А	Крутизна, мА/В	Рабочая длина волны, см	Отдаваемая мощность, Вт
			$C_{c1.k}$	$C_{c1.a}$	$C_{ak}$					
5С5Д	Маячковый триод	0,1	2,3	1,3	0,05	250	15,5	5	8,9	0,035
6С44Д	Металлостеклянный триод	0,12	3,6	1,7	0,1	250	45,0	7,5	60,0	$\geq 5$
5С36К	Металлокерамический триод	0,012	3,5	2,3	0,015	250	10,0	12	3,19	0,03
ГС-4В	То же	0,04	3,3	1,6	0,04	250	60,0	18	6,98	1,5 200
ГС-1 Б	То же	0,70	21,5	4,5	0,12	1700	700	30	30	
ГС-3Б	Металлокерамический тетрод	0,70	30	20	0,04	1800	1900	30	30	1000
ГС-3А	То же	0,70	30	20	0,04	1500	2000	40	60	2500.

## Глава 2 ПРОЛЕТНЫЕ КЛИСТРОНЫ

Пролетные клистроны — это разновидность приборов с кратковременным взаимодействием электронов с высокочастотным электрическим полем. В зависимости от назначения пролетные клистроны подразделяют на усилительные, умножительные и генераторные. Пролетные клистроны классифицируются также по числу резонаторов. Рассмотрение начнем с двухрезонаторных пролетных усилительных клистронов, а затем перейдем к многорезонаторным клистронам, получившим наибольшее распространение.

### § 2.1. Принцип работы двухрезонаторного усилительного пролетного клистрона

На **рис. 2.1** показана схема устройства двухрезонаторного пролетного клистрона.

Область клистрона между катодом и ускоряющим электродом является пространством ускорения. Все электроны, приходящие к первой сетке входного резонатора, имеют одинаковую скорость. При подаче сигнала между сетками входного резонатора существует переменное электрическое поле. В один полупериод поле между сетками дополнительно ускоряет электроны, в другой — тормозит их. Поэтому возникает *модуляция скорости электронов* с частотой сигнала. При дальнейшем движении по инерции (дрейф) внутри пролетной трубки электроны разных скоростей группируются в сгустки. Таким образом, скоростная модуляция превращается в *модуляцию электронного потока по плотности*. Поэтому область между обоими резонаторами называют пространством группирования, или дрейфа. Очевидно, что частота следования сгустков равна частоте сигнала. Пролетая между сетками выходного резонатора, сгустки вызывают в нем наведенный ток той же частоты. Если собственная частота выходного резонатора равна частоте сигнала, то наведенный ток создает наибольшее напряжение между сетками резонатора. Таким образом, происходит передача энергии от модулированного по плотности электронного потока выходному резонатору, связанному с нагрузкой. Электроны, отдавшие часть своей кинетической энергии выходному резонатору, попадают на коллектор и рассеивают остальную часть кинетической энергии в виде тепла.

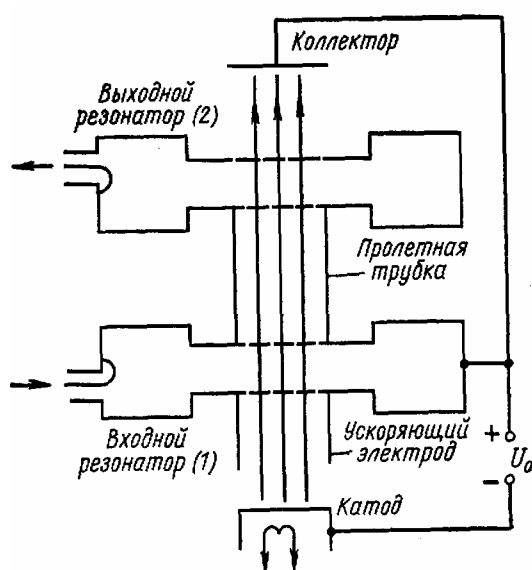


Рис. 2.1

Процесс группирования в пролетном клистроне удобно иллюстрировать пространственно-временной диаграммой-семейством кривых, изображающих изменение координат электронов во времени (рис 2.2). Координата  $z=0$  соответствует середине

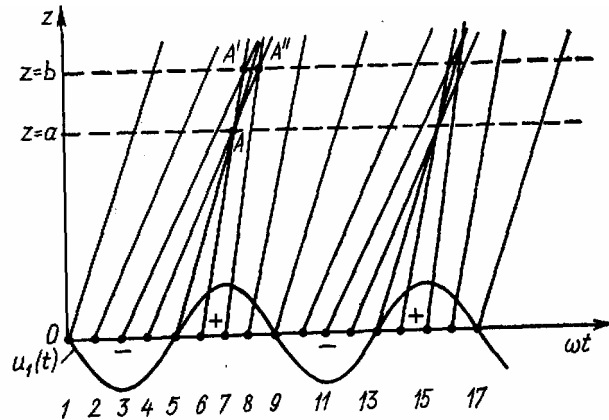


Рис. 2.2

зазора входного резонатора. Для наглядности можно пренебречь временем пролета электронов в зазоре. Синусоида изображает переменное напряжение  $u_1$  между сетками этого резонатора. Цифрами отмечены моменты прохождения входного резонатора различными электронами. Для сокращения будем говорить о номерах электронов. Все электроны подходят к резонатору с одинаковой скоростью  $v_0$ , определяемой разностью потенциалов  $U_0$  (см. рис. 2.1). Электроны 1, 5, 9, 13, 17 не изменяют скорости и их называют *невозмущенными*, или нулевыми. (Эти электроны пролетают резонатор при нулевом значении электрического поля, не изменяя своей кинетической энергии.) Изменение координаты  $z$  невозмущенных электронов во времени изображено прямыми, наклон которых пропорционален скорости  $v=dz/dt=v_0$ .

Скорость электронов 2, 3, 4 после прохождения тормозящего высокочастотного поля станет меньше, чем невозмущенных ( $v < v_0$ ). Поэтому равномерное движение этих электронов после резонатора изображается прямыми линиями с меньшим углом наклона. Соответственно у электронов 6, 7, 8, пролетающих резонатор в ускоряющем полупериоде, скорость возрастает ( $v > v_0$ ), что приводит к увеличению наклона прямых на пространственно-временной диаграмме. Очевидно, что электроны 6, 7, 8, вылетевшие позже невозмущенного электрона 5, но получившие прибавку скорости, догоняют этот электрон. Аналогично электроны 2, 3, 4, вылетевшие раньше электрона 5, но замедлившие движение, могут оказаться в некоторый момент времени рядом с этим электроном.

Таким образом, в результате разницы в скоростях, появившейся после прохождения резонатора (модуляция по скорости), происходит группирование электронов 3, 4 и 6, 7 около невозмущенного электрона 5, соответствующего моменту перехода от тормозящего к ускоряющему полупериоду. При синусоидальном напряжении между сетками резонатора не получается полного группирования. Электроны 4, 6 «встречаются» с электроном 5 в точке с координатой  $z=a$  (пересечение прямых в точке  $A$ ). Встреча остальных электронов с электроном 5 происходит в более поздние моменты времени. После точки  $A$  на пространственно-временной диаграмме происходит «обгон» электронов, например электрон 6 начинает идти впереди электрона 5 и может догнать ранее вышедший из резонатора электрон 3 (точка  $A'$ , соответствующая координате  $z=b$ ). Аналогично после точки  $A$  электрон 4 начинает отставать от электрона 5 и его сможет догнать вышедший позже электрон 7 (пересечение прямых в точке  $A''$ ).

Такую же картину движения электронов можно наблюдать для любого периода высокочастотного напряжения. В каждом периоде часть потока электронов группируется

около невозмущенного электрона, пролетающего резонатор в момент нулевого электрического поля, соответствующего переходу от тормозящего полупериода к ускоряющему (например, около электронов 5 и 13).

Теперь перейдем к анализу процессов в пролетном клистроне.

## § 2.2. Модуляция электронного потока по скорости

Определим сначала скорость электронов  $v_0$  перед входным резонатором. Изменение кинетической энергии электронов в ускоряющем поле между катодом и входным резонатором равно изменению потенциальной энергии  $eU_0$ . Считая начальную скорость равной нулю, получим

$$v_0 = \sqrt{\frac{2eU_0}{m}}, \quad (2.1)$$

где  $m$ ,  $e$  — масса и заряд электрона.

Скорость любого электрона после прохождения зазора между сетками резонатора может быть найдена в результате решения уравнения движения

$$m \frac{dv}{dt} = eE, \quad (2.2)$$

где  $E$  — напряженность переменного электрического поля между сетками  $C'_1$  и  $C''_1$ , (рис.

2.3), равная  $E = \frac{U_1}{d_1} \sin \omega_0 t$ , если  $U_1$  — амплитудное значение разности потенциалов, а  $d_1$

— расстояние между сетками. Индекс 1 относится к первому (входному) резонатору. Тогда уравнение (2.2) принимает вид

$$dv = \frac{eU_1}{md_1} \sin \omega t dt. \quad (2.3)$$

Пусть электрон влетает в пространство между сетками в момент времени  $t'$  и находится там время  $\tau_1$  (время пролета). Тогда момент времени вылета из резонатора  $t'' = t' + \tau_1$ . Таким образом, граничные условия для решения дифференциального уравнения (2.3) следующие:  $t = t'$ ,  $v = v_0$ ;  $t = t''$ ,  $v = v_1$ . Решение уравнения (2.3) при этих граничных условиях имеет вид

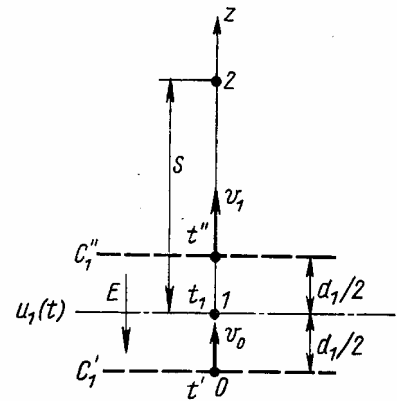


Рис. 2.3

$$v_1 = v_0 + \frac{2eU_1}{m\omega d_1} \sin \omega \left( t' + \frac{\tau_1}{2} \right) \sin \frac{\omega \tau_1}{2} \quad (2.4)$$

Предположим, что амплитуда переменного напряжения много меньше ускоряющего напряжения  $U_0$ , которое определяет начальную скорость  $v_0$

$$\xi_1 = U_1 / 2U_0 \ll 1 \quad (2.5)$$

Тогда изменение скорости электронов в резонаторе невелико, т. е. Значения  $v_1$  для электронов, подлетающих к резонатору в различные моменты  $t'$  периода, будут мало отличаться от  $v_0$ . Таким образом, при выполнении условия (2.5) можно считать, что время пролета  $\tau_1$  всех электронов практически одинаково и равно

$$\tau_1 \approx d_1 / v_0, \quad (2.6)$$

т. е. равно времени пролета невозмущенного электрона. Величина



$$\theta_1 = \omega \tau_1 \approx \frac{\omega d_1}{v_0} \quad (2.7)$$

называется *углом пролета электрона*.

Используя (2.7), (2.1), (2.5) и (2.4), получаем

$$v_1 = v_0 [1 + M_1 \xi_1 \sin \omega (t' + \tau_1/2)], \quad (2.8)$$

$$M_1 = \sin \frac{\theta_1}{2} / \frac{\theta_1}{2} \quad (2.9)$$

$M_1$  – коэффициент эффективности взаимодействия электронов с полем резонатора, или просто *коэффициент взаимодействия*.

Из формулы (2.8) следует, что в результате прохождения электронов через зазор резонатора, к которому приложено синусоидальное напряжение, появляется переменная составляющая скорости, изменяющаяся по тому же (синусоидальному) закону, с той же частотой. Однако из-за наличия времени пролета переменная составляющая скорости отстает по времени на  $\tau_1/2$ , а по фазе — на угол  $\theta_1/2$  от синусоидального напряжения между сетками.

Очевидно, что момент времени

$$t_1 = t' + \tau_1/2 \quad (2.10)$$

соответствует прохождению данным электроном середины зазора между сетками. Введя это обозначение в (2.8), окончательно получаем

$$v_1 = v_0 (1 + M_1 \xi_1 \sin \omega t_1). \quad (2.11)$$

Таким образом, величину скорости любого электрона при выходе из резонатора можно найти, зная мгновенное значение синусоидального напряжения на зазоре в тот момент времени, когда электрон пролетал через середину зазора. Однако время пролета входит еще в величину коэффициента  $M_1$ , введенного в формуле (2.8). На **рис. 2.4** показана зависимость  $M_1$  от угла пролета  $\theta_1$ . Самое большое значение  $M_1$  соответствует углу пролета  $\theta_1 = 0$ . При значениях  $\theta_1 = 2\pi n$  ( $n=1, 2, 3, \dots$ )  $M_1 = 0$ .

Поясним физический смысл коэффициента  $M_1$ . Угол пролета  $\theta_1 = \omega \tau_1 = 2\pi \tau_1 / T$  показывает, какую часть периода происходит взаимодействие электронов с полем или насколько изменится фаза СВЧ-напряжения за время пролета электрона в зазоре. Если время пролета равно целому числу периодов напряжения ( $\theta_1 = 2\pi, 4\pi, \dots$ ), то независимо от момента влета  $t'$  интеграл от синусоидальной функции в (2.3) равен нулю и конечная скорость при выходе из зазора остается равной начальной скорости  $v_0$ . При движении электрона в зазоре скорость непрерывно изменяется, но прирост ее в ускоряющем поле компенсируется убылью в тормозящем поле. Поэтому в формуле (2.11)  $M_1$  должно быть равно нулю.

Если  $\tau_1$  очень мало по сравнению с периодом  $T$ , то за время пролета напряжение между сетками резонатора не успевает существенно измениться и его можно считать постоянным и равным  $U_1 \sin \omega \cdot t'$ . Электрон получает максимальное при данном моменте влета  $t'$  приращение кинетической энергии  $eU_1 \sin \omega \cdot t'$ , а следовательно, и скорости. Этому предельному случаю в формуле (2.11) должно соответствовать значение  $M_1 = 1$ .

Физический смысл коэффициента  $M_1$  состоит в том, что он учитывает уменьшение глубины модуляции скорости при конечном времени пролета по сравнению с идеальным случаем нулевого или бесконечно малого времени пролета. Так как при  $\tau_1 \rightarrow 0$   $M_1 \rightarrow 1$ , то на основании формулы (2.11) можно сделать вывод, что по влиянию на скорость зазор с конечным расстоянием между сетками  $d_1$  и амплитудным значением приложенного напряжения  $U_1$  эквивалентен бесконечно узкому зазору, к которому приложено напряжение с меньшей амплитудой  $M_1 U_1$  ( $M_1 < 1$ ).

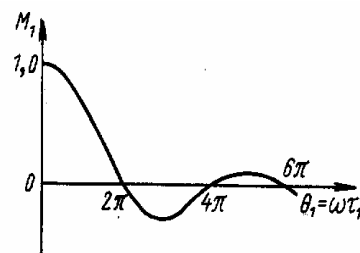


Рис. 2.4

Получить небольшой угол пролета  $\theta_1$  трудно, так как для этого требуется в соответствии с (2.7) увеличивать  $v_0$  (увеличивать напряжение  $U_0$ ) или уменьшать величину зазора  $d_1$ . Последнее приводит к увеличению емкости и снижению добротности резонатора. В реальных резонаторах клистронов угол пролета  $\theta_1$  составляет  $90$ — $180^\circ$ .

Глубина модуляции скорости зависит также от величины  $\xi_1$  (2.5). Увеличение  $U_1$  приводит к большему относительному изменению кинетической энергии электронов и их скорости. Если ускоряющее напряжение  $U_0$  увеличивается, то начальное значение кинетической энергии и скорости электронов возрастает, и при данном переменном напряжении на зазоре  $U_1$  относительное изменение энергии и скорости станет меньше. Это означает уменьшение глубины модуляции по скорости.

### § 2.3. Группирование электронов

При рассмотрении процесса модуляции по скорости был использован [рис. 2.3](#), на котором начало координат совпадает с положением первой сетки резонатора. Для анализа процесса группирования удобнее начало координат сместить в середину зазора (точка 1 на [рис. 2.3](#)), которую электрон проходит в момент времени  $t_1$ . При этом можно заменить реальный зазор бесконечно узким с напряжением  $M_1 U_1$  и приблизительно считать, что значение скорости  $v_1$ , определяемое формулой (2.11), соответствует началу координат  $z=0$ .

В пространстве группирования пролетного клистрона отсутствуют электрические поля (см. рис. 2.1), поэтому движение электронов в нем должно быть равномерным со скоростью  $v_1$ . Моменты времени  $t_2$ , в которые эти электроны достигнут точки 2 на [рис. 2.3](#) с координатой  $z=s$ , будут

$$t_2 = t_1 + s/v_1. \quad (2.12)$$

Подставляя в (2.12) значение  $v_1$  из (2.11), получаем

$$t_2 = t_1 + \frac{s/v_0}{1 + M_1 \xi_1 \sin \omega t_1}. \quad (2.13)$$

Учитывая, что  $M_1 < 1$  и  $\xi_1 \ll 1$  [см. [условие \(2.5\)](#)], т. е.  $M_1 \xi_1 \ll 1$ , по правилу приближенных вычислений формулу (2.13) можно привести к виду

$$t_2 = t_1 + (s/v_0) (1 - M_1 \xi_1 \sin \omega t_1). \quad (2.14)$$

Величина

$$\tau_0 = s/v_0 \quad (2.15)$$

есть время пролета невозмущенным электроном пути  $s$ , а

$$\theta_0 = \omega \tau_0 = \omega s/v_0 \quad (2.16)$$

угол пролета невозмущенного электрона. Умножая обе части равенства (2.14) на  $\omega$  и учитывая (2.16), получаем

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta_0 - M_1 \xi_1 \theta_0 \sin \omega t_1. \quad (2.17)$$

Введя обозначение

$$X = M_1 \xi_1 \theta_0 = \frac{M_1 U_1 \theta_0}{\gamma \pi}, \quad (2.18)$$

можно записать (2.17) в виде

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta_0 - X \sin \omega t_1. \quad (2.19)$$

Полученное соотношение называется уравнением группирования электронов, а величина  $X$ , определяемая формулой (2.18) — *параметром группирования*.

На [рис. 2.5](#) показана рассчитанная по уравнению (2.19) зависимость  $\omega \cdot t_2$  от  $\omega \cdot t_1$  при различных значениях параметра группирования  $X$ . Значения  $\omega \cdot t_1$  взяты в пределах одного периода напряжения, изображенного на нижней части [рис. 2.5](#). Значение  $\omega \cdot t_1 = 0$

соответствует невозмущенному электрону, пролетающему середину резонатора в момент перехода от тормозящего к ускоряющему полупериоду.

Очевидно, полное группирование может наблюдаться, если все электроны, прошедшие резонатор в различные моменты времени периода  $t_1$  соберутся в сечении с координатой  $z=s$  в один и тот же момент времени  $t_2$  соответствующий прямой  $AB$ . В реальных условиях полное группирование не наблюдается. При  $X=0$  связь  $\omega \cdot t_2$  и  $\omega \cdot t_1$  по формуле (2.19) линейная (прямая  $CD$ ), т. е. происходит одинаковое запаздывание всех электронов и никакого группирования нет. С увеличением параметра  $X$  кривая зависимости  $\omega \cdot t_2$  от  $\omega \cdot t_1$  все сильнее отклоняется от прямой линии  $CD$  и при  $X=1$  касается прямой  $AB$ . Далее при  $X>1$  кривые пересекают прямую  $AB$  в трех точках. Таким образом, с увеличением параметра  $X$  отдельные участки кривых могут располагаться вблизи прямой  $AB$ , но полного группирования не наблюдается.

Отсутствие полного группирования связано с синусоидальной формой напряжения

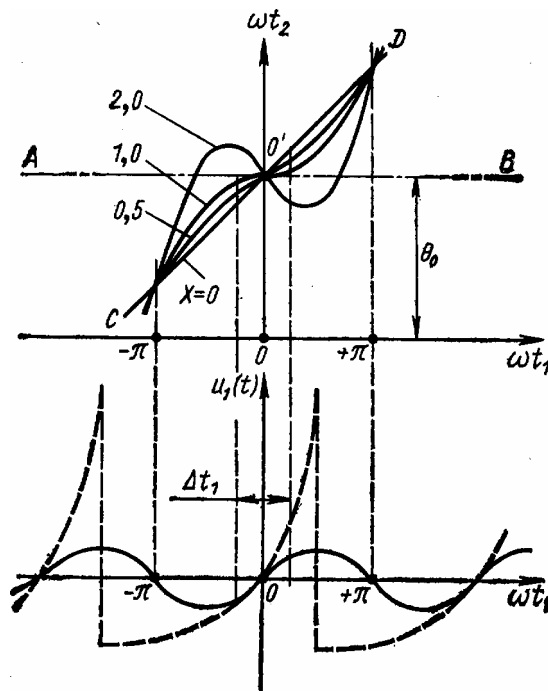


Рис. 2.5

между сетками резонатора, которое создает модуляцию скорости электронов. Полное группирование возможно лишь при специальной форме СВЧ-напряжения, показанного на рис. 2.5 пунктирной линией. Однако с помощью одного резонатора невозможно получить напряжение «пилообразной» формы, содержащей много гармонических составляющих.

Найдем закон изменения конвекционного тока в произвольном сечении 2 от времени, т. е. зависимость  $i_2$  от  $t_2$  которая может быть определена из соотношения

$$i_2(t_2) = \partial q / \partial t_2 \quad (2.20)$$

В формуле (2.20)  $\partial q$ —заряд, пролетающий через сечение 2 за время  $dt_2$  вблизи момента времени  $t_2$ . Вследствие периодичности процессов достаточно произвести изменение  $t_2$  в пределах одного периода (от  $\omega \cdot t_2 = \theta_0 - \pi$  до  $\omega \cdot t_2 = \theta_0 + \pi$  на рис. 2.5).

На рис. 2.6 отмечено несколько значений  $t_2$  ( $t_2^I, t_2^{II}, t_2^{III}, t_2^{IV}, t_2^V$ ) и одинаковый интервал  $\Delta t_2$  около этих значений. Заряд, прошедший через сечение за  $\Delta t_2$  при  $t_2^I$ , определяется числом

электронов, которые пролетели через резонатор в интервале времени  $\Delta t_1^I$  около  $t_1^I$ . В резонаторе электроны еще не сгруппированы, т. е. равномерно распределены во времени и создают постоянный ток  $I_0$ . Заряд, проходимый за 1 с, есть  $I_0$ , а за интервал  $\Delta t_1^I$   $\Delta q(t_2^I) = I_0 \Delta t_1^I$ . Поэтому по формуле (2.20)

$$i_2(t_2^I) = \frac{\Delta q(t_2^I)}{\Delta t_2} = I_0 \left( \frac{\Delta t_1^I}{\Delta t_2} \right).$$

Аналогично для  $t_2^{II}$  следует учесть две группы электронов (a и c):

$$i(t_2^{II}) = I_0 \frac{(\Delta t_1^{II})_a}{\Delta t_2} + I_0 \frac{(\Delta t_1^{II})_c}{\Delta t_2}.$$

Наиболее интересен момент  $t_2^{III}$ , для которого заряд  $\Delta q(t_2^{III})$  будет определяться

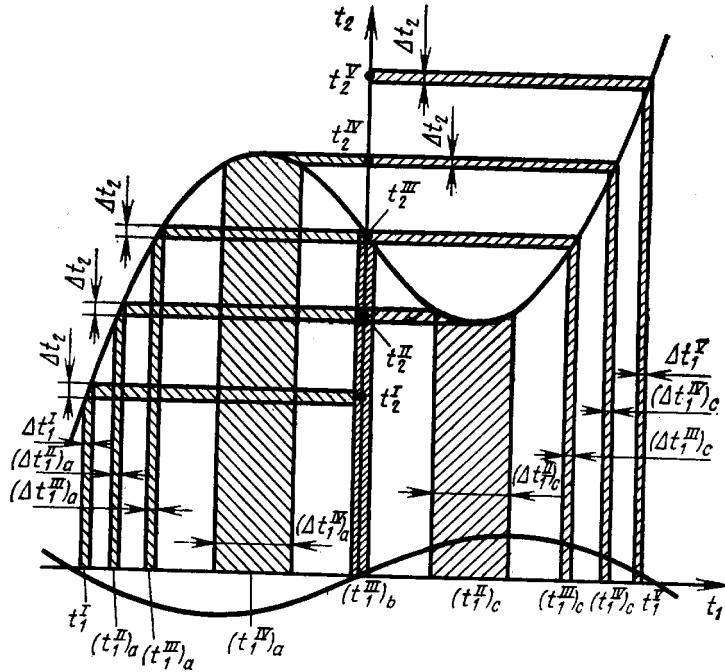


Рис. 2.6

одновременно тремя группами электронов, пролетевшими резонатор соответственно в интервалах  $(\Delta t_1^{III})_a$ ,  $(\Delta t_1^{III})_b$ ,  $(\Delta t_1^{III})_c$  вблизи  $(t_1^{III})_a$ ,  $(t_1^{III})_b$  и  $(t_1^{III})_c$ , но пришедшими в результате группирования в сечение 2 одновременно. Поэтому

$$\Delta q(t_2^{III}) = I_0 (\Delta t_1^{III})_a + I_0 (\Delta t_1^{III})_b + I_0 (\Delta t_1^{III})_c.$$

а величина тока

$$i_2(t_2^{III}) = \frac{\Delta q(t_2^{III})}{\Delta t_2} = I_0 \left[ \frac{(\Delta t_1^{III})_a}{\Delta t_2} + \frac{(\Delta t_1^{III})_b}{\Delta t_2} + \frac{(\Delta t_1^{III})_c}{\Delta t_2} \right]. \quad (2.21)$$

Для моментов времени  $t_2^{IV}$  и  $t_2^V$  формулы для токов аналогичны

$$i_2(t_2^{IV}) = I_0 \left[ \frac{(\Delta t_1^{IV})_a}{\Delta t_2} + \frac{(\Delta t_1^{IV})_c}{\Delta t_2} \right];$$

$$i_2(t_2^V) = I_0 \frac{\Delta t_1^V}{\Delta t_2}.$$

Очевидно, что при  $X < 1$  для любого значения  $t_2$  будет одна группа электронов, так как связь  $t_1$  с  $t_2$  однозначная. Однако, при  $X > 1$  связь  $t_1$  с  $t_2$  может быть как однозначной, так и неоднозначной, в зависимости от рассматриваемого момента времени  $t_2$ . Для случая неоднозначной связи ток должен находиться по формуле, являющейся более общей записью формулы (2.21):

$$i_s(t_2) = I_0 \sum \frac{\Delta t_1}{\Delta t_2}. \quad (2.21a)$$

Величину  $\Delta t_1/\Delta t_2$  можно найти из (2.17), определив производную  $dt_1/dt_2$

$$\frac{dt_1}{dt_2} = (1 - X \cos \omega t_1)^{-1}. \quad (2.22)$$

В формуле (2.21 а) все слагаемые  $\Delta t_1/\Delta t_2$  положительные, так как все группы электронов увеличивают ток. Появление знака минус означало бы изменение направления движения электронов какой-то группы, а этого не происходит. Однако по формуле (2.22)  $dt_1/dt_2$  может быть как положительной, так и отрицательной величиной. Появление знака минус здесь означает лишь то, что в данной группе электронов одни электроны обгоняют другие. Направление движения электронов не изменяется, и ток должен увеличиваться за счет этой группы электронов. Поэтому в формулу (2.21 а) надо вместо  $\Delta t_1/\Delta t_2$  подставлять абсолютную величину выражения (2.22):

$$\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} = \left| \frac{dt_1}{dt_2} \right| = \frac{1}{|1 - X \cos \omega t_1|}. \quad (2.22a)$$

Тогда вместо (2.21а) можно написать

$$i_s(t_2) = \sum \frac{I_0}{|1 - X \cos \omega t_1|}. \quad (2.23)$$

Для нахождения зависимости  $i_2(t_2)$  необходимо для каждого момента времени  $t_2$  определить  $t_1$  по формуле (2.17), т. е. рассматривать в формуле (2.23)  $t_1$  как функцию  $t_2$ . При  $X \leq 1$   $dt_1/dt_2$  всегда положительна и вместо формулы (2.23) можно написать

$$i_s(t_2) = \frac{I_0}{1 - X \cos \omega t_1}. \quad (2.23a)$$

На **рис. 2.7** показана зависимость конвекционного тока от времени, определенная по формуле (2.23) для четырех значений параметра группирования  $X$ . Для  $X \leq 1$  расчет производят по формуле (2.23а). При  $X=0$   $i_2 = I_0$ . Если  $X \ll 1$ , то  $X \cos \omega \cdot t_1 \ll 1$  и по формуле (2.23а)  $i_2(t) \approx I_0(1 + X \cos \omega t_1)$ . Так как связь  $t_2$  и  $t_1$  при  $X < 1$  однозначная, то и зависимость  $i_2(t_2)$  должна быть приближенно синусоидальной с частотой  $\omega$ , равной частоте напряжения на первом резонаторе.

С увеличением  $X$  все резче проявляется несинусоидальный характер кривой тока, но периодичность остается прежней ( $T=2\pi/\omega$ ). При  $X=1$  появляются бесконечно большие импульсы тока, соответствующие группированию части потока электронов около

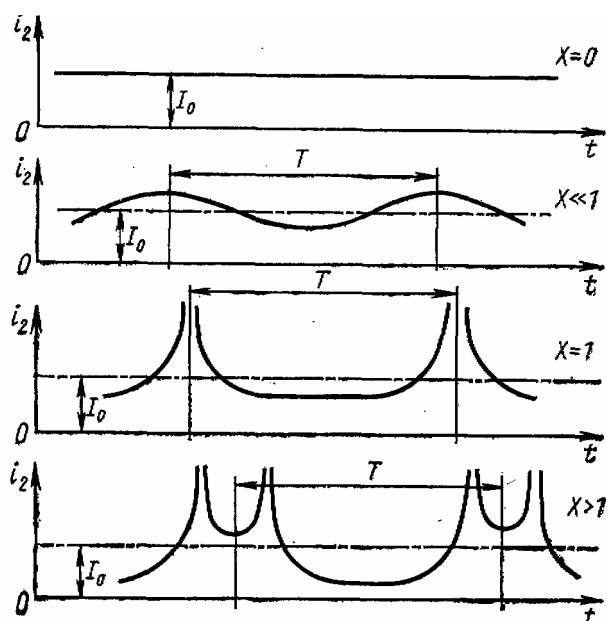


Рис. 2.7

невозмущенных электронов, прошедших первый резонатор в момент времени  $t_1=0$ . Этому случаю на рис. 2.6 соответствует значение момента прихода в сечение 2  $t_2 = t_2^{III}$ , когда производная  $dt_2/dt_1$  равна нулю, в формуле (2.23)  $(1 - X \cos \omega t_1) = 0$ ,  $i_2$  становится бесконечно большим. При  $X > 1$  в пределах периода появляются два бесконечно больших импульса, так как на рис. 2.6 производная  $dt_2/dt_1$  равна нулю в двух моментах времени ( $t_2^{IV}$  и  $t_2^{II}$ ).

Изображенные на рис. 2.7 зависимости представлены как изменение во времени конвекционного тока в выбранном сечении пространства группирования (между первым и вторым резонаторами) при различных параметрах группирования  $X$ . Однако если выбрать определенный момент времени, то эти же графики позволяют судить о зависимости конвекционного тока от координаты  $z$ . Параметр группирования пропорционален углу пролета или расстоянию от входного резонатора [см. формулу (2.16)]. Поэтому большему значению  $z$  соответствует больший параметр группирования. Наглядно зависимость тока от времени и координаты в пространстве группирования изображена на рис. 2.8: при

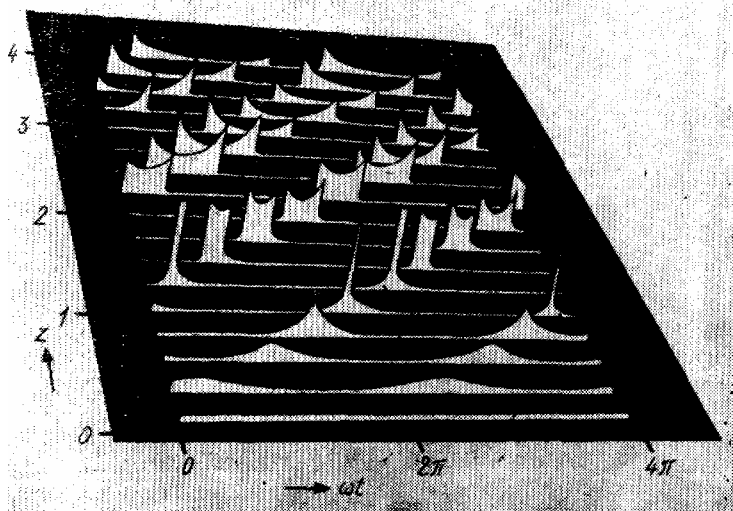


Рис. 2.8

выбранном расстоянии ток зависит от времени, а для заданного момента времени  $t$ —от расстояния.

Конвекционный ток в клистроне резко несинусоидальный, поэтому кроме первой гармоники (с частотой  $\omega$ , равной частоте входного сигнала) он должен содержать много других гармонических составляющих.

Функция (2.23), разложенная в ряд Фурье, имеет вид

$$i_2 = I_0 + 2I_0 \sum_{m=1}^{\infty} J_m(mX) \cos m(\omega t_2 - \theta_0), \quad (2.24)$$

где  $m$ —номер гармонической составляющей, а  $J_m(mX)$ —функция Бесселя первого рода  $m$ -го порядка от аргумента  $mX$ . Амплитудное значение гармоник с номером  $m$

$$I_{(m)} = 2J_m(mX)I_0. \quad (2.25)$$

Для анализа процессов в клистроне удобны графики зависимости  $J_m$  от параметра группирования  $X$  при различных номерах гармоник  $m$ . Эти пересчитанные функции Бесселя показаны на **рис. 2.9**. Функция  $J_1(X)$  достигает максимального значения 0,58 при  $X=1,84$ . Этому параметру группирования соответствует максимальное значение

$$I_{(1)\text{макс}} = 2 \cdot 0,58 I_0 = 1,16 I_0. \quad (2.26)$$

При одновременном приходе всех электронов в заданную точку (полное группирование, соответствующее прямой АВ на рис. 2.5)  $I_{(1)} = 2I_0$ , так как форма волны тока имеет вид  $\delta$ -функции.

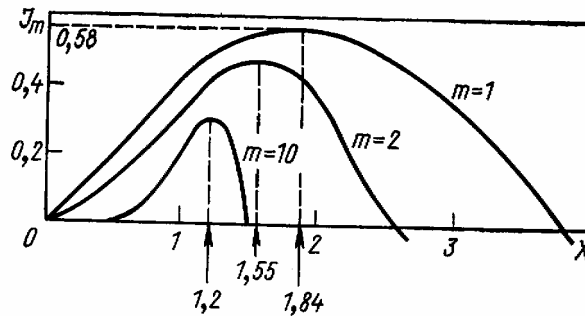


Рис. 2.9

Формула (2.24) справедлива для любой точки пространства группирования, поэтому в ней можно опустить индекс 2:

$$i = I_0 + 2I_0 \sum_{m=1}^{\infty} J_m(mX) \cos m(\omega t - \theta_0). \quad (2.27)$$

При этом первую гармонику тока запишем в виде

$$i_{(1)} = 2J_1(X)I_0 \cos(\omega t - \theta_0) \quad (2.28)$$

или с учетом (2.25)

$$i_{(1)} = I_{(1)} \cos(\omega t - \theta_0). \quad (2.29)$$

Аналогично для гармоники с любым номером

$$i_{(m)} = I_{(m)} \cos m(\omega t - \theta_0) = 2J_m(mX)I_0 \cos m(\omega t - \theta_0). \quad (2.30)$$



## § 2.4. Отбор энергии от модулированного по плотности электронного потока

**Наведенный ток.** Возбуждение колебаний в выходном резонаторе объясним, пользуясь понятием наведенного тока (см. § 1.1). Пусть сгруппированный электронный поток проходит в пространстве между сетками резонатора. Определим величину наведенного тока, появляющегося в выходном резонаторе.

Вследствие группирования электронов конвекционный ток содержит гармонические составляющие, определяемые рядом (2.27). Поэтому и в наведенном токе должны быть те же гармоники.

При расчете конвекционного тока отсчет координаты  $z$  производили от середины входного резонатора (см. рис. 2.3). Пусть середина выходного резонатора имеет координату  $z=s$ , а зазор между сетками выходного резонатора равен  $d_2$ . Тогда пределы интегрирования в (1.16) должны определяться координатами сеток выходного резонатора  $s-d_2/2$  и  $s+d_2/2$ . Для конвекционного тока в этот интеграл подставим выражение (2.27). Сначала определим первую гармонику наведенного тока  $i_{нав(1)}$ . Для этого вместо  $i(z,t)$  подставим выражение (2.29):

$$i_{нав(1)} = \frac{1}{d_2} \int_{s-d_2/2}^{s+d_2/2} I_{(1)} \cos(\omega t - \theta_0) dz. \quad (2.31)$$

Необходимо учесть, что угол пролета  $\theta_0$  связан с координатой соотношением (2.16). После интегрирования (2.31) получим

$$i_{нав(1)} = I_{нав(1)} \cos(\omega t - \theta_0), \quad (2.32)$$

где

$$I_{нав(1)} = M_2 I_{(1)}, \quad (2.33)$$

$$M_2 = \sin \frac{\theta_2}{2} / \frac{\theta_2}{2}; \quad \theta_2 = \omega d_2 / v_0; \quad \theta_0 = \omega s / v_0. \quad (2.34)$$

Здесь  $\theta_0$ —угол пролета невозмущенного электрона между серединами входного и выходного резонаторов, а  $\theta_2$ —угол пролета этого электрона между сетками выходного резонатора.

Величину  $M_2$  по аналогии с (2.9) называют коэффициентом эффективности взаимодействия электронного потока с полем выходного резонатора. Все ранее сделанные замечания относительно зависимости коэффициента  $M_1$  входного резонатора от угла пролета  $\theta_1$  справедливы и здесь, т. е. зависимость  $M_2$  от  $\theta_2$  такая же, как  $M_1$  от  $\theta_1$  (см. рис. 2.4). При  $\theta_2 \rightarrow 0$   $M \rightarrow 1$ . Так как всегда  $\theta_2 \neq 0$ , то  $M_2 < 1$  и амплитуда первой гармоники наведенного тока меньше амплитуды первой гармоники конвекционного тока:  $I_{нав(1)} < I_{(1)}$ .

Аналогично можно получить выражения для любой гармоники наведенного тока с номером  $m$ :

$$i_{нав(m)} = I_{нав(m)} \cos m(\omega t - \theta_0) = M_2 I_{(m)} \cos m(\omega t - \theta_0), \quad (2.35)$$

где  $I_{нав(m)}$ —амплитуда гармоники. С учетом (2.25)

$$I_{нав(m)} = M_2 I_{(m)} = 2M_2 J_m(mX) I_0. \quad (2.36)$$

**Мощность колебаний в выходном резонаторе.** Предположим, что собственная частота выходного резонатора равна частоте  $\omega$  сигнала, подведенного к первому резонатору. В этом случае поле в резонаторе возбуждается только первой гармоникой наведенного тока, вызванной первой гармоникой конвекционного тока.

По закону сохранения энергии энергия СВЧ-колебаний в резонаторе может появиться только из-за уменьшения кинетической энергии электронного потока, проходящего через зазор. Но электроны уменьшают свою кинетическую энергию (скорость), если движутся в тормозящем электрическом поле. Таким образом, необходимо сделать вывод, что появляющееся при возбуждении колебаний в резонаторе напряжение между сетками должно оказывать тормозящее воздействие на проходящий электронный сгусток, т. е. напряжение на зазоре должно находиться в противофазе с первой гармоникой конвекционного тока.

Зазор между сетками, в котором проходит модулированный по плотности электронный поток, эквивалентен источнику энергии СВЧ-колебаний, а колебательный контур — нагрузке, где эта энергия расходуется. Зазор можно рассматривать как

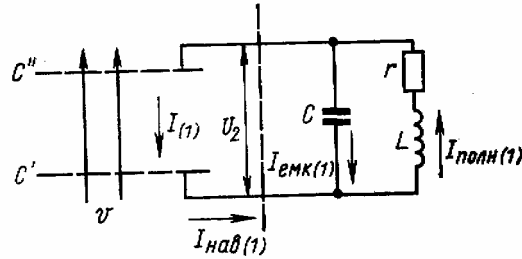


Рис. 2.10

генератор наведенного тока, величина которого определяется конвекционным током и коэффициентом  $M_2$  [см. формулу (2.33)]. Представление зазора генератором тока справедливо до тех пор, пока энергия, передаваемая от электронного потока резонатору, мала по сравнению с кинетической энергией потока, т. е. если напряжение на зазоре мало и существенно не влияет на движение электронов в зазоре. При больших амплитудах напряжения тормозящее поле заметно влияет на движение электронов, часть электронного потока может полностью затормозиться и начать движение в обратном направлении, отбирая при этом энергию от СВЧ-поля.

Цепью для наведенного тока в нашем случае можно считать внутреннюю поверхность тороида. Обычно резонатор заменяют эквивалентным контуром с емкостью  $C$  и индуктивностью  $L$ . Можно считать, что емкость определяется зазором между сетками резонатора, а индуктивность — полостью тороида, так как практически электрическое поле сосредоточено в зазоре, а магнитное — внутри тороида. Следовательно, наведенный ток в эквивалентном контуре проходит через индуктивность. Так как емкостной ток (1.14) должен «замыкаться» через индуктивность  $L$ , то во внешней цепи зазора (индуктивности) течет полный ток (1.17), состоящий из наведенного и емкостного токов.

Соотношение (1.17) позволяет составить эквивалентную схему возбуждения выходного резонатора (рис. 2.10). Резонатор заменен колебательным контуром с емкостью  $C$ , индуктивностью  $L$  и сопротивлением  $r$ , учитывающим потери в резонаторе и нагрузке. Сетки  $C'$  и  $C''$  на рисунке условны, они изображают зазор, через который пролетают сгруппированные электроны, и не имеют емкости (емкость реальных сеток определила емкость колебательного контура).

Таким образом, возбуждение выходного резонатора модулированным по плотности электронным потоком можно рассматривать как прохождение первой гармоники наведенного тока  $I_{нав(1)}$  через параллельный контур. Напряжение на контуре, т. е. между сетками второго резонатора, при точной настройке резонатора на частоту первой гармоники

$$U_2 = I_{нав(1)} R_2, \quad (2.37)$$

где  $R_2$ —эквивалентное сопротивление контура при резонансе. При этом мощность колебаний, возбуждаемых в выходном резонаторе электронным потоком (электронная мощность):

$$P_2 = \frac{I_{\text{нав}(1)} U_2}{2} = \frac{I_{\text{нав}(1)}^2 R_2}{2} = \frac{I_{\text{нав}(1)}^2}{2G_2}, \quad (2.38)$$

где  $G_2$ —активная проводимость контура. В общем случае, когда собственная частота контура не совпадает с частотой первой гармоники, необходимо учитывать сдвиг фазы  $\varphi_{\text{рез}}$  между  $U_2$  и  $I_{\text{нав}(1)}$ :

$$P_2 = \frac{I_{\text{нав}(1)} U_2}{2} \cos \varphi_{\text{рез}}. \quad (2.39)$$

**Фазовые соотношения в пролетном клистроне.** Фазовые соотношения поясним с помощью пространственно-временной диаграммы (рис. 2.11). Координата  $z=s$  соответствует положению второго резонатора. Время движения невозмущенного электрона  $O$ , около которого происходит группирование, учитывается углом пролета  $\theta_0$ . Точка  $O'$  соответствует моменту прибытия невозмущенного электрона во второй резонатор. Форма волны конвекционного тока в сечении  $z=s$  изображена кривой  $i$ . Кривая  $i$  симметрична по отношению к точке  $O'$  (центр сгустка электронов), поэтому точке  $O'$  соответствует при разложении в ряд Фурье амплитудное значение  $I_{(1)}$  первой гармоники конвекционного тока  $i_{(1)}$ . Сдвиг по фазе  $\varphi$  между  $I_{(1)}$  и приложенным к зазору первого резонатора напряжению  $U_1$  соответствует точкам  $O$  и  $O''$ :

$$\varphi = \theta_0 - \pi/2. \quad (2.40)$$

Наведенный ток  $I_{\text{нав}(1)}$  во втором резонаторе связан с  $I_{(1)}$  соотношением (2.33) и совпадает с ним по фазе. Первая гармоника наведенного тока  $I_{\text{нав}(1)}$  создает на зазоре второго резонатора напряжение  $U_2$ . До сих пор нас интересовали абсолютные значения  $U_2$  и  $I_{\text{нав}(1)}$ , необходимые для расчета мощности по формуле (2.38), и мы пользовались эквивалентной схемой, изображенной на рис. 2.10. Для учета фазовых соотношений будем пользоваться видоизмененной эквивалентной схемой (рис. 2.12,а), на которой напряжение  $U_2$  принято «базовым» (относительно него производят отсчет фазового сдвига токов). Тогда первая гармоника наведенного тока  $I_{\text{нав}(1)}$  и первая гармоника тока  $I_{\text{рез}(1)}$ , протекающего через резонатор, должны быть противоположны по фазе, но абсолютная величина этих токов одинакова, т. е.

$$I_{\text{рез}(1)} = -I_{\text{нав}(1)}. \quad (2.41)$$

Можно считать, что  $I_{\text{нав}(1)}$ —ток, создаваемый источником энергии (зазор, пронизываемый модулированным по плотности потоком электронов), а  $I_{\text{рез}(1)}$ —тот же по величине ток, но в нагрузке, потребляющей энергию источника. С помощью эквивалентной схемы изобразим векторную диаграмму, учитывающую фазовые соотношения в пролетном клистроне (рис. 2.12,б).  $I_{(1)}$  отстает по фазе от  $U_1$ , на угол  $\theta_0 - \pi/2$  в соответствии с (2.40).  $I_{\text{нав}(1)}$  и  $I_{(1)}$  совпадают по фазе, а  $I_{\text{рез}(1)}$  и  $I_{\text{нав}(1)}$  сдвинуты на  $180^\circ$ . Положение вектора  $U_2$  зависит от настройки резонатора. Если собственная частота выходного резонатора совпадает с частотой сигнала, а следовательно, с частотой первой гармоники тока  $I_{\text{нав}(1)}$ , то  $U_2$  и  $I_{\text{рез}(1)}$  совпадают по фазе. В этом случае резонатор представляет для тока  $I_{\text{рез}(1)}$  активное сопротивление. При различии в частотах появляется сдвиг фазы  $\varphi_{\text{рез}}$ .

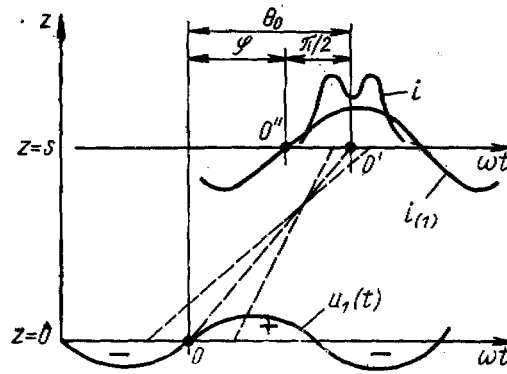


Рис. 2.11

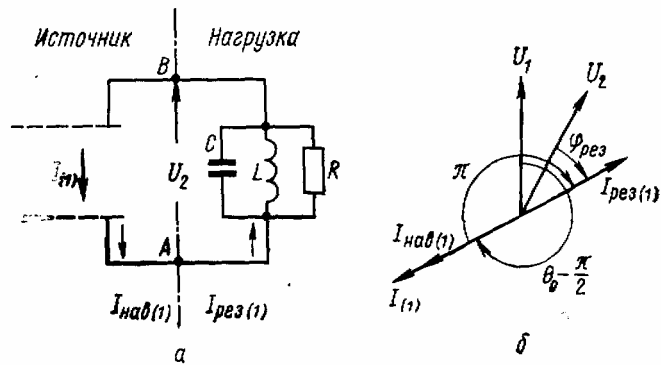


Рис. 2.12

Сдвиг фазы между выходным  $U_2$  и входным напряжением  $U_1$  равен сумме всех частичных сдвигов:

$$\sum \varphi = \theta_0 + \frac{\pi}{2} - \varphi_{рез} \quad (2.42)$$

## 2.5 Параметры и характеристики двухрезонаторного пролетного клистрона

**Выходная мощность.** При совпадении собственной частоты резонатора с частотой сигнала выходную мощность определяют по формуле (2.38). Используя выражение (2.33) для амплитуды первой гармоники наведенного тока, получаем

$$P_2 = M_2 J_1(X) I_0 U_2 = 2M_2^2 J_1^2(X) I_0^2 / G_2. \quad (2.43)$$

Рассмотрим зависимость  $P_2$  от параметра группирования, являющегося аргументом функции Бесселя  $J_1(X)$ . На рис 2.13 приведена зависимость выходной мощности от параметра  $X$  [там же показана и функция  $J_1(X)$ ]. Функция  $J_1(X)$  имеет максимальное значение при  $X=1,84$ , поэтому при  $X=1,84$  максимальна и выходная мощность. Параметр  $X$ , при котором выходная мощность максимальна, называют *оптимальным параметром группирования*. Таким образом,

$$X_{\text{опт}} = 1,84. \quad (2.44)$$

При  $X=1,84$  через максимум проходят амплитуды первой гармоники конвекционного и наведенного токов, так как они пропорциональны функции Бесселя  $J_1(X)$ . Выходное напряжение  $U_2$  максимально, когда максимален наведенный ток, т. е. тоже при  $X=1,84$ . Таким образом, в пролетном клистроне максимальные значения амплитуд первых гармоник конвекционного и наведенного токов, выходного напряжения  $U_2$  и выходной мощности  $P_2$  наступают при одном и том же параметре группирования.

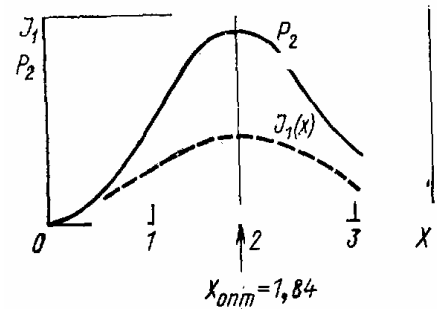


Рис. 2 13

Группирование электронов, соответствующее оптимальному параметру группирования, при котором выходная мощность максимальна, можно назвать *оптимальным группированием*. При  $X=X_{\text{опт}}=1,84$  форма волны конвекционного тока в пределах каждого периода «двугорбая» (см. рис. 2.7). Такая форма появляется при смещении на пространственно-временной диаграмме (см. рис. 2.2) выше точки  $A$ , которой соответствует один всплеск тока ( $X=1$ ), и, как уже отмечалось, объясняется обгоном электронов.

Выходная мощность электронов зависит также от величин  $M_2$ ,  $I_0$ ,  $U_2$  или  $G_2$ . Оценим предельную мощность  $P_{2\text{пред}}$ , которую при  $X=X_{\text{опт}}$  можно получить выбором других величин. Для такой оценки необходимо подставить в формулу (2.43) максимальное значение  $M_2=1$ ,  $J_1(X_{\text{опт}})=0,58$  и  $U_2=U_0$ . Амплитуду выходного напряжения  $U_2$  не следует брать больше ускоряющего напряжения. При  $U_2 > U_0$  часть потока электронов не сможет преодолеть тормозящее поле, будет остановлена и начнет ускоряться полем при движении в обратном направлении, что приведет к снижению выходной мощности.

Подставляя  $M_2=1$ ,  $J_1(X_{\text{опт}})=0,58$  и  $U_2=U_0$  в формулу (2.43), получаем

$$P_{2\text{пред}} = 0,58 I_0 U_0 = 0,58 P_0, \quad (2.45)$$

где  $P_{2\text{пред}} = I_0 U_0$  — мощность, потребляемая клистроном от источника питания. Если ток  $I_0$  зависит от ускоряющего напряжения по закону «степени трех вторых» ( $I_0 \sim U_0^{3/2}$ ), то

$P_{2\text{пред}} \sim U_0^{5/2}$ . Таким образом, выходная мощность сильно зависит от ускоряющего напряжения.

**Электронный КПД.** Электронным КПД называют отношение выходной мощности  $P_2$  к затраченной  $P_0$ , т. е.

$$\eta_{\text{э}} = P_2 / P_0. \quad (2.46)$$

Очевидно, что с учетом (2.45) предельное значение электронного КПД  $\eta_{\text{э,пред}} = 0,58$ .

**Коэффициенты усиления по мощности и напряжению.** Коэффициенты усиления пролетного двухрезонаторного клистрона по мощности и напряжению равны

$$K_{y(P)} = P_2 / P_1; \quad K_{y(U)} = U_2 / U_1, \quad (2.47)$$

где  $P_1$  — высокочастотная мощность сигнала, подводимая к первому резонатору, а  $P_2$  — выделяемая во втором резонаторе;  $U_1$  и  $U_2$  — напряжения в резонаторах.

Рассмотрим случай усиления слабого сигнала, когда  $U_1 \ll U_0$ . Тогда параметр группирования также мал ( $X \ll 1$ ) и функция Бесселя может быть аппроксимирована прямой линией:

$$J_1(X) \approx X/2. \quad (2.48)$$

Выходная мощность по формуле (2.43) с учетом (2.48):

$$P_2 \approx M^2 X^2 P_0 / 2G_2. \quad (2.49)$$

Входную мощность можно рассчитать по формуле:

$$P_1 = U_1^2 G_1 / 2, \quad (2.50)$$

где  $G_1$  — эквивалентная проводимость первого резонатора. Воспользовавшись формулой (2.18), получим

$$P_1 = \frac{2U_0^2 X^2 G_1 I_0}{M^2 \theta_0^2}. \quad (2.51)$$

Используя (2.49) и (2.51) для определения  $K_{y(P)}$  по формуле (2.47), получаем

$$K_{y(P)} = \frac{1}{4} \left( \frac{I_0}{U_0} \theta_0 M_1 M_2 \right)^2 \frac{1}{G_1 G_2}. \quad (2.52)$$

Коэффициент усиления клистрона при малом сигнале не зависит от амплитуды сигнала, так как выходная  $P_2$  и входная  $U_1$  мощности одинаково зависят от параметра группирования  $X$  (пропорциональны  $X^2$ ). Из формулы (2.52) также следует, что  $K_{y(P)}$  возрастает с увеличением отношения  $I_0 / U_0$ . Если считать, что  $I_0 \sim U^{3/2}$ , то  $K_{y(P)} \sim U_0$ .

Остановимся более подробно на влиянии угла пролета. С ростом угла пролета увеличивается параметр группирования и выходная мощность (2.49). Однако значение угла пролета в формуле (2.52) не может быть взято большим. Объясняется это влиянием пространственного заряда, которое пока не учтено.

В ступке действуют силы расталкивания электронов. Сила расталкивания, совпадающая с направлением движения электронов, будет увеличивать скорость электронов в передней области ступки и уменьшать скорость электронов, летящих сзади.

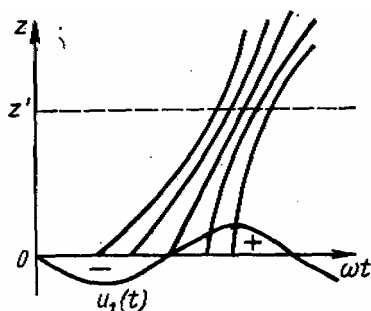


Рис. 2.14

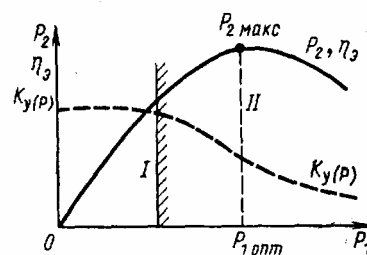


Рис. 2.15

В клистроне впереди летят более медленные электроны, а сзади—более быстрые, чем невозмущенный электрон, находящийся в центре сгустка. Поэтому продольная сила стремится выравнять скорости электронов в сгустке. На некотором расстоянии от резонатора скорости всех электронов станут одинаковыми и равными скорости  $v_0$  невозмущенного электрона.

На **рис. 2.14** показана пространственно-временная диаграмма пролетного клистрона с учетом влияния пространственного заряда. В сечении с координатой  $z'$ , где скорости электронов становятся равными, отрезки линий параллельны.

Процесс выравнивания скоростей эквивалентен как уменьшению глубины модуляции скорости, так и параметра группирования. Наблюдаемое ухудшение группирования означает уменьшение коэффициента усиления по сравнению с величиной, определяемой формулой (2.52). Таким образом, нет смысла длину клистрона брать более  $z'$ . Из-за влияния сил расталкивания в двухрезонаторных клистронах удается получить значение  $K_{y(P)}$  лишь 15—20 дБ. Влияние сил расталкивания тем заметнее, чем больше время пролета, т. е. чем больше расстояние между резонаторами и меньше скорость электронов. Небольшое значение коэффициента усиления является недостатком двухрезонаторного пролетного клистрона.

На **рис. 2.15** приведены зависимости выходной мощности, электронного КПД и коэффициента усиления от мощности  $P_1$  входного сигнала. Область *I* соответствует линейному (малосигнальному) режиму работы, или режиму работы с максимальным коэффициентом усиления. Область *II* — соответствует нелинейному режиму, для которого характерно насыщение выходной мощности  $P_2$  при некоторой мощности  $P_{1\text{ опт}}$  входного сигнала, когда параметр группирования становится оптимальным. Зависимость  $P_2$  от  $P_1$  называется *амплитудной характеристикой*. Эта зависимость, но в другом масштабе, изображает связь  $\eta_э$  и  $P_1$ . Режим работы, соответствующий области *II*, называют также режимом максимальной выходной мощности и максимального электронного КПД.

Предельное теоретическое значение  $\eta_{э, \text{пред}}$  составляет только 58%, поэтому в свое время возникла задача повышения электронного КПД. Повышение коэффициента усиления при слабом сигнале и электронного КПД при усилении большого сигнала было достигнуто в многорезонаторных пролетных клистронах.

## § 2.6. Принцип работы многорезонаторного пролетного клистрона

Особенности работы многорезонаторных клистронов рассмотрим на примере трехрезонаторного клистрона (рис. 2.16).

**Усиление слабого сигнала.** Процесс группирования в трехрезонаторном клистроне при слабом входном сигнале можно пояснить с помощью пространственно-временной диаграммы, изображенной на рис. 2.17,а. Предполагается, что все резонаторы настроены на частоту сигнала (*синхронная настройка*).

Электроны 1 и 2, пролетевшие зазор между сетками первого резонатора с малым напряжением ( $U_1 \ll U_0$ ), слабо группируются около невозмущенного электрона  $O$  (пунктирные прямые пересекаются на большом расстоянии). Из-за малого параметра группирования амплитуда конвекционного тока  $i_{(1)}$  в сечении  $z_2$  второго резонатора будет также небольшой.

Второй (промежуточный) резонатор не нагружен и имеет высокую добротность. Поэтому даже при малой амплитуде конвекционного тока напряжение  $U_2$  создаваемое наведенным током, может быть большим. Это напряжение вызовет сильную модуляцию скоростей электронов, пролетающих через второй резонатор, и сильное дополнительное группирование в пространстве между вторым и третьим резонаторами (сплошные линии после второго резонатора на рис. 2.17,а).

Напряжение  $u_2(t)$  противоположно по фазе первой гармонике конвекционного тока  $i_{(1)}$  (см. § 2.4). Для второго резонатора невозмущенным электроном, около которого должно происходить дополнительное группирование, является электрон  $O'$ , приходящий во второй резонатор позже электрона  $O$ , являющегося невозмущенным электроном для первого резонатора. Электронный сгусток до поступления во второй резонатор был симметричен относительно «старого» невозмущенного электрона  $O$ . В результате группирования около «нового» невозмущенного электрона  $O'$  электронный сгусток должен стать несимметричным относительно электрона  $O$ , а форма волны конвекционного тока — отличной от формы волны в двухрезонаторном клистроне. Однако для слабого сигнала основной эффект группирования создается вторым резонатором. Поэтому распределение электронов в сгустке практически будет определяться этим резонатором, асимметрия в сгустке будет незначительной, а зависимость тока от времени практически такой же, как в некотором двухрезонаторном клистроне, состоящем из второго и третьего резонаторов, в котором модуляция скорости производится напряжением  $U_2$ .

В связи с этим максимальная амплитуда первой гармоники конвекционного тока в сечении  $z_3$  третьего резонатора, максимальные значения выходной мощности и электронного КПД останутся такими же, как в двухрезонаторном клистроне. Однако коэффициент усиления для слабого сигнала в трехрезонаторном клистроне сильно увеличится, так как требуемое группирование электронов для получения той же мощности обеспечивается теперь из-за наличия промежуточного резонатора при значительно меньшем входном сигнале.

**Усиление большого сигнала.** Будем по-прежнему считать, что все резонаторы настроены на частоту сигнала. Пространственно-временная диаграмма при большом сигнале показана на рис. 2.17,б.

В этом случае уже первый резонатор обеспечивает сильное группирование электронов. В результате модуляции скорости во втором резонаторе происходит дополнительное

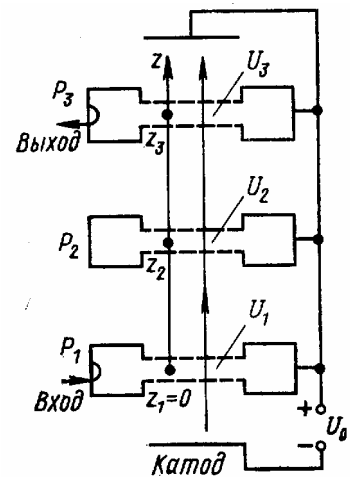


Рис. 2.16



группирование электронов около «нового» невозмущенного электрона  $O'$ , т. е. растет число электронов в сгустке. Это приводит к некоторому увеличению амплитуды первой гармоники конвекционного тока, выходной мощности и электронного КПД по сравнению с оптимальным режимом двухрезонаторного клистрона. В многорезонаторных клистронах с числом резонаторов более трех указанный эффект наблюдают даже при усилении слабого входного сигнала, так как при большом коэффициенте усиления напряжение

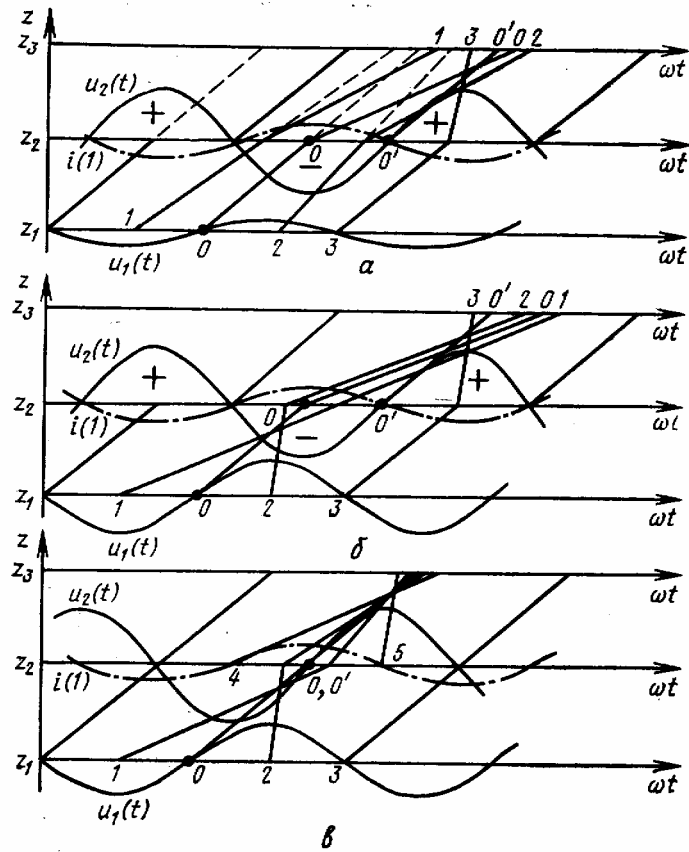


Рис. 2.17

сигнала на каком-то промежуточном резонаторе оказывается значительным и далее процессы будут подобны процессам в трехрезонаторном клистроне при большом входном сигнале (как на рис. 2.17,б).

## § 2.7. Параметры и характеристики многорезонаторного клистрона

**Коэффициент усиления в режиме слабого сигнала.** Предположим, что все резонаторы настроены на частоту сигнала. При слабом входном сигнале результат группирования в трехрезонаторном клистроне, как уже отмечалось в § 2.6, практически такой же, как в двухрезонаторном клистроне. Теория двухрезонаторного клистрона, примененная к трехрезонаторному клистрону\*, приводит к уравнению группирования, по виду совпадающему с уравнением (2.19), если вместо параметра группирования  $X$  взять некоторый *эффективный параметр группирования*, определяемый соотношением

$$X_{\text{эф}} = \sqrt{X_{13}^2 + X_{23}^2}, \quad (2.53)$$

где

$$\left. \begin{aligned} X_{13} &= M_1 U_1 (\theta_{12} + \theta_{23}) / 2U_0; \\ X_{23} &= M_2 U_2 \theta_{23} / 2U_0. \end{aligned} \right\} \quad (2.54)$$

Физический смысл величин (2.54) следующий:  $X_{13}$  — параметр группирования, получающийся при удалении второго резонатора, а  $X_{23}$  — при удалении первого резонатора, но при подведении ко второму резонатору напряжения  $U_2$ ;  $\theta_{12}$  — угол пролета между первым и вторым резонаторами, а  $\theta_{23}$  — между вторым и третьим.

При усилении слабого входного сигнала ( $U_1 \ll U_0$ ) параметр  $X_{13}$ , характеризующий работу клистрона в отсутствие второго резонатора, мал ( $X_{13} \ll 1$ ) и ограничен влиянием сил расталкивания в пучке (см. § 2.5). Так как  $U_2 \gg U_1$ , то  $X_{23} \gg X_{13}$  и по формуле (2.53)  $X_{\text{эф}} \approx X_{23}$ . Эффективный параметр становится большим, так как он практически определяется результатом действия второго резонатора.

Аналогично формуле (2.43) напомним формулу для мощности в третьем резонаторе:

$$P_3 = 2I_0 M_3^2 J_1^2(X_{\text{эф}}) / G_3, \quad (2.55)$$

где  $M_3$  — коэффициент взаимодействия в зазоре третьего резонатора, а  $G_3$  — эквивалентная проводимость этого резонатора.

Формула (2.51) для входной мощности сигнала при  $X_{13} \ll 1$  приобретает вид

$$P_1 = (2U_0^2 X_{13}^2 G_1) / [M_1^2 (\theta_{12} + \theta_{23})^2]. \quad (2.56)$$

Коэффициент усиления по мощности трехрезонаторного клистрона с учетом формул (2.55) и (2.56) равен

$$K_{y(P)} = P_3 / P_1 = [(I_0 / U_0) M_1 M_3 (\theta_{12} + \theta_{23})]^2 \frac{1}{G_1 G_3} \frac{J_1^2(X_{\text{эф}})}{X_{13}^2}. \quad (2.57)$$

Величина  $X_{\text{эф}} \approx X_{23}$  зависит от  $U_2$ , а последняя — от входного сигнала  $U_1$ , определяющего по формуле (2.54) значение  $X_{13}$ . Таким образом,  $X_{\text{эф}}$  является функцией  $X_{13}$ . Если при слабом входном сигнале  $X_{\text{эф}} \ll 1$ , то функция Бесселя  $J_1(X_{\text{эф}}) \approx X_{\text{эф}} / 2$  и

\*

Лебедев И. В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Т. II. Изд. 2-е. М., «Высшая школа», 1972.

$K_{y(p)}$  пропорционален  $(X_{эф} / X_{13})^2$ . В этом случае коэффициент усиления тем больше, чем сильнее  $X_{эф}$  отличается от  $X_{13}$ .

Максимальное значение коэффициента усиления трехрезонаторного клистрона при слабом сигнале достигает ~35 дБ вместо ~15 дБ в двухрезонаторном клистроне. Дальнейшее увеличение числа резонаторов приводит к росту коэффициента усиления примерно на 20 дБ на каждый добавляемый резонатор. Для оценки коэффициента усиления обычно используют приближенную формулу:

$$K_{y(p)} = 15 + 20(N-2) \text{ дБ}, \quad (2.58)$$

где  $N$  — полное число резонаторов. Возможно получение  $K_{y(p)} > 100$  дБ, однако практически при больших коэффициентах усиления появляется опасность самовозбуждения из-за наличия паразитной обратной связи.

Принципиально важно, что сильный рост коэффициента усиления при  $N > 2$  объясняется не увеличением выходной мощности, а тем, что при большем числе резонаторов из-за более эффективного группирования для получения прежней выходной мощности требуется значительно меньший входной сигнал.

**Выходная мощность и электронный КПД в режиме большого сигнала.** В § 2.6 при рассмотрении [рис. 2.17,б](#) отмечалось, что при большом входном сигнале в трехрезонаторном клистроне с одинаковой настройкой резонаторов дополнительное группирование в пространстве между вторым и третьим резонаторами приводит к увеличению амплитуды первой гармоники конвекционного тока, выходной мощности и электронного КПД. Однако при этом сгусток электронов перестает быть симметричным, так как невозмущенный электрон  $O$  на [рис. 2.17,б](#), являющийся центром сгустка после первого резонатора, «уступает» эту роль во втором резонаторе электрону  $O'$ , идущему позже на четверть периода.

Оказывается, что расстройкой промежуточного резонатора относительно частоты сигнала можно получить дополнительный выигрыш. При расстройке второго резонатора напряжение на нем смещается по фазе относительно первой гармоники конвекционного тока, т. е. изменяется интервал времени между приходом «старого» и «нового» невозмущенных электронов  $O$  и  $O'$ .

На [рис. 2.17,в](#) рассмотрен случай, когда напряжение  $U_2(t)$  опережает на  $90^\circ$  напряжение, которое было на [рис. 2.17,б](#) при отсутствии расстройки второго резонатора. В этом случае невозмущенный для первого резонатора электрон будет невозмущенным и для второго резонатора ( $O$  и  $O'$  совпадают), сгусток все время остается симметричным и в результате дополнительного группирования становится более коротким и содержащим большее число электронов. В образовании сгустка участвуют теперь удаленные электроны 4 и 5. Очевидно, что требуемый сдвиг фазы  $90^\circ$  можно получить лишь при расстройке второго резонатора в сторону более высоких частот до значения, при котором ток в резонаторе сдвинут относительно напряжения также на  $90^\circ$ .

Теоретический анализ показывает, что в трехрезонаторном клистроне при большом входном сигнале и расстройке второго резонатора, приводящей к сдвигу фазы на  $90^\circ$ , предельные значения амплитуды первой гармоники конвекционного тока и электронного КПД составляют  $1,48 I_0$  и  $73,8\%$  соответственно. В двухрезонаторном клистроне они равны  $1,16 I_0$  и  $58,2\%$ , т. е. меньше примерно на  $30\%$ .

В реальных условиях следует учитывать, что сдвиг фазы на  $90^\circ$  во втором резонаторе, соответствующий значительной расстройке, приводит к уменьшению эквивалентного сопротивления резонатора, а следовательно, и амплитуды напряжения, создаваемого в этом резонаторе наведенным током. Снижение напряжения ослабляет эффект дополнительного группирования (уменьшается параметр  $X_{23}$ ), поэтому максимальные

значения выходной мощности и электронного КПД наступят при некотором оптимальном сдвиге фаз, меньшем  $90^\circ$ .

В многорезонаторных клистронах с числом резонаторов более трех максимальные значения выходной мощности и электронного КПД увеличиваются, однако их прирост при добавлении одного резонатора становится все меньше и меньше, чем при переходе от двухрезонаторного клистрона к трехрезонаторному.

**Амплитудные характеристики** многорезонаторного клистрона показаны на **рис. 2.18**. Характеристика 1 соответствует режиму синхронной настройки резонаторов, а характеристика 2—режиму получения максимальной мощности и КПД. Крутизна начального участка характеристики 1 велика, так как при совпадении собственных частот резонаторов и малом сигнале получается наибольший коэффициент усиления. Участок характеристики с большим значением мощности (область насыщения) невелик, далее с увеличением входного сигнала в этом режиме резко падает выходная мощность. Характеристика 2 соответствует расстройке промежуточных резонаторов. Начальный участок имеет меньшую крутизну (меньший коэффициент усиления), но область насыщения оказывается широкой.

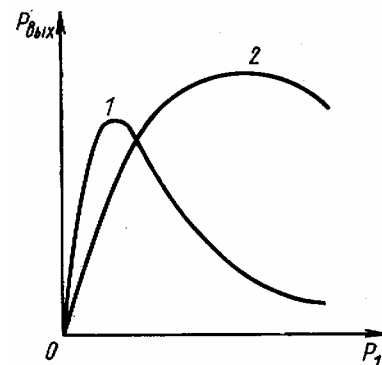


Рис. 2.18

**Амплитудно-частотная и фазочастотная характеристики.** В режиме синхронной настройки ширина полосы пропускания определяется добротностью резонаторов и она меньше, чем при расстройке резонаторов, производимой для получения максимальной мощности и КПД. Полоса пропускания составляет десятые доли процента в сантиметровом диапазоне волн и несколько процентов — в дециметровом. Фазочастотная характеристика клистрона определяется фазочастотными характеристиками резонаторов и зависит от настройки резонаторов.

## § 2.8. Особенности устройства и параметры усилительных пролетных клистронов

По роду работы клистроны подразделяют на импульсные и непрерывного действия. Импульсная работа обеспечивается подачей импульсов напряжения на резонаторы или управляющий электрод (модулятор). Частота повторения импульсов обычно порядка нескольких сотен или тысяч герц, а длительность :составляет от долей микросекунды до нескольких микросекунд и даже миллисекунд при низкой частоте следования импульсов.

По уровню мощности выделяют маломощные, средней мощности и сверхмощные пролетные клистроны. В дециметровом диапазоне мощность в импульсе у маломощных импульсных клистронов менее 10 кВт, у клистронов средней мощности от 10 кВт — до 1 МВт, у сверхмощных—более 100 МВт. Для клистронов непрерывного действия мощность

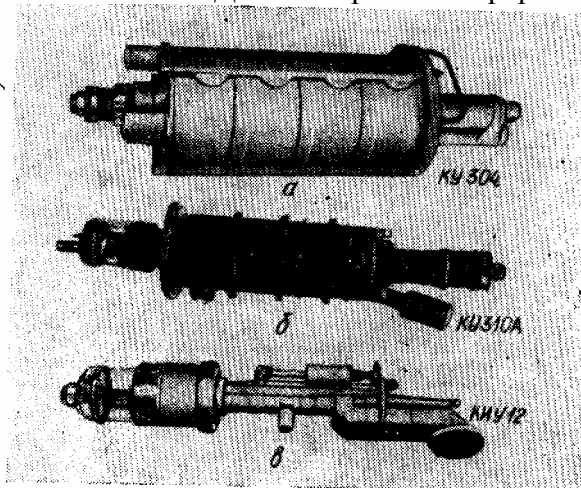


Рис. 2.19

соответственно меньше 10 Вт, от 10 Вт—до 1 кВт, от 1 до 100 кВт—более 100 кВт.

В клистронах применяется электромагнитная и электростатическая фокусировка и фокусировка полем постоянных магнитов. Для ввода и вывода СВЧ-энергии используют коаксиальные, волноводные и коаксиально-волноводные системы. По конструкции резонаторов пролетные клистроны делятся на клистроны с внутренними и внешними резонаторами. В некоторых клистронах предусмотрена механическая перестройка резонаторов в процессе эксплуатации (перестраиваемые клистроны). Охлаждение клистронов может быть естественным или принудительным (газ, жидкость, контакт). Основная мощность электронного потока рассеивается на массивном коллекторном электроде с конусным углублением для распределения потока электронов на большую поверхность.

На **рис. 2.19** приведены фотографии мощных усилительных клистронов— импульсного КИУ12 и непрерывного действия КУ304 и КУ310А, параметры которых даны в табл. 2.

Для повышения КПД клистронов применяют метод торможения электронов на коллекторе. Этот метод, используемый также в лампах бегущей волны, кратко рассмотрен в § 4.4. В последнее время теоретически и экспериментально исследуется возможность получения высокого КПД клистронов настройкой промежуточного резонатора на вторую гармонику. Ожидается получение КПД, равного 60—70%.

Известны конструкции *многолучевых пролетных клистронов*, в которых обеспечивается одновременное взаимодействие нескольких параллельных электронных потоков с СВЧ-полем резонаторов. Это увеличивает выходную мощность, а при той же мощности—уменьшает напряжение источника питания, общего для всех лучей.

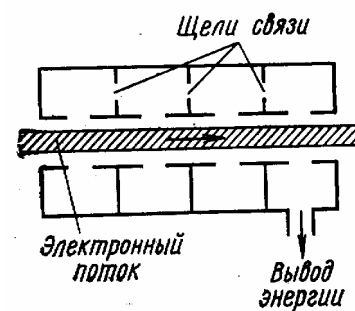


Рис. 2.20

Представляют большой интерес *клистроны с распределенным взаимодействием*. В них выходной, а иногда и промежуточные резонаторы заменяют цепочкой связанных резонаторов (рис. 2.20). Последовательное взаимодействие электронного потока с полем цепочки резонаторов увеличивает КПД и полосу пропускания.

Конвекционный ток пролетного клистрона содержит много гармоник, поэтому клистрон можно использовать для умножения частоты сигнала. В двухрезонаторном *умножительном клистроне* выходной резонатор настроен на частоту гармоники, а параметр группирования подобран для получения максимума амплитуды конвекционного тока

Таблица 2

**Параметры некоторых усилительных клистронов**

Характеристика	Тип клистрона		
	КУ304	КУ310А	КИУ12
Рабочая частота или диапазон частот, ГГц	0,84—0,86	0,47—0,55	2,8
Режим работы	Непрерывный	Непрерывный	Импульсный
Выходная мощность, кВт	10	15	20000
Усиление, дБ	40	35	40
Ширина полосы, МГц	6	8	14 (на уровне 0,4дБ)
КПД, %	35	27	40
Напряжение, кВ	16	15	280
Длина, м	1,2	1,25	1,3
Масса, кг	60	85	50

гармоники (см. [рис. 2.9](#)). Однако с ростом частоты мощность колебаний в резонаторе падает и практически при умножении частоты в 5—10 раз выходная мощность не превышает нескольких сот милливатт.

### Глава 3 ОТРАЖАТЕЛЬНЫЙ КЛИСТРОН

Отражательный клистрон—маломощный генератор СВЧ-колебаний. Принцип его работы, как и пролетного клистрона, основан на преобразовании энергии постоянного электронного потока в энергию СВЧ-колебаний при кратковременном взаимодействии потока с СВЧ-полем. Конструкции отражательных клистронов были предложены в 1940 г. Н. Д. Девятковым и независимо от него— В. Ф. Коваленко.

#### § 3.1. Принцип работы

Основные элементы отражательного клистрона показаны на **рис. 3.1**.

В отличие от пролетного клистрона в отражательном клистроне имеется только один резонатор, который должен выполнять две функции: модулировать скорость электронов и

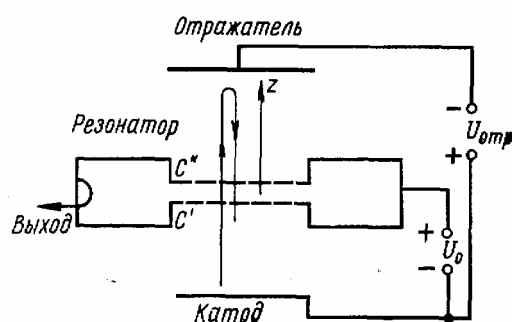


Рис. 3.1

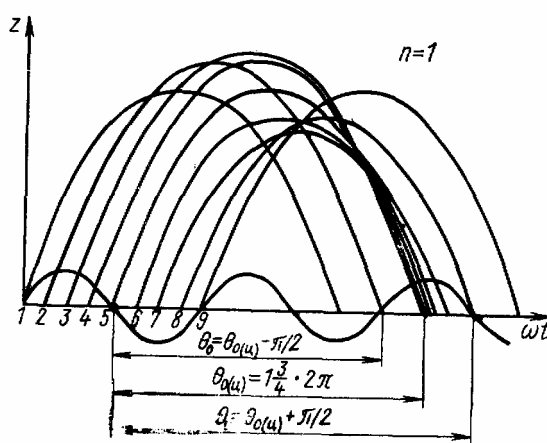


Рис. 3.2

отбирать СВЧ-энергию от модулированного по плотности электронного потока. Чтобы обеспечить выполнение обеих функций, необходимо вернуть в резонатор электронный поток, прошедший через сетки резонатора при движении от катода. Поток поворачивают с помощью отражателя, имеющего отрицательный потенциал  $U_{отр}$  по отношению к катоду.

В пространстве между резонатором и отражателем электроны тормозятся до нулевой скорости и начинают обратное движение к резонатору под действием того же электрического поля, которое для них теперь является ускоряющим.

Движение электронов в отражательном клистроне можно пояснить с помощью пространственно-временной диаграммы (**рис. 3.2**). По оси ординат отложено смещение электронов  $z$  от середины резонатора, а по оси абсцисс—время. Максимальные значения  $z$  соответствуют точкам поворота различных электронов.

Невозмущенные электроны 1, 5, 9 имеют одну и ту же точку поворота и одинаковый угол пролета. Электроны 2, 3, 4 проходят резонатор в ускоряющем полупериоде, поэтому

их скорость возрастает и они в тормозящем электрическом поле в пространстве резонатор — отражатель проходят больший путь, чем невозмущенные электроны. Дальше всего от резонатора окажется точка поворота электрона 3, получившего в резонаторе максимальное приращение скорости. Время пролета ускоренных в резонаторе электронов 2, 3, 4 больше, чем у невозмущенных электронов, например, у электрона 5.

Аналогично электроны 6, 7, 8, пролетевшие резонатор в тормозящий полупериод, уменьшают скорость и могут уйти в пространстве резонатор—отражатель на меньшее расстояние. Точка их поворота ближе к резонатору, чем у невозмущенного электрона 5, и их время пролета соответственно меньше.

Таким образом, некоторые электроны (например, 4), прошедшие резонатор раньше невозмущенного электрона 5, возвращаются в резонатор практически одновременно с ним. Соответственно некоторые электроны (например, 6), прошедшие резонатор позже, также могут вернуться в резонатор почти одновременно с невозмущенным электроном 5. Следовательно, должно быть группирование части потока электронов около невозмущенного электрона, пролетающего резонатор в момент перехода от ускоряющего к тормозящему полупериоду поля. Около второго невозмущенного электрона 1 или 9, смещенного на полпериода, группирования не происходит.

Сгруппированный электронный поток должен возвращаться в резонатор в пределах тормозящего полупериода, тогда он отдаст энергию полю резонатора и поддержит колебания в резонаторе (положительная обратная связь). При этом надо иметь в виду, что, например, полупериод поля, ускоряющий для электронов, идущих от катода, одновременно будет тормозящим для электронов, возвращающихся в резонатор под действием напряжения на отражателе. Поэтому кривые на рис. 3.2 для сгруппированных электронов 3—7 соответствуют возвращению в тормозящем полупериоде. Если электрон возвращается в резонатор при амплитудном значении тормозящего поля, то отдаваемая им энергия максимальна. Электроны группируются около невозмущенного электрона 5, поэтому максимум отдаваемой энергии соответствует режиму, когда электрон 5 возвращается при амплитудном значении напряжения. Этому режиму соответствует угол пролета

$$\theta_{0(u)} = 1\frac{3}{4}2\pi \quad (3.1)$$

Смысл индекса выяснится несколько позже. Передача энергии от потока резонатору должна уменьшаться, если  $\theta_0 \neq \theta_{0(u)}$  и полностью прекратится при возвращении невозмущенного электрона 5 в моменты нулевого поля ( $\theta_0 = \theta_{0(u)} - \pi/2$  или  $\theta_0 = \theta_{0(u)} + \pi/2$ ). В этом случае одна половина потока электронов попадает в ускоряющее поле, а другая—в тормозящее; в среднем сколько энергии от потока отбирается полем, столько возвращается ему полем. Если сгруппированный поток возвращается в ускоряющем полупериоде, то он уменьшает энергию поля и не поддерживает колебаний в резонаторе. Таким образом, имеется область значений угла пролета  $\theta_0$ , равная  $180^\circ$ , в которой возможно увеличение энергии СВЧ-колебаний в резонаторе.

Из рис. 3.2 следует, что при увеличении или уменьшении угла пролета от значения (3.1) на  $2\pi$  невозмущенный электрон снова попадает в максимум тормозящего поля и в пределах изменения угла пролета на  $\pm\pi/2$  от нового значения происходит передача энергии от электронов полю резонатора. В общем случае значение угла пролета

$$\theta_{0(ц)} = 2\pi(n + \frac{3}{4}), \quad (3.2)$$

где  $n=0, 1, 2, \dots$ —целое число, называемое *номером зоны генерации*. На рис. 3.2  $n=1$ . При  $n=0$  невозмущенный электрон возвращается в резонатор в том же периоде (рис. 3.3,а).



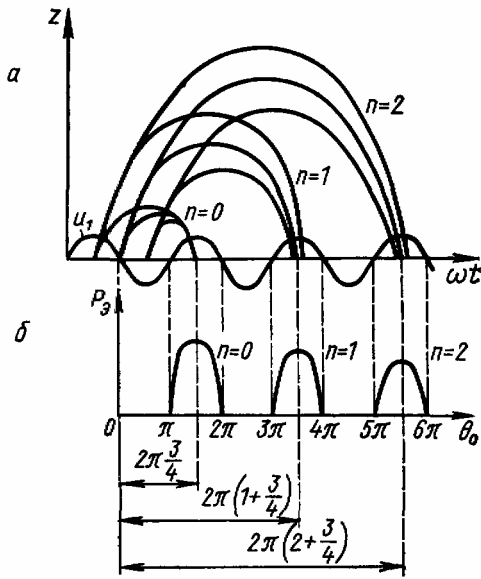


Рис. 3.3

При  $n=1$  время пролета возрастает на один, а при  $n=2$ —на два периода. Таким образом,  $n$ —это число полных пропущенных периодов напряжения за время пролета невозмущенных электронов.

Итак, мощность  $P_3$ , отдаваемая модулированным по плотности электронным потоком резонатору, зависит от угла пролета и имеет зонный характер (рис. 3.3,б). Угол пролета  $\theta_{0(n)}$ , определенный по формуле (3.2), соответствует максимумам мощности  $P_3$  или центрам зон генерации. Последнее объясняет и смысл индекса для этого угла пролета. Практически в отражательном клистроне угол пролета и, следовательно, мощность изменяют регулировкой напряжения на отражателе. Зависимость мощности отражательного клистрона от напряжения отражателя будет рассмотрена позже (§ 3.4).

### § 3.2. Группирование электронов

Процессы, происходящие в пространстве катод—резонатор и между сетками резонатора, такие же, как и в пролетном клистроне. Электроны, подлетая к первой сетке  $C'$  резонатора (см. [рис. 3.1](#)), имеют одинаковую скорость [\(2.1\)](#):

$$v_0 = \sqrt{2eU_0/m}.$$

Предположим, что переменное напряжение между сетками резонатора

$$u_1(t) = U_1 \sin \omega t, \quad (3.3)$$

где  $U_1$  — амплитуда стационарных колебаний в отражательном клистроне.

Как и в пролетном клистроне, под действием переменного напряжения скорость электронов на выходе из резонатора изменяется во времени по закону [\(2.11\)](#), т. е.

$$v_1 = v_0 [1 + (M_1 U_1 / 2U_0) \sin \omega t_1], \quad (3.4)$$

где  $t_1$  — момент прохождения рассматриваемого электрона через середину зазора между сетками  $C'$  и  $C''$ . Индекс 1 в величинах  $M_1$  и  $U_1$  можно опустить, так как резонатор один, но мы этого не делаем, чтобы сохранить общность формул для пролетного и отражательного клистронов.

Изменение потенциала поля в пространстве между резонатором и отражателем принимаем линейным ([рис. 3.4](#)). Напряженность поля в этом пространстве

$$E = (U_0 - U_{отр}) / D = (U_0 + |U_{отр}|) / D. \quad (3.5)$$

Для электронов,двигающихся к отражателю, это поле тормозящее. В нем скорости всех электронов уменьшаются. Невозмущенный электрон, выходящий из резонатора со скоростью  $v_0$ , будет иметь нулевую скорость в точке с координатой  $z = D_0$ , где потенциал равен нулю. Затем этот электрон начнет двигаться в обратном направлении, так как тоже поле для него становится ускоряющим. Электрон с большей начальной скоростью ( $v_1 > v_0$ ) уходит дальше невозмущенного электрона ( $z > D_0$ ) и также после уменьшения скорости до нуля вернется в резонатор. Точка поворота для медленного электрона ( $v_1 < v_0$ ) находится ближе, чем у невозмущенного ( $z < D_0$ ).

Движение происходит в электростатическом поле, поэтому скорость в момент возвращения электрона в резонатор равна скорости  $v_1$  при выходе из резонатора. Таким образом, время движения электрона вверх  $\tau_B$  и вниз  $\tau_H$  одинаково. Ускорение электрона

$$a = eE/m. \quad (3.6)$$

Следовательно, время движения вверх (от резонатора до точки поворота  $A$ ) и назад к резонатору

$$\tau_B = \tau_H = v_1 / a. \quad (3.7)$$

Если обозначить  $t_2$  — момент возвращения электрона в резонатор, то полное время пролета в пространстве резонатор—отражатель с учетом (3.4), (3.6) и (3.7)

$$t_2 - t_1 = 2 \frac{v_1}{a} = \tau_0 \left( 1 + \frac{M_1 U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right); \quad (3.8)$$

где  $\tau_0 = 2v_0/a$  — время пролета невозмущенного электрона. Умножив обе части равенства на частоту и введя обозначения

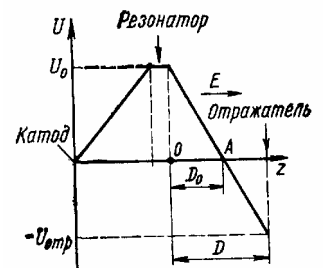


Рис. 3.4

$$\theta_0 = \omega \tau_0 = 2\omega v_0 / a, \quad (3.9)$$

получаем

$$X = (M_1 U_1 \theta_0) / 2U_0, \quad (3.10)$$

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta_0 + X \sin \omega t_1. \quad (3.11)$$

Это уравнение аналогично уравнению группирования (2.19) для пролетного клистрона, но отличается от него знаком перед последним слагаемым. Величины  $\theta_0$  и  $X$ —угол пролета невозмущенного электрона и параметр группирования соответственно.

Уравнение группирования можно анализировать, подобно тому как это было сделано в пролетном клистроне (см. § 2.3). Однако можно сразу воспользоваться выводами, сделанными о группировании в пролетном клистроне, если привести уравнение (3.11) к виду (2.19). Сместим начало отсчета времени на полупериод, тогда вместо  $\omega \cdot t_1$  и  $\omega \cdot t_2$  надо записать  $\omega \cdot t'_1 = \omega \cdot t_1 + \pi$ ,  $\omega \cdot t'_2 = \omega \cdot t_2 + \pi$ . С учетом новых обозначений уравнение (3.11) имеет вид

$$\omega t'_2 = \omega t'_1 + \theta_0 - X \sin \omega t'_1, \quad (3.12)$$

полностью совпадающий с видом уравнения (2.19) для пролетного клистрона. В пролетном клистроне начало отсчета соответствовало невозмущенному электрону, пролетавшему середину резонатора при переходе от тормозящего к ускоряющему полупериоду. Около этого электрона происходило в дальнейшем группирование остальных электронов. В отражательном клистроне электроны группируются в каждом периоде около другого невозмущенного электрона, который пролетает через середину резонатора при движении от катода через полупериод, т. е. в момент перехода от ускоряющего полупериода к тормозящему (см. рис. 3.2).

Найдем аналитическую связь угла пролета  $\theta_0$  с напряжением отражателя  $U_{\text{отр}}$  и ускоряющим напряжением  $U_0$ .

Очевидно, что координата точки поворота невозмущенного электрона А (см. рис. 3.4), где его скорость становится нулевой, определяется соотношением

$$D_0 / D = U_0 / (U_0 + |U_{\text{отр}}|). \quad (3.13)$$

Угол пролета на основании формул (3.9), (3.6) и (3.5)

$$\theta_0 = \omega \tau_0 = \frac{2D\omega v_0 m}{e (U_0 + |U_{\text{отр}}|)}. \quad (3.14)$$

Подставляя в (3.14) величину  $v_0$  из (2.1), получаем

$$\theta_0 = \frac{4D\omega}{\sqrt{2e/m}} \cdot \frac{\sqrt{U_0}}{U_0 + |U_{\text{отр}}|}. \quad (3.15)$$

Напряжение отражателя, при котором выходная мощность максимальна (центры зон), соответствует углам пролета (3.2) и может быть определено по формуле

$$|U_{\text{отр}}(n)| = \frac{2D\omega \sqrt{U_0}}{\pi \sqrt{\frac{2e}{m} \left(n + \frac{3}{4}\right)}} - U_0, \quad (3.16)$$

которая получается из (3.15) после подстановки  $\theta_{0(n)}$  из (3.2). Используя формулу (3.16), можно убедиться, что расстояние между центрами соседних зон по шкале напряжений  $U_{\text{отр}}$  уменьшается с увеличением номера  $n$ .

Мы отмечали, что уравнение группирования (3.12) отражательного клистрона имеет такой же вид, как для пролетного клистрона, если время  $t_1$  в обоих приборах отсчитывать от момента прохождения резонатора тем невозмущенным электроном, около которого происходит группирование. Поэтому для нахождения конвекционного и наведенного

токов справедливы формулы, выведенные для пролетного клистрона, например формулы (2.25) и (2.36), считая  $M_2 = M_1$ .

### § 3.3. Балансы фаз и мощностей

**Баланс фаз.** Частота в автоколебательной системе определяется балансом фаз, поэтому предварительно необходимо выяснить фазовые соотношения в отражательном клистроне. Для рассмотрения фазовых соотношений воспользуемся пространственно-временной диаграммой отражательного клистрона (рис. 3.5,а), подобно тому, как это делалось для пролетного клистрона (см. § 2.4).

Рассмотрим общий случай, когда угол пролета  $\theta_0$  невозмущенного электрона отличается от значения  $\theta_{0(u)} = 2\pi(n + \frac{3}{4})$ . Центр сгустка электронов и амплитудное значение  $I_{(1)}$  первой гармоники  $i_{(1)}$  конвекционного тока  $i(t)$  определяются моментом возвращения  $O'$  невозмущенного электрона в резонатор. Однако в отличие от пролетного клистрона (см. рис. 2.11) направление тока  $i$  надо изменить на противоположное, так как направление движения электронов изменилось на обратное. Фазовый сдвиг между  $i_{(1)}$  и  $u_1$  определяется, например, сравнением точек  $O$  и  $O'$  и равен  $\theta_0 - \pi/2$ , т. е. совпадает с аналогичным углом (2.40) для пролетного клистрона.

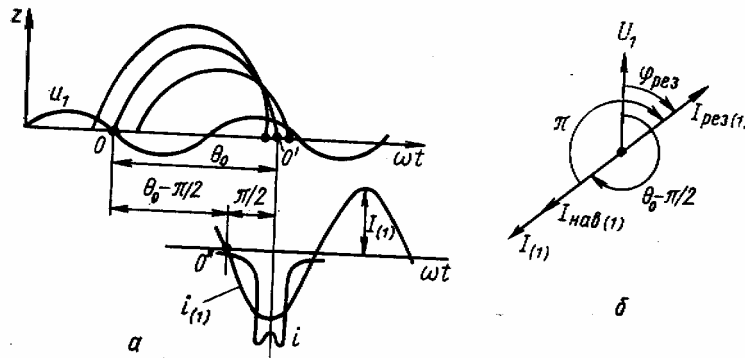


Рис. 3.5

Порядок построения векторной диаграммы отражательного клистрона (рис. 3.5,б) следующий. Изобразим напряжение на зазоре в режиме стационарных колебаний вектором  $U_1$ . Тогда первая гармоника конвекционного тока  $I_{(1)}$  сдвигается по фазе относительно  $U_1$  на угол  $\theta_0 - \pi/2$ . Первая гармоника наведенного тока  $I_{нав(1)}$  совпадает по фазе с  $I_{(1)}$ , а ток  $I_{рез(1)}$  противоположен по направлению  $I_{нав(1)}$ . Таким образом, в общем случае между током в резонаторе  $I_{рез(1)}$  и напряжением на нем  $U_1$  существует сдвиг фазы  $\varphi_{рез}$ . Это значит, что частота генерируемых колебаний  $\omega_r$  не равна собственной частоте резонатора  $\omega_0$ . И только в частном случае, когда угол пролета таков, что  $I_{рез(1)}$  синфазен с  $U_1$ ,  $\varphi_{рез} = 0$ , т. е. частота  $\omega_r$  равна собственной частоте резонатора ( $\omega_r = \omega_0$ ).

Баланс фаз можно получить, суммируя фазовые сдвиги при обходе векторной диаграммы от вектора  $U_1$  до этого же вектора. Так как вектор возвращается в исходное положение, то суммарный угол кратен  $2\pi$ :

$$\Sigma\varphi = \theta_0 + \pi/2 - \varphi_{рез} = 2\pi k. \quad (3.17)$$

Если номер зоны  $n=0$ , то угол пролета для этой зоны  $\theta_0 < 2\pi$  и  $\sum \varphi$  имеет минимальное значение  $2\pi$ , т. е.  $k=1$ . При любом номере  $n$  угол пролета  $\theta_0$  увеличивается на  $2\pi n$ , т. е. число  $k=n+1$  и в общем случае баланс фаз (3.17) можно записать в виде

$$\Sigma\varphi=2\pi(n+1)=\theta_0+\pi/2-\varphi_{рез}. \quad (3.18)$$

Введем отклонение от угла пролета (3.2) в центре зоны:

$$\theta_0-\theta_{0(u)}=\theta_0-2\pi(n+3/4). \quad (3.19)$$

Тогда (3.18) сведется к виду

$$\varphi_{рез}=\theta_0-\theta_{0(u)}. \quad (3.20)$$

Таким образом, баланс фаз в отражательном клистроне означает, что сдвиг фазы в резонаторе всегда равен разности между действительным углом пролета и углом пролета для центра зоны. Разность  $\theta_0-\theta_{0(u)}$  зависит от электрического режима работы клистрона (например, от напряжения на отражателе), а  $\varphi_{рез}$  — от частоты.

Из формулы (3.15)

$$\frac{d\theta_0}{d|U_{отр}|} = -\frac{\theta_0}{U_0 + |U_{отр}|}.$$

В нашем случае рассматриваются отклонения величин от  $\theta_{0(u)}$  и от  $U_{отр(u)}$  поэтому, подставляя в последнюю формулу эти величины и приближенно считая, что  $d\theta_0 = \theta_0 - \theta_{0(u)}$  и  $d|U_{отр}| = |U_{отр}| - |U_{отр(u)}|$ , получим

$$\theta_0 - \theta_{0(u)} = \frac{|U_{отр(u)}| - |U_{отр}|}{U_0 + |U_{отр(u)}|} \theta_{0(u)}. \quad (3.21)$$

Из баланса фаз (3.20) можно найти частоту генерируемых колебаний и определить ее зависимость от электрического режима работы отражательного клистрона.

**Баланс мощностей.** Мощность колебаний отражательного клистрона в режиме стационарных колебаний определяется из баланса мощностей:

$$P_э = P_п, \quad (3.22)$$

где  $P_э$  — мощность, передаваемая электронным потоком СВЧ-полю в зазоре резонатора (электронная мощность), а  $P_п$  — суммарная мощность потерь автоколебательной системы.

Для анализа воспользуемся эквивалентной схемой колебательной системы отражательного клистрона (рис. 3.6), которая аналогична схеме, приведенной на рис. 2.10. Элементы  $C$  и  $L$  — эквивалентные емкость и индуктивность резонатора,  $G_p$  — проводимость резонатора (учитывает потери в самом резонаторе), а  $G_n$  — проводимость активной нагрузки, пересчитанной к зазору резонатора. Тогда полная мощность потерь

$$P_п = GU_1^2/2, \quad (3.23)$$

где  $G = G_p + G_n$  — полная проводимость колебательной системы, а  $U_1$  — напряжение на зазоре.

Электронная мощность, создаваемая наведенным током в резонаторе при наличии сдвига  $\varphi_{рез}$  между током резонатора и напряжением  $U_1$ :

$$P_э = \frac{1}{2} I_{рез(1)} U_1 \cos \varphi_{рез}. \quad (3.24)$$

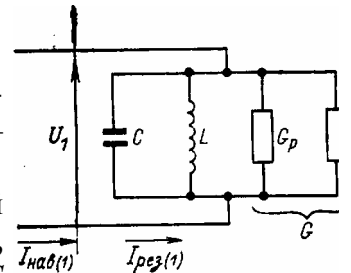


Рис. 3.6

Ток резонатора равен наведенному току, поэтому

$$P_э = \frac{1}{2} I_{нав(1)} U_1 \cos \varphi_{рез}. \quad (3.25)$$

Так как  $I_{нав(1)}$  — функция параметра группирования, который связан с напряжением  $U_1$ , то  $P_э$  оказывается сложной функцией от  $U_1$ , в то время как мощность потерь (3.23) связана с  $U_1$  квадратичным законом. Принципиально из баланса мощностей (3.22) можно найти амплитуду стационарных колебаний  $U_1$ , а затем по формуле (3.23) или (3.24) — мощность отражательного клистрона в режиме стационарных колебаний.

Вместо (2.36) можно записать

$$I_{нав(1)} = 2M_1 I_0 J_1(X) = 2M_1 I_0 J_1(\alpha U_1), \quad (3.26)$$

где  $\alpha = M_1 \theta_0 / 2U_0$ . При угле пролета  $\theta_0 = \theta_{0(u)} = 2\pi(n + \frac{3}{4})$ , соответствующем центру зоны генерации

$$\alpha = \pi M_1 (n + \frac{3}{4}) / U_0. \quad (3.27)$$

На рис. 3.7,а показана зависимость  $I_{нав(1)}$  от  $U_1$ , определяемая по формуле (3.26) для

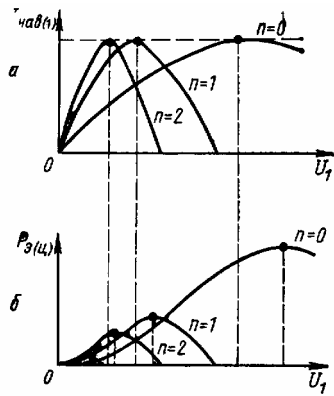


Рис. 3.7

различных номеров зоны. С увеличением номера возрастает коэффициент  $\alpha$  и поэтому максимальное значение функции Бесселя, соответствующее аргументу  $\alpha U_1 = 1,84$ , наступает при меньшем значении  $U_1$ . При угле пролета для центра зоны из формулы (3.20)  $\varphi_{рез} = 0$  и, следовательно, вместо формулы (3.25) можно написать для мощности в центре зоны выражение

$$P_{э(u)} = \frac{1}{2} I_{нав(1)} U_1. \quad (3.28)$$

Зависимости  $P_{э(u)}$  от  $U_1$  при различных  $n$ , показанные на рис. 3.7,б, получаются умножением значений  $I_{нав(1)}$  на рис. 3.7,а на текущие значения  $U_1$ . Максимумы полученных таким образом зависимостей смещены вправо относительно

максимумов кривых наведенного тока, а максимальные значения мощности, соответствующие оптимальному режиму работы, уменьшаются с ростом номера зоны.

Воспользуемся теперь балансом мощностей (3.22) для нахождения амплитуды напряжения и мощности в режиме стационарных колебаний.

На рис. 3.8 одновременно изображены зависимости  $P_{э(u)}$  от  $U_1$  для разных зон и зависимости (3.23) при различных значениях  $G$ . Точки пересечения кривых  $P_{э(u)}$  и  $P_n$  соответствуют балансу мощностей (3.22), определяя амплитуду стационарных колебаний,

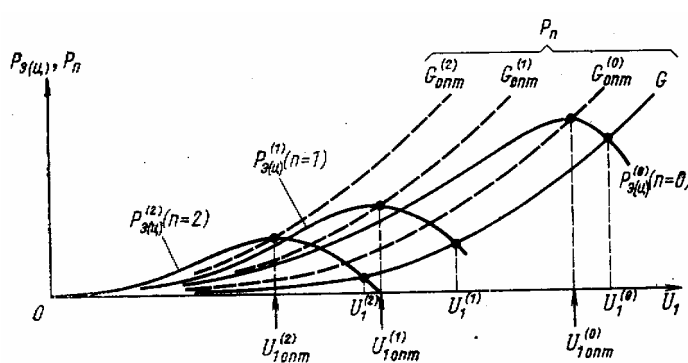


Рис. 3.8

например  $U_1^{(0)}, U_1^{(1)}$  и  $U_1^{(2)}$ . Для любого номера зоны  $n$  амплитуда стационарных колебаний зависит от проводимости, рост которой всегда приводит к уменьшению амплитуды. При некоторой проводимости точка пересечения кривых совпадает с максимумом кривой  $P_{э(u)}$ . В этом случае проводимость и амплитуду

стационарных колебаний называют оптимальными ( $G_{1(онм)}$ ,  $U_{1(онм)}$ ). Для каждой зоны имеется своя оптимальная проводимость:  $G_{онм}^{(0)}$ ,  $G_{онм}^{(1)}$  и  $G_{онм}^{(2)}$  для зон  $n$ , равных 0, 1 и 2 соответственно.

Оптимальные значения амплитуд уменьшаются с ростом  $n$ , так что  $U_{1(онм)}^{(0)} > U_{1(онм)}^{(1)} > U_{1(онм)}^{(2)}$ . На рис. 3.8 кривая  $P_{п}$  при проводимости  $G_{онм}^{(1)}$  не пересекается с кривой  $P_{э(ц)}^{(0)}$  для зоны  $n=0$ . Это означает, что вследствие больших потерь в системе баланс мощностей (3.22) не выполняется и колебания в зоне  $n=0$  не могут возбуждаться.

Найдем пусковые условия, при которых в различных зонах наступает самовозбуждение. В момент начала самовозбуждения амплитуда колебаний  $U_1$  настолько мала, что параметр группирования  $X \ll 1$  и можно воспользоваться аппроксимацией (2.48):  $J_1(X) \approx X/2$ . В этом случае из (3.26)  $I_{наб(1)} \approx M_1 X I_0$ , и вместо (3.28) запишем

$$P_{э(ц)} = \frac{1}{2} M_1 X I_0 U_1. \quad (3.29)$$

Подставляя (3.29) и (3.23) в баланс мощностей (3.22), найдем пусковой ток  $I_0 = I_{0(пуск)}$

$$I_{0(пуск)} = G U_1 / M_1 X. \quad (3.30)$$

Воспользовавшись (3.10) и учитывая, что угол пролета в (3.28) соответствует центру зоны, выражение (3.30) сведем к виду

$$I_{0(пуск)} = \frac{G U_0}{\pi M_1^2 (n + 3/4)}. \quad (3.31)$$

Увеличение проводимости  $G$  соответствует росту мощности потерь  $P_{п}$  в (3.23), и поэтому для компенсации потерь требуется большая электронная мощность  $P_{э(ц)}$ , т. е. больший пусковой ток (увеличение числа электронов в потоке). Из формулы (3.31) следует, что самовозбуждение облегчается с ростом номера зоны.

### § 3.4. Мощность и электронный КПД

**Мощность отражательного клистрона.** Найдем условия оптимального режима, при котором мощность в центре выбранной зоны оказывается наибольшей. Для этой цели выразим (3.28) через параметр группирования. Используя (3.26) и (3.10), получаем

$$P_{э(ц)} = \frac{2P_0}{\theta_{0(ц)}} XJ_1(X) = \frac{P_0}{\pi(n+3/4)} XJ_1(X), \quad (3.32)$$

где  $P_0 = I_0 U_0$  — мощность, потребляемая от источника питания.

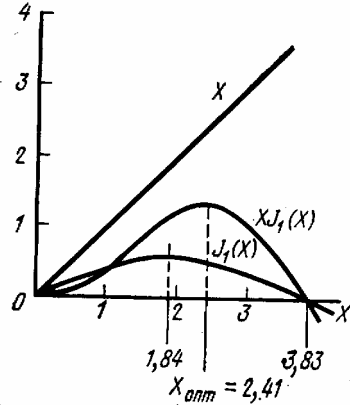


Рис. 3.9

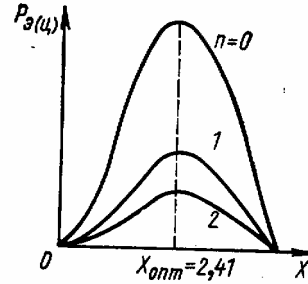


Рис. 3.10

График зависимости  $XJ_1(X)$  показан на рис. 3.9. Максимум кривых смещен вправо от максимума функции Бесселя  $J_1(X)$  и наступает при  $X=2,41$ . Таким образом, оптимальный параметр группирования, соответствующий по определению максимуму мощности:

$$X_{\text{опт}} = 2,41. \quad (3.33)$$

Напомним, что в пролетном клистроне  $X_{\text{опт}} = 1,84$ , т. е. максимум мощности соответствует максимуму амплитудных значений первой гармоники конвекционного и наведенного токов.

Зависимость (3.32) мощности в центрах зон от параметра группирования показана на рис. 3.10. Для получения максимальной мощности в центре любой зоны  $P_{э(ц)\text{макс}}$  необходимо, чтобы  $X = X_{\text{опт}} = 2,41$ . Так как  $J_1(2,41) = 0,52$ , то

$$P_{э(ц)\text{макс}} = 2,5P_0/\theta_{0(ц)}. \quad (3.34)$$

С увеличением номера зоны  $P_{э(ц)\text{макс}}$  уменьшается. Физически это объясняется следующим образом. Например, при оптимальном параметре группирования амплитуда первой гармоники конвекционного тока  $I_{(1)}$ , определяющая амплитуду первой гармоники наведенного тока  $I_{\text{нав}(1)}$ , одинакова во всех зонах. Но напряжения, необходимые для получения того же параметра группирования при разных  $n$ , различны. Действительно, росту  $n$  соответствует увеличение угла пролета  $\theta_{0(ц)}$  и поэтому для получения прежнего параметра группирования необходима меньшая глубина модуляции по скорости, т. е. меньшее напряжение  $U_1$ . Таким образом, в (3.28) величина  $U_1$  уменьшилась, а  $I_{\text{нав}(1)}$  осталась прежней, что и приводит к падению мощности.

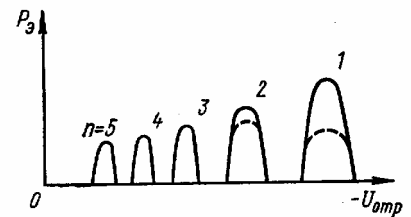


Рис. 3.11

Оптимальный параметр группирования можно получить в каждой зоне только при своей оптимальной проводимости (см. рис. 3.8). Если



для одной зоны проводимости оптимальная, т. е.  $X=X_{\text{опт}}$ , то в зонах с большим номером амплитуда стационарных колебаний больше, чем для их оптимального режима, и параметр группирования превышает оптимальное значение.

До сих пор мы рассматривали мощность в центре зон. При изменении напряжения отражателя от  $U_{\text{отр}(u)}$ , соответствующего центру зоны, угол пролета изменяется на величину, определяемую формулой (3.21). С учетом баланса фаз (3.20) формулу (3.25) можно записать в виде

$$P_3 = \frac{1}{2} I_{\text{наб}(1)} U_1 \cos(\theta_0 - \theta_0(u)). \quad (3.35)$$

В этой формуле от  $U_{\text{отр}}$  зависит не только  $\theta_0$ , но и  $I_{\text{наб}(1)}$ , так как изменение  $\theta_0$  влияет на параметр группирования. Зависимость  $P_3$  от  $U_{\text{отр}}$  из (3.35) имеет зонный характер, показанный на рис. 3.11 (сплошные линии).

В действительности при малых номерах  $n$  мощность  $P_3$  может оказаться меньше величины, рассчитанной по формуле (3.35). Объясняется это тем, что при малых значениях  $n$  формула для расчета мощности может давать заметную погрешность, так как принятое в теории условие (2.5)  $U_1/2U_0 \ll 1$  не выполняется. Убедимся в этом на примере нулевой зоны. Пусть по расчету в этой зоне получена максимальная электронная мощность  $P_3$ . Она, как известно, соответствует параметру группирования  $X_{\text{опт}}=2,41$ . Получить это значение можно только при определенном напряжении на зазоре резонатора из формулы (3.10):

$$U_1 = 2XU_0 / M_1\theta_0$$

Предположим, что  $M_1=1$ , а угол пролета  $\theta_0$  равен значению  $\theta_{0(u)} = 2\pi(n + \frac{3}{4})$ . При  $n=0$   $\theta_{0(u)} = 3\pi/2$ . Используя эти значения  $M_1$ ,  $\theta_{0(u)}$  и  $X_{\text{опт}}=2,41$ , получаем, что  $U_1 \approx 1,02U_0$ , т. е. условие (2,5) не выполнено. В действительности  $U_1$  еще больше, так как  $M_1 < 1$ . Таким образом, при  $n=0$   $U_1 = U_0$  условие (2,5) не выполняется, формулы для расчета мощности становятся неточными, и требуется специальное рассмотрение. Ограничимся лишь общими соображениями. При большом напряжении на зазоре  $U_1$  часть потока электронов, которые возвращаются от отражателя в зазор резонатора, может полностью затормозиться в зазоре и начать обратное движение к отражателю. При этом электронная мощность  $P_3$ , отдаваемая электронным потоком полю резонатора, уменьшается и соответственно снижается мощность в нагрузке. Аналогичный эффект можно наблюдать и для зоны  $n=1$ , но он проявляется слабее, так как амплитуда стационарных колебаний меньше, чем в нулевой зоне. Без учета поправки мощность  $P_{3(u)}$  в центрах зон монотонно убывает с ростом номера зоны, а с учетом поправки (пунктирные кривые на рис. 3.11) максимальная мощность может оказаться в центре «промежуточной» зоны, например при  $n=2$ .

**Электронный КПД** при оптимальном угле пролета определяется на основе (3.32):

$$\eta_3 = \frac{P_{3(u)}}{P_0} = \frac{2XJ_1(X)}{\theta_0(u)} = \frac{XJ_1(X)}{\pi(n + 3/4)}. \quad (3.36)$$

Максимальное значение  $\eta_{3(\text{макс})}$ , соответствующее  $P_{3(u)\text{макс}}$ , наступает при  $X=X_{\text{опт}}=2,41$ :

$$\eta_{3(\text{макс})} = \frac{2,41J_1(2,41)}{\pi(n + 3/4)} \approx \frac{0,4}{n + 3/4}.$$

По этой формуле в нулевой зоне КПД составляет 53%, а в зонах при  $n=1$  и  $n=2$  КПД равен 22,7 и 14,5% соответственно. Уже отмечалось, что формулы для малых номеров зоны требуют поправки, так как предположение (2.5) не выполняется. В связи с этим приведенные значения КПД оказываются сильно завышенными.

### § 3.5. Электронная перестройка частоты

**Частота генерируемых колебаний.** В выражении (3.18) от частоты зависят угол пролета  $\theta_0$  и сдвиг фазы в резонаторе  $\varphi_{рез}$ . Зависимость  $\varphi_{рез}$  от частоты называется фазочастотной характеристикой резонатора (рис. 3.12). (Вблизи собственной частоты резонатора  $\omega_0$  зависимость  $\varphi_{рез}$  от  $\omega$  очень сильная и тем сильнее, чем выше добротность резонатора  $Q$ . Предельные значения  $\varphi_{рез}$   $\pi/2$  и  $-\pi/2$ .)

Угол пролета определяется напряжением на отражателе  $U_{отр}$  и ускоряющим напряжением  $U_0$  по формуле (3.15). Поэтому при изменении  $U_{отр}$  или  $U_0$  в (3.18) будет изменяться  $\theta_0$  и для сохранения равенства необходимо, чтобы на такую же величину изменился угол  $\varphi_{рез}$ , а это возможно только при изменении частоты. Таким образом, изменяя  $U_{отр}$  или  $U_0$ , можно перестраивать частоту клистрона. Обычно для этой цели используют напряжение на отражателе. Изменение частоты колебаний при изменении напряжения на электродах называют *электронной перестройкой частоты*.

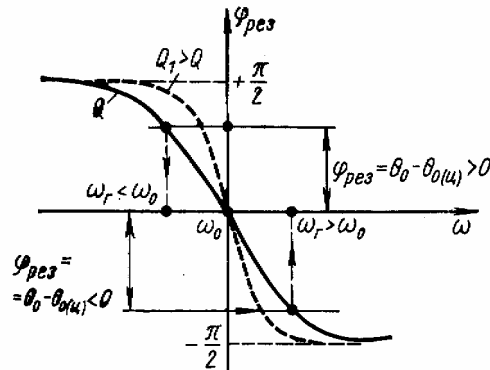


Рис. 3.12

Рассмотрение электронной перестройки частоты удобно начинать с напряжения  $U_{отр(\omega)}$ , соответствующего центру выбранной зоны, где угол пролета равен значению  $\theta_{0(\omega)}$ . При изменении  $U_{отр}$  от  $U_{отр(\omega)}$  угол пролета отклоняется от  $\theta_{0(\omega)}$  в соответствии с формулой (3.21). При этом баланс фаз (3.20) требует, чтобы сдвиг фазы в колебательной системе (резонаторе) по величине и знаку был такой же, как изменение угла пролета  $\varphi_{рез} = \theta_0 - \theta_{0(\omega)}$ .

Пусть  $U_{отр} = U_{отр(\omega)}$ , тогда  $\theta_0 = \theta_{0(\omega)}$  и, следовательно, по условию (3.20)  $\varphi_{рез} = 0$ . Отсутствие фазового сдвига означает, что частота генерируемых колебаний равна собственной частоте резонатора ( $\omega_r = \omega_0$ ).

Если абсолютная величина напряжения на отражателе возрастает  $|U_{отр}| > |U_{отр(\omega)}|$ , то  $\theta_0 < \theta_{0(\omega)}$  и поэтому  $\varphi_{рез} < 0$ . (Ток в резонаторе  $I_{рез(1)}$  опережает по фазе напряжение  $U_1$ .) В соответствии с фазочастотной характеристикой отрицательный сдвиг  $\varphi_{рез}$  можно получить, если частота генерируемых колебаний выше собственной частоты резонатора ( $\omega_r > \omega_0$ ).

И, наконец, при  $|U_{отр}| < |U_{отр(\omega)}|$  угол пролета  $\theta_0$  увеличивается ( $\theta_0 > \theta_{0(\omega)}$ ) и необходимо, чтобы  $\varphi_{рез} > 0$ . В этом случае, очевидно,  $\omega_r < \omega_0$ .

Связь фазы  $\varphi_{рез}$  с частотой для колебательного контура (резонатора) обычно записывают в виде

$$\operatorname{tg} \varphi_{рез} = -2Q (\Delta\omega / \omega_0), \quad (3.37)$$

где  $\Delta\omega = \omega - \omega_0 = \omega_r - \omega_0$  - отклонение частоты от собственной частоты резонатора;  $Q$  — добротность колебательной системы с учетом нагрузки (нагруженная добротность). Подставим в (3.37) вместо  $\varphi_{рез}$  величину (3.21), тогда

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{1}{2Q} \operatorname{tg} \left[ \frac{2\pi (n+3/4) (|U'_{отр(u)}| - |U_{отр}|)}{U_0 + |U_{отр(u)}|} \right]. \quad (3.38)$$

**Крутизна и диапазон электронной перестройки частоты (ЭПЧ).** На рис. 3.13,а показано изменение частоты в пределах нескольких зон, определяемое по формуле (3.38)

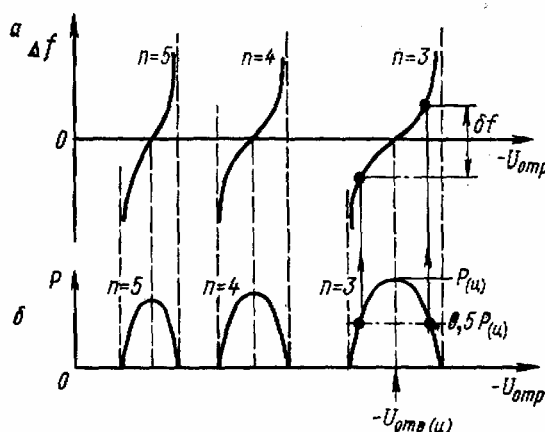


Рис. 3.13

Для сравнения электронной перестройки частоты в разных зонах вводится *крутизна электронной перестройки* в точке максимальной мощности (в центре зоны):

$$S_{ЭПЧ} = df/dU_{отр} \text{ МГц/В.} \quad (3.39)$$

Для определения  $S_{ЭПЧ}$  в формуле (3.38) изменение  $U_{отр}$  можно считать малым, что позволяет заменить тангенс аргументом. Тогда

$$S_{ЭПЧ} \approx -\frac{f_0 (n+3/4) \pi}{Q (U_0 + |U_{отр(u)}|)}. \quad (3.40)$$

Большим номерам зоны  $n$  соответствуют меньшие значения  $|U_{отр(u)}|$  при этом в (3.40) числитель увеличивается, а знаменатель уменьшается, т. е. крутизна возрастает. Действительно, в зоне с большим номером то же изменение напряжения отражателя вызывает большее изменение угла пролета  $\theta_0$ , а следовательно, при данной фазочастотной характеристике резонатора и большее отклонение частоты  $\Delta f$ .

Формула (3.40) показывает также зависимость крутизны от добротности резонатора. С увеличением добротности крутизна уменьшается. Это легко пояснить с помощью фазочастотной характеристики (см. рис. 3.12). С увеличением  $Q$  зависимость фазы от частоты вблизи собственной частоты резонатора становится более сильной, поэтому прежнее изменение угла пролета  $\theta_0$  приведет к меньшему изменению частоты генерируемых колебаний, т. е. к падению крутизны  $S_{ЭПЧ}$ .

Теоретически при  $Q \rightarrow \infty$  электронная перестройка частоты отсутствует. Под  $Q$  следует понимать нагруженную добротность, поэтому можно также сделать вывод, что крутизна должна зависеть от проводимости нагрузки  $G_n$ , подключаемой параллельно резонатору. Рост  $G_n$  означает уменьшение  $Q$  и увеличение  $S_{ЭПЧ}$ . Следовательно, для увеличения крутизны необходимо уменьшать добротность, но последнее приводит к уменьшению выходной мощности. Поэтому приходится выбирать промежуточные

значения добротности. В клистродах значение крутизны порядка 1 МГц/В.

Диапазоном электронной перестройки называют интервал  $\delta f$  (рис. 3.13,а) изменения частоты колебаний в пределах той части зоны, где мощность не падает ниже 50% мощности в центре зоны. Диапазон электронной перестройки частоты примерно равен полосе пропускания резонатора и практически не зависит от номера зоны (обычно  $\delta f < 1\%$ ).

### § 3.6. Особенности устройства и параметры отражательных клистронов

Основными параметрами отражательных клистронов считают выходную мощность, рабочий диапазон генерируемых колебаний, диапазон и крутизну электронной перестройки частоты.

Выходная мощность отражательных клистронов обычно меньше 1 Вт, поэтому они применяются в маломощных схемах СВЧ.

Рабочим диапазоном частот называют диапазон частот, внутри которого выходная мощность в рабочей зоне не выходит за пределы, установленные технической документацией. Частоту в пределах рабочего диапазона устанавливают механическим изменением емкости или индуктивности основного или дополнительного резонаторов. Емкостную перестройку на 5-10% производят изменением расстояния между сетками резонатора с помощью специального механизма. Индуктивную перестройку обычно применяют в клистродах с резонатором, расположенным снаружи баллона. Собственная частота внешнего резонатора изменяется перемещением металлического поршня в объеме резонатора. Этим способом удается изменять частоту генерируемых колебаний в широком диапазоне (до  $\pm 20\%$ ). Недостаток механической перестройки — это сравнительно низкая стабильность частоты при изменении внешних условий. При механической перестройке с помощью дополнительного высокодобротного резонатора, сильно связанного с основным резонатором клистрода, стабильность частоты повышается, но диапазон перестройки становится малым. Кроме того, появляется опасность возбуждения колебаний на двух частотах системы связанных резонаторов.

Диапазон электронной перестройки  $\delta f$  составляет 10—50 МГц, т.е. менее 1%, однако в специальных клистродах может достигать 10—15%. Крутизна электронной перестройки обычно порядка 1-2 МГц/В.

КПД отражательных клистронов практически не превышает нескольких процентов, однако, при небольшой выходной мощности это не имеет существенного значения.

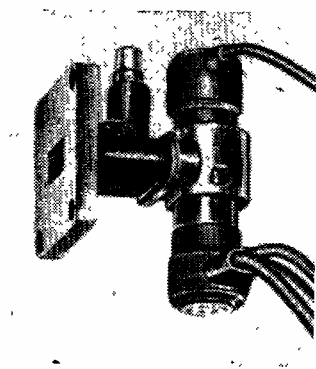


Рис. 3.14

Ускоряющее напряжение низковольтных клистронов 250—450 В, а высоковольтных 750—2500 В. Ток пучка составляет несколько десятков миллиампер.

Зависимость выходной мощности и частоты от напряжения на отражателе, показанная на рис. 3.13, позволяет осуществить амплитудную, импульсную и частотную модуляции.

Преимущество модуляции с помощью отражателя состоит в том, что потребление мощности этим электродом очень мало, так как на него практически не попадают электроны.

.В настоящее время отражательные клистроны получили широкое распространение в дециметровом, сантиметровом и даже миллиметровом диапазонах воли. Однако в последнее время отражательный клистрон начинают заменять полупроводниковыми приборами СВЧ.

Внешний вид отражательного клистрона с полноводным выводом энергии показан на **рис. 3.14.**

## Глава 4 ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ И ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ ТИПА О (ЛБВО, ЛОВО)

В приборах типа О, как уже отмечалось ранее (см., [Введение](#)), происходит преобразование кинетической энергии электронов в энергию СВЧ-поля, так же как в пролетных и отражательных клистродах. Рассматриваемые ниже лампы бегущей волны и обратной волны принципиально отличаются от клистронов тем, что взаимодействие электронов и СВЧ-поля длительное, а не кратковременное.

### § 4.1. Принцип работы приборов типа О с длительным взаимодействием

В приборах с длительным взаимодействием, так же как и в клистродах, имеется модуляция скорости электронов и плотности электронного потока. Длительное взаимодействие электронов с полем бегущей волны позволяет получить необходимое группирование электронов при сравнительно слабом входном сигнале. Очевидно, что обмен энергией между электронами и полем происходит в результате взаимодействия электронов с составляющей напряженности поля, совпадающей по направлению со скоростью электронов. Назовем эту составляющую продольной.

Представим продольную составляющую поля  $E_z$  в виде бегущей волны

$$E_z = E_0 \exp j(\omega t - \beta z), \quad (4.1)$$

где  $\beta$  — коэффициент фазы (волновое число)

$$\beta = \omega / v_\phi, \quad (4.2)$$

а  $v_\phi$  — фазовая скорость волны.

Нетрудно предвидеть, что длительное взаимодействие электронов с бегущей волной эффективно только при синхронном движении волны и электронов, когда начальная скорость электронов и фазовая скорость волны  $v_\phi$  совпадают по направлению и мало различаются по величине. При этих условиях взаимодействие удобнее наблюдать в системе координат, движущейся вместе с волной. Поэтому произведем преобразование  $z = z' + v_\phi t$ , где  $z'$  — координата электрона в подвижной системе. Наблюдателю, находящемуся в этой системе, сама волна представляется неподвижной, так как составляющая напряженности поля  $E_z$  является лишь синусоидальной функцией  $z'$ . В процессе взаимодействия электрона и поля волны скорость электрона должна изменяться, т. е. наблюдатель будет замечать изменение координаты электрона  $z''$ . Однако вследствие гармонической зависимости  $E_z$  от  $z'$  удобно вместо  $z'$  использовать фазовый угол  $\phi = \omega \cdot z' / v_\phi$ , который определяет положение электрона относительно волны, т. е. наглядно характеризует взаимодействие. Угол  $\phi$  принято называть фазой электрона. Фазу электрона  $\phi_0$ , соответствующую его влету в СВЧ-поле ( $z=0$ ), называют начальной. Выбранному значению  $\phi_0$  соответствует определенная начальная координата  $\phi_0$  в подвижной системе координат. Электроны, влетающие в СВЧ-поле равномерно в течение периода  $T = 2\pi/\omega$ , занимают интервал начальных фаз  $\phi_0 = 0 - 2\pi$  и равномерно располагаются вдоль оси координат  $z'$  на отрезке, равном одной длине волны.

Взаимодействие электрона с полем зависит от начальной фазы, поэтому координата  $z$  и фаза  $\phi_0$  (или пропорциональная ей координата  $z'$ ) функции как времени  $t$ , так и начальной фазы  $\phi_0$ :  $z(t, \phi_0)$  и  $\phi(t, \phi_0)$ . Эти функции нельзя представить в аналитическом виде. Ограничимся приближенным графическим изображением связи, которая существует между  $z$  и  $\phi$  (или  $z'$ ) при некоторых заданных значениях  $\phi_0$ . Эту связь, как в клистродах, назовем пространственно-временной диаграммой, так как она позволяет судить об изменении взаимного расположения электронов с течением времени.

На рис. 4.1,а изображена пространственно-временная диаграмма для случая, когда начальная скорость электронов  $v_0$  равна фазовой скорости бегущей волны  $v_\phi$  ( $v_0=v_\phi$ ). Вследствие периодичности изменения поля достаточно рассмотреть движение электронов, начальные фазы которых заключены в интервале от 0 до  $2\pi$ . Чтобы не усложнять диаграмму, приведенную на рис. 4.1, взяты пять электронов с начальными фазами через  $\pi/2$ . Электрон 5 аналогичен электрону 1, но отличается от последнего тем, что входит в СВЧ-поле раньше на целый период. При отсутствии взаимодействия скорость электронов остается неизменной и равной начальному значению  $v_0$ . Так как в рассматриваемом случае  $v_0=v_\phi$ , то положение электронов относительно волны не изменяется. Таким образом, фазы электронов при отсутствии взаимодействия (нет поля) остаются равными начальным значениям фазы и пространственно-временную диаграмму изображают пунктирными прямыми, параллельными оси  $z$ . Найдутся электроны, которые не будут взаимодействовать с полем, когда оно включено: это электроны 1, 3, 5, начавшие

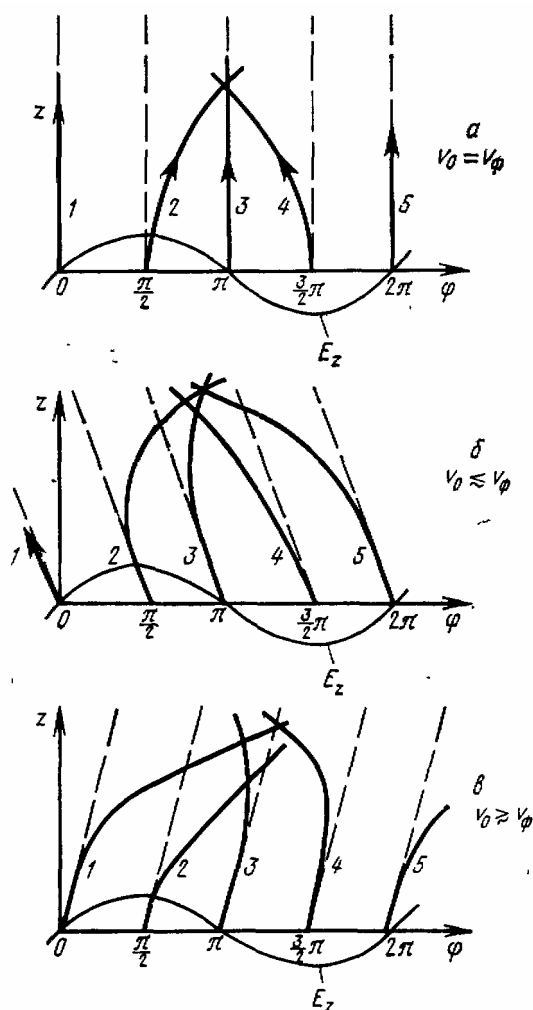


Рис. 4.1

движение при нулевом значении СВЧ-поля. Пространственно-временная диаграмма для этих электронов совпадает с пунктирными прямыми. Остальные электроны взаимодействуют с СВЧ-полем и, следовательно, изменяют скорость. Скорость электрона 2, начавшего движение в ускоряющем поле волны, увеличивается, поэтому он опережает волну. Фаза  $\phi$  этого электрона возрастает и с течением времени стремится к значению фазы электрона 3. Пространственно-временные диаграммы электронов 2 и 3 с увеличением времени, т. е. с ростом  $z$ , сближаются. Очевидно также, что должно происходить уменьшение скорости электрона 4, взаимодействующего с тормозящим СВЧ-

полем. Этот электрон начинает отставать от волны и его пространственно-временная диаграмма отклоняется влево от пунктирной прямой и приближается с увеличением  $z$  к диаграмме электрона 3.

Следовательно, при выполнении условия  $v_0 = v_\phi$  происходит группирование электронов, влетевших в СВЧ-поле в пределах периода, около электрона 3, начавшего движение в нулевом поле, соответствующем переходу от ускоряющей к тормозящей полуволне. Если группирующиеся электроны располагаются симметрично относительно электрона 3, то электроны, находящиеся в ускоряющем поле, отбирают от СВЧ-поля столько же энергии, сколько энергии отдают полю электроны, находящиеся в тормозящем поле. В этом случае энергия поля не изменяется, т. е. отсутствует усиление.

На рис. 4.1,б представлены пространственно-временные диаграммы для случая, когда начальная скорость электронов немного меньше фазовой скорости волны ( $v_0 < v_\phi$ ). Очевидно, что вследствие такого различия скоростей пунктирные линии, соответствующие отсутствию взаимодействия, должны быть наклонены влево (электроны отставали бы от волны). Влияние взаимодействия проявляется в том, что ускоряющее поле стремится уменьшить отставание электронов, а тормозящее – увеличить. Поэтому диаграммы для электронов 2, 3 отклоняются вправо, а для электрона 1, 4, 5 – влево от соответствующих пунктирных прямых.

Таким образом, при выполнении условия  $v_0 < v_\phi$  также происходит группирование электронов, однако основная часть рассматриваемых электронов оказывается в ускоряющем поле волны. В этом случае энергия, отбираемая ускоряемыми электронами от волны, превышает энергию, отдаваемую волне остальными электронами, т. е. происходит уменьшение амплитуды волны.

Пространственно-временная диаграмма, приведенная на рис. 4.1,б, соответствует случаю, когда начальная скорость электронов немного превышает фазовую скорость волны ( $v_0 > v_\phi$ ). Очевидно, что пунктирные линии, характеризующие отсутствие взаимодействия, наклонены вправо (электроны опережали бы волну). Взаимодействие электронов с ускоряющим полем увеличивает разность скоростей и усиливает опережение, а взаимодействие с тормозящим полем – уменьшает разность скоростей и ослабляет опережение. Диаграммы для электронов 1, 2, 5 отклоняются вправо от пунктирных прямых, а для электронов 3, 4 – влево. Происходит группирование основной части электронов в тормозящем поле волны. Таким образом, при  $v_0 > v_\phi$  энергия, отдаваемая основной частью потока электронов полю волны, превышает энергию, отбираемую от поля остальными электронами, и возможно усиление СВЧ-поля.

Не следует думать, что можно увеличить передаваемую энергию, выбирая  $v_0$  значительно больше  $v_\phi$ . При большой разнице скоростей электрон быстро опережает волну и поочередно взаимодействует с ускоряющими и тормозящими полуволнами поля в среднем не получая и не отдавая энергии. Обычно разность  $v_0$  и  $v_\phi$  составляет не более 5–10%. Поэтому эффективная передача энергии от электронов бегущей волне происходит при условии

$$v_0 \approx v_\phi, \quad (4.3)$$

которое называется *условием примерного синхронизма*.

Фазовая скорость волны в обычных линиях передачи равна скорости света или превышает ее. Так как электронам нельзя сообщить такую скорость, то при обычных линиях передачи невозможно выполнить условие синхронизма (4.3). В электронных СВЧ-приборах с бегущей волной применяют специальные линии передачи – *замедляющие системы*, обеспечивающие понижение фазовой скорости волны до величины значительно меньшей скорости света. Тогда подбором ускоряющего напряжения можно получить



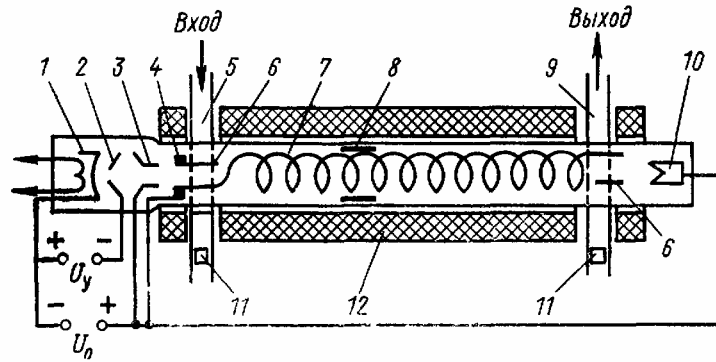


Рис. 4.2

требуемую для выполнения условия примерного синхронизма (4.3) скорость электронов.

Для большей определенности последующего рассмотрения на рис. 4.2 приведена схема устройства типовой маломощной ЛБВ типа О. Электронная пушка (прожектор) образована катодом 1, управляющим электродом 2, первым анодом 3 и вторым анодом 4. Эта система электродов обеспечивает необходимую начальную фокусировку пучка и регулировку его тока. Последняя производится изменением потенциала управляющего электрода или первого анода. Второй анод 4 через трубку 6 («антеннку») соединен со спиральной замедляющей системой 7. Трубка является элементом связи замедляющей системы с входным волноводом 5, к которому подводится усиливаемый сигнал. Такая же антеннка используется для связи с выходным волноводом 9. Для согласования входного и выходного волноводов с замедляющей системой предусмотрены подстроечные элементы 11. Положение спирали задается кварцевыми стержнями или трубками. На поверхность этих держателей наносят слой поглотителя 8 для предотвращения самовозбуждения ЛБВО. Электронный поток проходит внутри спирали, взаимодействует с СВЧ-полем спирали и затем попадает на коллектор 10, который имеет форму стакана или конуса. Фокусирующая система (соленоид) 12 обеспечивает фокусировку электронного пучка на всей длине прибора.

## § 4.2. Замедляющие системы

В технике СВЧ получили распространение замедляющие системы, основанные на использовании линий передачи с периодически изменяющимся сечением (профилем) или с периодически повторяющимися неоднородностями. В этих системах имеется продольная составляющая поля  $E$  и происходит замедление волны.

Для характеристики замедляющих систем используется коэффициент замедления, показывающий, во сколько раз скорость света больше фазовой скорости волны

$$K_{зам} = c / v_{\phi} \quad (4.4)$$

**Разновидности замедляющих систем.** На рис. 4.3 показаны некоторые разновидности замедляющих систем: спиральная  $a$ , цилиндрический диафрагмированный волновод  $b$ , коаксиальный кабель с гофрированным центральным электродом  $в$ , система встречных штырей  $г$ , гребенка  $д$ , цепочка связанных резонаторов  $е$ , двойная спираль  $ж$ , спираль с внутренним электродом  $з$ .

В маломощных ЛБВ наиболее широко используется спиральная замедляющая система (см. рис. 4.3,  $a$ ). Замедление волн в спиральной линии объясняется наглядно. Волна распространяется вдоль провода спирали с фазовой

скоростью  $v_{\phi l}$ , равной скорости света  $c$ . Фазовая скорость волны по направлению  $z$  (оси спирали) меньше и равна проекции скорости на это направление, т. е.

$$v_{\phi z} = v_{\phi l} \cos \alpha, \quad (4.5)$$

где  $\alpha$ —угол наклона витков спирали, зависящий от диаметра витков  $D$  и шага  $L$  (период спирали). Если шаг спирали мал ( $L \ll \pi D$ ), то  $\cos \alpha \approx L / \pi D$ . Тогда из (4.5) при  $v_{\phi l} = c$  получим

$$v_{\phi z} = cL / \pi D. \quad (4.6)$$

Для спиральной замедляющей системы с учетом (4.4)  $K_{зам} \approx \pi D / L$ . Замедление волны увеличивается с ростом диаметра витков и уменьшением шага спирали.

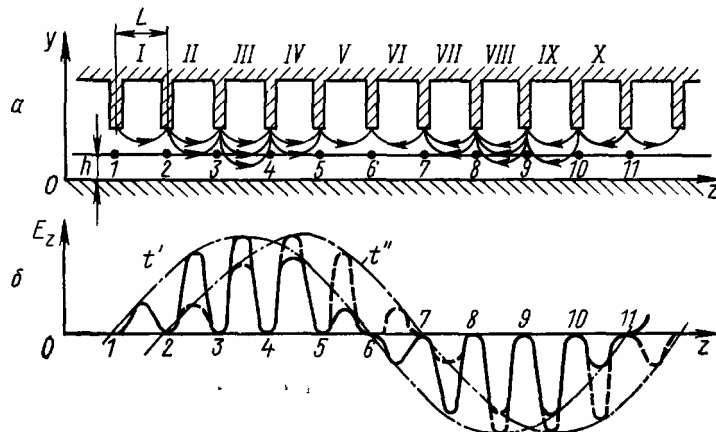
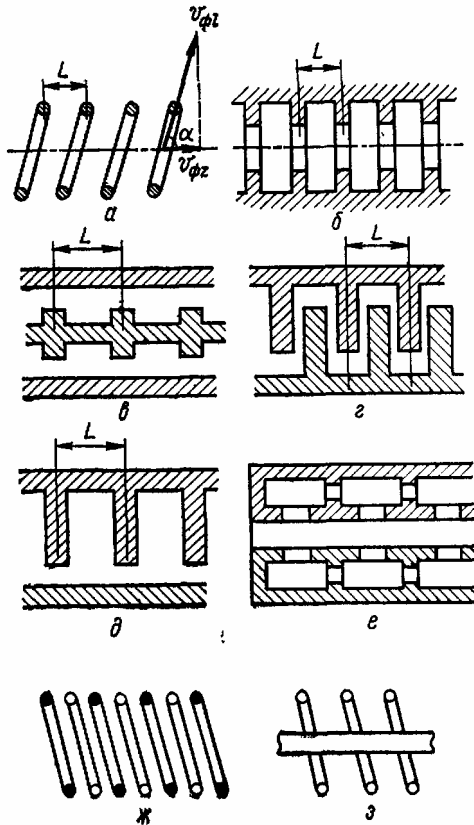


Рис. 4.4

**Поле в периодических замедляющих системах и пространственные гармоники.** Рассмотрим бесконечно протяженную замедляющую систему, изображенную на рис. 4.4,а. В линии передачи бесконечной длины должна существовать бегущая волна; предположим, что волна распространяется вправо.

На рис. 4.4,а показана картина силовых линий электрического поля для некоторого момента времени вблизи выступов гребенчатой замедляющей системы (при удалении от выступов картина поля может оказаться более сложной из-за влияния соседних выступов). Картина силовых линий во всех ячейках, определяемых пространственным периодом  $L$ , подобна, но напряженность поля в них неодинакова, как во всякой бегущей волне. На рис. 4.4,а рост напряженности поля отмечен увеличением числа силовых линий между выступами.

В общем случае поле в замедляющей системе зависит от координат  $x$ ,  $y$ ,  $z$  и времени  $t$ . Для анализа процесса взаимодействия электронов с полем необходимо знать изменение составляющей поля  $E_z$ , совпадающей с направлением движения электронов. Предположим, что пучок электронов бесконечно тонкий и находится на расстоянии  $h$  от нижнего (плоского) электрода. В этом случае требуется выяснить, как зависит  $E_z$  от  $z$  при  $y=h$ .

Очевидно, что в точках 1, 2, 3 и т. д., находящихся под серединой выступов,  $E_z=0$ , так как в этих точках силовая линия перпендикулярна оси  $z$ . В каждой ячейке поле  $E_z$  максимально в середине ячейки, где  $E_y=0$ . Таким образом, зависимость  $E_z$  от координаты  $z$  в моменты времени  $t'$  и  $t''>t'$  имеет вид, показанный на рис. 4.4,б. Зависимость несинусоидальная, а смещение огибающей вправо соответствует выбранному направлению распространения поля.

Строгое рассмотрение поля в периодических замедляющих системах должно основываться на решении уравнений Максвелла при выполнении граничных условий на поверхности электродов, профиль которых периодически изменяется (периодические граничные условия). Частное решение уравнений Максвелла в периодических замедляющих системах для амплитуды продольной составляющей напряженности электрического поля  $E_z$  имеет вид

$$E_z(x, y, z) = \bar{E}_z(x, y, z) \exp(-j\beta_0 z), \quad (4.7)$$

где  $E_z(x, y, z)$  — периодическая по координате  $z$  функция с периодом, равным периоду замедляющей системы  $L$ , а  $\beta_0$  — некоторое волновое число.

Сравним амплитудные значения поля  $E_z$  в симметричных точках замедляющей системы, т. е. в точках, отстоящих друг от друга на величину периода  $L$ . Из (4.7) следует, что

$$E_z(x, y, z+L) = \bar{E}_z(x, y, z+L) \exp[-j\beta_0(z+L)] \quad (4.8)$$

Вследствие периодичности функции  $E_z$

$$\bar{E}_z(x, y, z+L) = \bar{E}_z(x, y, z). \quad (4.9)$$

Используя (4.7) и (4.9), можно привести (4.8) к виду

$$E_z(x, y, z+L) = E_z(x, y, z) \exp(-j\beta_0 L). \quad (4.10)$$

Таким образом, амплитуда поля в любом поперечном сечении замедляющей системы отличается от амплитуды поля в другом сечении, смещенном на период, лишь комплексной постоянной  $\exp(-j\beta_0 L)$ . Этот вывод называют теоремой Флоке для периодических систем.

Вернемся к уравнению (4.7). Периодическую функцию  $\bar{E}_z(x, y, z)$  можно разложить в ряд Фурье по координате  $z$ . При записи в комплексном виде эта функция представляется рядом

$$\bar{E}_z(x, y, z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} E_{zp}(x, y) \exp\left(-jp \frac{2\pi}{L} z\right), \quad (4.11)$$

где  $p$ —целые числа ( $0, \pm 1, \pm 2 \dots$ ), а

$$E_{zp}(x, y) = \frac{1}{L} \int_0^L \bar{E}_z(x, y, z) \exp\left(jp \frac{2\pi}{L} z\right) dz \quad (4.12)$$

— коэффициенты разложения в ряд.

Подставляя (4.11) в (4.7), получаем зависимость амплитуды поля от координат

$$E_z(x, y, z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} E_{zp}(x, y) \exp(-j\beta_p z), \quad (4.13)$$

где

$$\beta_p = \beta_0 + p2\pi/L; \quad p=0, \pm 1, \pm 2 \dots \quad (4.14)$$

Чтобы учесть гармоническое изменение поля во времени, необходимо выражения (4.7) и (4.13) дополнить сомножителем  $\exp(j\omega t)$ . Тогда

$$E_z(x, y, z, t) = E_z(x, y, z) \exp(j\omega t) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} E_{zp}(x, y) \exp[j(\omega t - \beta_p z)] \quad (4.15)$$

Следовательно, поле в периодической замедляющей системе можно представить бесконечной суммой бегущих волн с одинаковой частотой  $\omega$  и различающихся коэффициентами фазы  $\beta_p$  и амплитудами  $E_{zp}$ . Эти волны появились в результате разложения функции  $E_z(x, y, z)$  в ряд по пространственной координате, поэтому их называют *пространственными гармониками*. Их не следует смешивать с временными гармониками, которые получаются при разложении в ряд несинусоидальных периодических функций времени и имеют кратные частоты. Все пространственные гармоники изменяются во времени с частотой входного сигнала, а появление различных коэффициентов фазы — это результат несинусоидальной зависимости поля  $E_z$  от координаты  $z$ .

Пространственные гармоники существуют только совместно, в сумме представляя реальное поле в замедляющей системе с периодическим изменением профиля или границ электродов. Решение в виде одной пространственной гармоники (одной бегущей волны) не может удовлетворить граничным условиям.

**Параметры пространственных гармоник.** Пространственные гармоники в соответствии с (4.14) имеют различные коэффициенты фазы  $\beta_p$ . Гармоника  $p=0$  называется нулевой пространственной гармоникой,  $p=+1$  — плюс первой,  $p=-1$  — минус первой и т. д. Гармоники с номером  $p>0$  называются положительными, а с  $p<0$  — отрицательными. Величина  $\beta_0$  — коэффициент фазы нулевой пространственной гармоники.

Выражение (4.14) можно преобразовать к виду

$$\beta_p = (\varphi_0 + 2\pi p)/L = \varphi_p/L, \quad (4.16)$$

где  $\varphi_0 = \beta_0 L$  — сдвиг фазы на один период  $L$  для нулевой пространственной гармоники, а  $\varphi_p = \varphi_0 + 2\pi p$  — сдвиг фазы для гармоники  $p$ .

Длина волны гармоники

$$\lambda_{gp} = 2\pi/\beta_p = 2\pi / \left( \beta_0 + \frac{2\pi}{L} p \right). \quad (4.17)$$

Фазовая скорость пространственной гармоники

$$v_{\text{ф}p} = \omega/\beta_p = \omega / \left( \beta_0 + \frac{2\pi}{L} p \right). \quad (4.18)$$

Таким образом, пространственные гармоники, обладают различными фазовыми скоростями. Нулевая гармоника ( $p=0$ ) имеет скорость

$$v_{\text{ф}0} = \omega/\beta_0 = \omega / (2\pi/\lambda_{\text{в}0}), \quad (4.19)$$

где  $\lambda_{\text{в}0}$  – длина волны в замедляющей системе нулевой гармоники. Важно отметить, что в периодических замедляющих системах и нулевая пространственная гармоника имеет фазовую скорость меньшую, чем в системе без периодического изменения профиля, т. е. также оказывается замедленной.

Сравним величины фазовых скоростей пространственных гармоник по формуле (4.18). Для определенности предположим, что  $\beta_0 > 0$ , т. е. фазовая скорость нулевой гармоники  $v_{\text{ф}0}$  направлена по оси  $z$ . Если при этом длина волны в замедляющей системе  $\lambda_{\text{в}0}$  для нулевой гармоники больше периода  $L$

$$\beta_0 = 2\pi/\lambda_{\text{в}0} < 2\pi/L, \quad (4.20)$$

то для положительных  $p$  ( $+1, +2$  и т. д.)  $v_{\text{ф}p} > 0$ , т. е. фазовая скорость направлена также вдоль оси  $z$ , а величина скорости по формуле (4.18) будет уменьшаться с ростом номера гармоники  $p$ . При отрицательных номерах  $p$  ( $-1, -2$  и т. д.)  $v_{\text{ф}p} < 0$ , т. е. направление фазовой скорости изменилось на обратное. Абсолютная величина  $v_{\text{ф}p}$  при  $p < 0$  также уменьшается с ростом номера гармоники. Таким образом, при выполнении условия (4.20) максимальное значение фазовой скорости соответствует нулевой пространственной гармонике. Часто пространственную гармонику, имеющую наибольшую фазовую скорость, называют *основной*. В нашем случае основной оказывается нулевая пространственная гармоника. В некоторых вариантах конструкции замедляющей системы основной пространственной гармоникой может оказаться гармоника с номером  $p = -1$ .

Сравним пространственные гармоники по величине групповой скорости, которая характеризует скорость переноса энергии:

$$v_{\text{г}p} = d\omega/d\beta_p. \quad (4.21)$$

Используя выражение (4.16), получаем

$$v_{\text{г}p} = d\omega/d\beta_0 = v_{\text{г}}, \quad (4.22)$$

т. е. групповая скорость всех пространственных гармоник одинакова и равна групповой скорости нулевой гармоники  $v_{\text{г}}$  и номер гармоники можно не писать. Это еще раз показывает, что пространственные гармоники существуют совместно и понятие групповой скорости нельзя отнести только к одной из них.

Поскольку величина и направление групповой скорости одинаковы для всех гармоник, удобно считать групповую скорость всегда положительной и сравнивать с ней фазовые скорости гармоник. Фазовую скорость гармоники будем считать положительной, если ее направление совпадает с направлением групповой скорости (т. е. с направлением от генератора к нагрузке), и отрицательной – при противоположном направлении.

Волну, в которой направления групповой и фазовой скоростей одинаковы, называют *прямой волной*, волну с противоположными направлениями скоростей – *обратной волной*. Соответственно и пространственные гармоники можно разделить на прямые и обратные. Все гармоники с отрицательными номерами ( $p < 0$ ) – обратные, а с положительными ( $p > 0$ ) – прямые. Нулевая гармоника ( $p=0$ ) может быть прямой ( $v_{\phi 0} > 0$ ) и обратной ( $v_{\phi 0} < 0$ ).

Используя (4.18) и (4.21), установим связь групповой и фазовой скоростей:

$$v_g = \frac{v_{\phi p}}{1 - (\omega/v_{\phi p}) (dv_{\phi p}/d\omega)}. \quad (4.23)$$

В замедляющей системе, как в любой линии передачи, фазовая и групповая скорости зависят от частоты. Эти зависимости называются *дисперсионными характеристиками* системы, или дисперсией. Дисперсию называют *нормальной*, если абсолютное значение фазовой скорости уменьшается с ростом частоты, т. е.

$$\frac{d|v_{\phi p}|}{d\omega} < 0. \quad (4.24)$$

При

$$\frac{d|v_{\phi p}|}{d\omega} > 0 \quad (4.25)$$

дисперсия фазовой скорости *аномальная*. Дисперсия отрицательных пространственных гармоник ( $p < 0$ ), или обратных, всегда аномальная, а положительных ( $p > 0$ ), или прямых, может быть аномальной и нормальной. Характер дисперсии нулевой гармоники ( $p=0$ ) зависит от того, прямая она или обратная. Если нулевая гармоника прямая, то дисперсия может быть любой и определяется конкретным типом замедляющей системы. Если нулевая гармоника обратная, то независимо от типа замедляющей системы дисперсия аномальная.

Необходимо отметить, что если известна зависимость фазовой скорости нулевой гармоники от частоты  $v_{\phi 0}(\omega)$ , то можно определить зависимость от частоты фазовой скорости любой пространственной гармоники по формуле (4.18), которую удобнее для этой цели преобразовать к виду

$$v_{\phi p} = \frac{v_{\phi 0}(\omega)}{1 + p(2\pi/L)(v_{\phi 0}(\omega)/\omega)}. \quad (4.26)$$

Замедляющие системы – это линии передачи с периодически повторяющимися неоднородностями. Обычно их представляют в виде эквивалентных схем с сосредоточенными параметрами – емкостями и индуктивностями. Такая схема обладает свойствами фильтров. Каждый период замедляющей системы на эквивалентной схеме представляется звеном фильтра с реактивными сопротивлениями  $X_1$  и  $X_2$  (**рис. 4.5**). В зависимости от конструкции замедляющей системы звено фильтра может быть фильтром

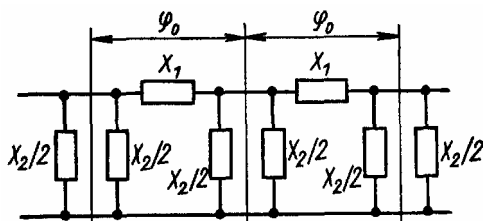


Рис. 4.5

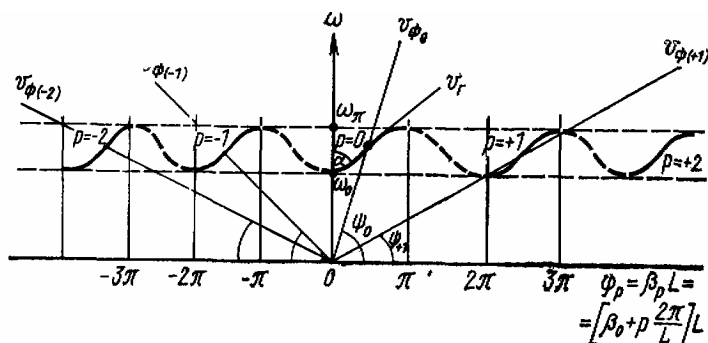
низших частот ( $X_1$  – индуктивность,  $X_2$  – емкость), фильтром высших частот ( $X_1$  – емкость,  $X_2$  – индуктивность) или полосовым фильтром, если  $X_1$  или  $X_2$  – реактивные сопротивления резонансного контура. Полосу пропускания эквивалентной схемы определяют из теории фильтров частотами  $\omega_0$  и  $\omega_\pi$ , на которых сдвиг фазы  $\phi_0$  на одно звено равен нулю и  $180^\circ$ .

Параметры эквивалентной схемы выбраны так, чтобы сдвиг фазы на одно звено  $\phi_0$  равнялся изменению фазы нулевой пространственной

гармоники на одном периоде замедляющей системы, т. е.  $\varphi_0 = \beta_0 L$ . Другими словами, представление замедляющей системы эквивалентной схемой справедливо только для нулевой пространственной гармоники. По эквивалентной схеме можно выяснить дисперсию нулевой гармоники, а затем, используя формулу (4.26), также и дисперсию других пространственных гармоник.

Зависимость фазовой скорости гармоник от частоты можно проследить с помощью дисперсионных характеристик, одна из разновидностей которых показана на **рис. 4.6**. По оси абсцисс отложен фазовый сдвиг на один период замедляющей системы  $\varphi_p = \beta_p L$ , определяемый формулой (4.16), а по оси ординат – частота  $\omega$ . Сплошные кривые относятся к гармоникам  $p=0, \pm 1, \pm 2$ . Нулевая гармоника ( $p=0$ ) соответствует изменению угла  $\varphi_p = \varphi_0 = \beta_0 L$  от 0 до  $\pi$ . Эти пределы в соответствии с теорией фильтров определяют полосу пропускания, заключенную между  $\omega_0$  и  $\omega_\pi$ . Сдвиг фазы для гармоники  $p=+1$  по определению (4.16) на  $2\pi$  больше, чем при  $p=0$ , поэтому кривая для  $p=+1$  существует в пределах от  $2\pi$  до  $3\pi$ . Соответственно смещаются на  $2\pi$  вправо кривые при каждом увеличении на единицу номера  $p$ . Переход от  $p=0$  к  $p=-1$  эквивалентен смещению кривой в область значений фазы от  $-\pi$  до  $-2\pi$  и т. п. Полоса пропускания для всех пространственных гармоник одинакова и равна полосе пропускания эквивалентной схемы и замедляющей системы.

Фазовая скорость гармоники с учетом (4.18) пропорциональна тангенсу угла наклона  $\psi$  прямой, проведенной через начало координат и точку дисперсионной характеристики при



**Рис. 4.6**

выбранной частоте  $\omega$ . Групповая скорость гармоники по формуле (4.21) пропорциональна производной в данной точке. Очевидно, что на границах полосы пропускания групповая скорость гармоник равна нулю (экстремальные точки кривых).

Групповая скорость всех пространственных гармоник при данной частоте  $\omega$  одинакова и положительна. Для варианта замедляющей системы, дисперсионная характеристика которой приведена на рис. 4.6, наибольшая фазовая скорость у нулевой гармоники. С увеличением положительного номера  $p$  фазовая скорость уменьшается, фазовые скорости отрицательных гармоник отрицательны (противоположны направлению групповой скорости) и также уменьшаются с ростом номера. В рассматриваемом случае гармоники  $p=0, +1, +2$  – прямые, а  $p=-1, -2$  – обратные. Используя дисперсионные характеристики, можно выяснить зависимость фазовой скорости любой пространственной гармоники от частоты.

### § 4.3. Элементы линейной теории ЛБВО

В § 4.1 несколько отвлеченно рассмотрено взаимодействие электронов с бегущей волной и введено условие примерного синхронизма (4.3), обеспечивающее передачу энергии от электронного потока СВЧ-полю. Реальное поле замедляющей системы представляется не одной, а большим числом бегущих волн (пространственных гармоник), с сильно различающимися фазовыми скоростями. Поэтому условие примерного синхронизма может быть выполнено лишь для какой-то одной пространственной гармоники.

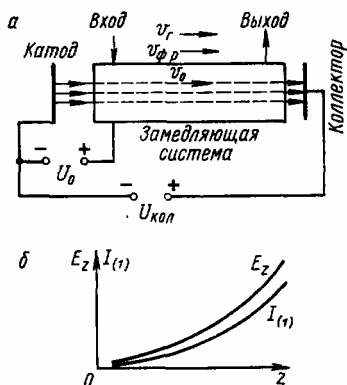


Рис. 4.7

В лампах бегущей волны рабочей является прямая волна (прямая пространственная гармоника: нулевая гармоника, если она прямая, или положительная гармоника). Поэтому целесообразно называть такие приборы *лампами прямой волны*, чтобы отличать их от других приборов с бегущими волнами – *ламп обратной волны*, в которых используется обратная волна (обратная пространственная гармоника).

Принципиальная особенность ЛБВ как лампы прямой волны состоит в том, что в ней направление фазовой скорости прямой пространственной гармоники  $v_{\phi p}$  совпадает с направлением групповой скорости  $v_g$  (направлением движения СВЧ-энергии в замедляющей системе). В то же время для передачи энергии от электронного потока волне необходимо выполнить условие примерного синхронизма, предполагающего совпадение направлений скорости электронов  $v_0$  и фазовой скорости пространственной гармоники  $v_{\phi p}$ . Таким образом, направления скоростей  $v_{\phi p}$ ,  $v_0$  и  $v_g$  в ЛБВ совпадают, и это определяет ее принципиальную схему (рис. 4.7,а).

Вход сигнала должен находиться у катодного конца замедляющей системы, а выход – у коллекторного. Электроны передают свою энергию полю одной (рабочей) гармоники, в результате ее амплитуда возрастает. Остальные пространственные гармоники непосредственно с электронами не взаимодействуют, однако их амплитуды не остаются постоянными, а увеличиваются в такой же степени, как и амплитуда рабочей гармоники. Объясняется это тем, что соотношение амплитуд гармоник  $E_{zр}$  определяется характером периодической функции (4.11), которая при данном профиле электродов замедляющей системы остается неизменной.

Таким образом, взаимодействие электронов с полем одной пространственной гармоники должно приводить к одновременному росту амплитуд всех гармоник, т. е. к увеличению всего поля замедляющей системы. На рис. 4.7,б показано изменение в ЛБВО амплитуды первой гармоники конвекционного тока и напряженности поля.

Таким образом, взаимодействие электронов с полем одной пространственной гармоники должно приводить к одновременному росту амплитуд всех гармоник, т. е. к увеличению всего поля замедляющей системы. На рис. 4.7,б показано изменение в ЛБВО амплитуды первой гармоники конвекционного тока и напряженности поля.

При самом общем рассмотрении длительного взаимодействия электронов и СВЧ-поля в § 4.1 предполагалось, что фазовая скорость волны в процессе взаимодействия остается неизменной и равной фазовой скорости волны в замедляющей системе без электронного пучка («холодная» система). Электроны, взаимодействуя с этой волной, смещаются относительно нее и группируются в сгустки. Но модулированный по плотности электронный поток, в свою очередь, должен создавать в замедляющей системе наведенный ток, что эквивалентно некоторой нагрузке или изменению параметров эквивалентной схемы замедляющей системы на рис. 4.5 и изменению фазовой скорости. Следовательно, фазовая скорость в системе с электронным потоком («горячая» система) отличается от фазовой скорости в холодной системе и поэтому соотношение между скоростью электронов и фазовой скоростью волны изменяется в процессе взаимодействия



в результате изменения как скорости электронов, так и фазовой скорости волны. Поэтому требуется более строгий анализ процесса взаимодействия и дополнительное рассмотрение условия примерного синхронизма (4.3). В простейшем случае этот анализ возможен на основе линейной теории ЛБВ.

Линейная теория процесса взаимодействия основана на предположении, что относительные изменения скорости электрона и плотности электронного потока малы, т. е. малы амплитуды их переменных составляющих.

Линейная теория ЛБВ разбивается на три этапа:

1) продольная составляющая электрического поля  $E$  в замедляющей системе считается заданной и определяется модуляция электронного потока по плотности, т.е. амплитуда конвекционного тока; 2) переменная составляющая конвекционного тока считается заданной и определяется СВЧ-поле, создаваемое в замедляющей системе наведенным током; 3) уравнения, полученные на предыдущих этапах, решают совместно.

Рассмотрим, опуская математические выкладки, основные выводы линейной теории ЛБВ\*. Сложный процесс взаимодействия поля и электронного потока в линейной теории можно описать с помощью четырех парциальных волн с различными коэффициентами распространения  $\Gamma^{(i)}$ :

$$\left. \begin{aligned} \Gamma^{(i)} &= \alpha^{(i)} + j\beta^{(i)}, \quad i = 1, 2, 3, 4; \\ \Gamma^{(1)} &= \alpha^{(1)} + j\beta^{(1)}, \quad \alpha^{(1)} = \frac{\sqrt{3}}{2} \beta_0 C, \quad \beta^{(1)} = \beta_0 (1 + C/2); \\ \Gamma^{(2)} &= \alpha^{(2)} + j\beta^{(2)}, \quad \alpha^{(2)} = -\frac{\sqrt{3}}{2} \beta_0 C, \quad \beta^{(2)} = \beta_0 (1 + C/2); \\ \Gamma^{(3)} &= \alpha^{(3)} + j\beta^{(3)}, \quad \alpha^{(3)} = 0, \quad \beta^{(3)} = \beta_0 (1 - C); \\ \Gamma^{(4)} &= \alpha^{(4)} + j\beta^{(4)}, \quad \alpha^{(4)} = 0, \quad \beta^{(4)} = -\beta_0 (1 - C^2/4); \end{aligned} \right\} \quad (4.27)$$

где

$$C = \sqrt{I_0 R_{св} / 4U_0} \quad (4.28)$$

— параметр усиления;

$$R_{св} = E_{zp}^2 / 2\beta_p^2 P \quad (4.29)$$

— сопротивление связи;  $I_0$  — ток пучка;  $U_0$  — ускоряющее напряжение;  $\beta_p$  — коэффициент фазы (4.16);  $P$  — подводимая к замедляющей системе мощность,  $E_{zp}$  — амплитуда гармоники.

Три волны распространяются по оси  $z$ , так как  $\beta^{(1)}$ ,  $\beta^{(2)}$  и  $\beta^{(3)}$  положительны, а четвертая — в обратном направлении ( $\beta^{(4)} < 0$ ), т. е. навстречу электронам.

Фазовые скорости парциальных волн различны и определяются по формулам;

$$\begin{aligned} v_{\text{фр}}^{(1)} = \omega / \beta^{(1)} &= v_0 / (1 + C/2); \quad v_{\text{фр}}^{(2)} = \omega / \beta^{(2)} = v_0 / (1 + C/2); \\ v_{\text{фр}}^{(3)} = \frac{\omega}{\beta^{(3)}} &= \frac{v_0}{1 - C}; \quad v_{\text{фр}}^{(4)} = \frac{\omega}{\beta^{(4)}} = \frac{-v_0}{(1 - C^2/4)}. \end{aligned} \quad (4.30)$$

Параметр усиления  $C$  (4.28) в ЛБВ составляет 0,02–0,2. Считая  $C \ll 1$  и подставляя значения  $\beta^{(i)}$  в (4.30), сделаем вывод, что  $v_{\text{фр}}^{(1)}$  и  $v_{\text{фр}}^{(2)}$  немного меньше скорости электронного потока  $v_0$ ,  $v_{\text{фр}}^{(3)}$  — немного больше  $v_0$ , а  $v_{\text{фр}}^{(4)} \approx -v_0$ .

Продольная составляющая поля любой парциальной волны с номером  $i$  с учетом (4.27)

\* См., например, книгу: Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Т. II. Изд. 2-е. М., «Высшая школа», 1972.

$$E_{zp} \exp(j\omega t - \Gamma^{(i)}z) = E_{zp} \exp(-\alpha^{(i)}z) \exp j(\omega t - \beta^{(i)}z) = \\ = E_{zp}^{(i)} \exp j(\omega t - \beta^{(i)}z). \quad (4.31)$$

Поэтому амплитуда первой волны ( $i=1$ ) убывает ( $\alpha^{(1)} > 0$ ), а второй ( $i=2$ ) возрастает ( $\alpha^{(2)} < 0$ ) при распространении этих волн вдоль оси  $z$ . Амплитуды третьей и четвертой волн остаются неизменными ( $\alpha^{(3)} = \alpha^{(4)} = 0$ ). Следовательно, только вторая парциальная волна характеризует процесс усиления в ЛБВ. На **рис. 4.8** показаны изменения по длине ЛБВ амплитуд трех парциальных волн, так как четвертой волной при малых параметрах усиления можно пренебречь.

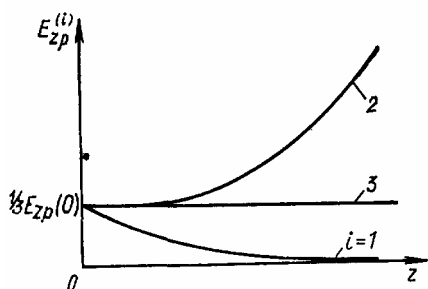


Рис. 4.8

Коэффициенты распространения (4.27) получены для частного случая, когда начальная скорость электронов и фазовая скорость пространственной гармоники в холодной системе равны ( $v_0 = v_{\text{фр}}$ ). Сначала могло показаться, что этот случай неблагоприятен, так как на основании § 4.1 не обеспечивает передачи энергии от электронного потока волне. Однако в горячей системе фазовые скорости парциальных волн  $v_{\text{фр}}^{(1)}$  и  $v_{\text{фр}}^{(2)}$  оказываются меньше, чем  $v_{\text{фр}}$  в холодной системе, условие примерного синхронизма (4.3) оказывается выполненными в горячей системе, обеспечивая эффективную передачу энергии от электронного потока полю на одной из этих волн.

Более общее рассмотрение показывает, что усиление на второй парциальной волне ( $i=2$ ) возможно даже в том случае, когда начальная скорость электронов  $v_0$  несколько меньше фазовой скорости  $v_{\text{фр}}$  в холодной системе. Принято отклонение  $v_0$  от  $v_{\text{фр}}$  характеризовать *параметром начальной несинхронности* (начального рассинхронизма):

$$b = (v_0 - v_{\text{фр}}) / C v_{\text{фр}}, \quad (4.32)$$

где  $C$  – параметр усиления (4.28). Значение  $b$ , соответствующее получению максимального коэффициента усиления, называют оптимальным ( $b_{\text{опт}}$ ). Из (4.32) следует, что

$$v_0 = v_{\text{фр}} (1 + bC). \quad (4.33)$$

Теория показывает, что при малой величине параметра усиления  $C$  и малой плотности тока, когда можно пренебречь влиянием пространственного заряда,  $b_{\text{опт}} = 0$ , т.е. максимальное усиление получается при точном синхронизме в холодной системе ( $v_0 = v_{\text{фр}}$ ). В этом случае при  $b < 0$  и в  $b > 0$  коэффициент усиления уменьшается. Однако с увеличением  $C$  и тока пучка  $I_0$  (мощные ЛБВ) оптимальный параметр несинхронности  $b_{\text{опт}}$  оказывается положительным и может составлять 1–2, а усиления при  $b < 0$  в этом случае может и не наблюдаться.

Интервал скорости  $v_0$ , в котором возможно усиление ЛБВ, можно определить из (4.33), подставляя граничные значения  $b_{\text{мин}}$  и  $b_{\text{макс}}$  параметра несинхронности:

$$\left. \begin{aligned} v_{0(\text{мин})} &= v_{\text{фр}} (1 + b_{\text{мин}} C), \\ v_{0(\text{макс})} &= v_{\text{фр}} (1 + b_{\text{макс}} C). \end{aligned} \right\} \quad (4.34)$$

Например, при  $C = 0,05$ ,  $b_{\text{мин}} = -1$  и  $b_{\text{макс}} = 1$  значение  $v_{0(\text{мин})} = 0,95 v_{\text{фр}}$ , а  $v_{0(\text{макс})} = 1,0 v_{\text{фр}}$ , т.е. допустимый диапазон изменения скорости электронов составляет 10%.

#### § 4.4. Параметры и характеристики ЛБВО

**Коэффициент усиления.** Линейная теория позволяет определить коэффициент усиления ЛБВО в линейном режиме работы. При малом параметре усиления можно пренебречь влиянием четвертой парциальной волны. Условия распространения трех остальных волн мало отличаются, поэтому мощность подводимого сигнала на входе ЛБВО поровну распределяется между, этими волнами, т.е. начальные амплитуды волн равны, как показано на [рис. 4.8](#), при  $z=0$ .

При достаточно большой длине  $l$  ЛБВО экспоненциально возрастающая амплитуда второй волны ( $i=2$ ) станет много больше амплитуд двух других волн. Поэтому, пренебрегая последними, можно определить коэффициент усиления ЛБВО по напряжению как отношение амплитуды второй волны на выходе  $z=l$  к амплитуде входного сигнала  $E_{zp}(0)$ :

$$K_{y(U)} = E_{zp}^{(2)}(l) / E_{zp}(0). \quad (4.35)$$

С учетом [\(4.31\)](#) и [\(4.27\)](#)

$$\begin{aligned} E_{zp}^{(2)}(l) &= E_{zp}^{(2)}(0) \exp(-\alpha^{(2)} l) = 1/3 E_{zp}(0) \exp(-\alpha^{(2)} l) = \\ &= 1/3 E_{zp}(0) \exp\left(\frac{\sqrt{3}}{2} \beta_0 Cl\right). \end{aligned}$$

Подставляя эту величину в (4.35), получаем

$$K_{y(U)} = \frac{1}{3} \exp(-\alpha^{(2)} l) = \frac{1}{3} \exp\left(\frac{\sqrt{3}}{2} \beta_0 Cl\right) \quad (4.36)$$

Учитывая [\(4.17\)](#), в рассматриваемом случае можно записать, что  $\beta_0 = 2\pi/\lambda_{вр}$ , где  $\lambda_{вр}$  – длина волны пространственной гармоники. Тогда

$$K_{y(U)} = \frac{1}{3} \exp(\pi \sqrt{3} NC), \quad (4.37)$$

где

$$N = l/\lambda_{вр} \quad (4.38)$$

электрическая длина замедляющей системы для используемой пространственной гармоники. Обычно, выражая величину  $K_{y(U)}$  в децибелах, вместо (4.37) записывают формулу

$$K_{y(U)} = -9,54 + 47,3NC. \quad (4.39)$$

Следовательно, коэффициент усиления определяется параметром усиления  $C$  и величиной  $N$ . С увеличением тока пучка  $I_0$  или сопротивления связи  $R_{св}$  параметр  $C$  возрастает и коэффициент усиления также увеличивается. Влияние тока  $I_0$  очевидно, так как рост его означает увеличение количества электронов, взаимодействующих с электромагнитной волной. Рост  $N$  может быть достигнут увеличением длины спирали  $l$ , что приводит к увеличению времени взаимодействия электронов и поля и возрастанию коэффициента усиления. Однако длина не может быть взята очень большой. Формулы (4.37) и (4.39) получены из линейной теории ЛБВ, в которой предполагается, что переменные составляющие всех величин остаются небольшими по сравнению с постоянными составляющими. При большой длине  $l$  к концу ЛБВ может наступить нелинейный режим, ограничивающий коэффициент усиления. Обычно в ЛБВ  $N=10-30$ .

При больших коэффициентах усиления ЛБВ появляется опасность самовозбуждения.

Если замедляющая система недостаточно хорошо согласована с нагрузкой, то отраженная от выходного конца мощность достигает входа ЛБВ, что может привести к самовозбуждению. Для его устранения применяют поглотитель (см. на [рис. 4.2](#) элемент 8).

Формулу (4.39) при наличии поглотителя можно привести к виду:

$$K_y = BCN + A + A_1;$$

$$B = 47,3 \text{ дБ}; \quad A = -9,54 \text{ дБ}; \quad A_1 = -(4 \div 10) \text{ дБ}, \quad (4.40)$$

где  $A_1$  – учитывает уменьшение коэффициента усиления, вызванное поглотителем, а  $N$  – разность электрической длины ЛБВ и поглотителя, так как усилительные свойства на участке поглотителя уже учтены в величине  $A_1$ . Очень важно правильно выбрать положение и длину поглотителя. Обычно поглотитель находится на расстоянии примерно  $(1/3)l$  от входа, а длина поглотителя не превышает  $(1/10—1/8)l$ .

Коэффициент усиления ЛБВО составляет 15–35 дБ, а в маломощных лампах доходит до 60 дБ.

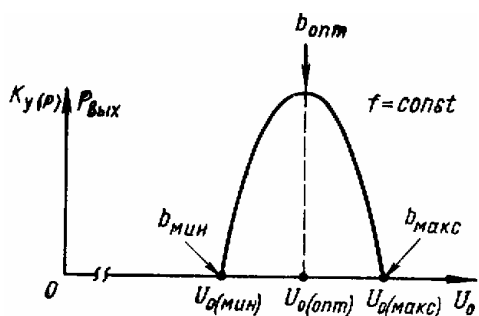


Рис. 4.9

**Зависимость коэффициента усиления и выходной мощности от ускоряющего напряжения.**

Эти зависимости показаны на [рис. 4.9](#). Максимальные величины  $K_{y(p)}$  и  $P_{\text{вых}}$  получаются при оптимальном параметре начального рассинхронизма в формуле (4.32), а соответствующее ускоряющее напряжение называется также оптимальным ( $U_{0(\text{опт})}$ );  $U_{0(\text{мин})}$  и  $U_{0(\text{макс})}$  соответствуют граничным значениям  $b_{\text{мин}}$  и  $b_{\text{макс}}$  параметра рассинхронизма в (4.34).

Изображенная кривая относится к рабочей

пространственной гармонике. При переходе к другой гармонике условие синхронизма должно быть выполнено для другой фазовой скорости. Поэтому необходимо подобрать новое значение скорости электронов, а следовательно, и ускоряющего напряжения  $U_{0(\text{опт})}$ .

**Амплитудно-частотная характеристика.** Зависимость коэффициента усиления от частоты сигнала при постоянном ускоряющем напряжении  $U_0$  определяется дисперсионными характеристиками замедляющей системы, качеством согласования на входе и выходе ЛБВ. При идеальном согласовании эта зависимость связана с дисперсией фазовой скорости используемой прямой пространственной гармоники  $v_{\text{фр}}$  ([рис. 4.10, а](#)). Заштрихованная область соответствует параметрам начального рассинхронизма (4.32), при которых имеется усиление сигнала. В данном случае рассинхронизм происходит из-за изменения фазовой скорости в холодной системе при изменении частоты сигнала, а начальная скорость электронов  $v_0$  неизменна. Точкам пересечения 1 и 2 границ области допустимого рассинхронизма с кривой  $v_{\text{фр}}(f)$  соответствует нулевое значение  $K_{y(U)}$  на частотах  $f_1$  и  $f_2$  ([рис. 4.10, б](#)). Максимальное значение  $K_{y(U)\text{макс}}$  наблюдается на некоторой частоте между  $f_1$  и  $f_2$ , а полоса пропускания ЛБВ определяется частотами  $f_B$  и  $f_H$ , на которых  $K_{y(U)}$  уменьшается до уровня  $0,707K_{y(U)\text{макс}}$ .

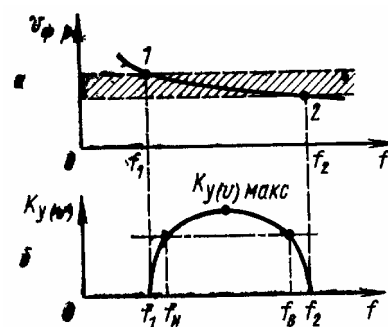


Рис. 4.10

Для получения широкой полосы пропускания требуется замедляющая система со слабой зависимостью фазовой скорости от частоты (слабая дисперсия). Основное применение в широкополосных ЛБВ нашли спиральные замедляющие системы. Отношение  $f_B/f_H$  в различных типах ЛБВ составляет от 1,1 до 4, что соответствует полосе пропускания от 10 до 100% средней

частоты. Ограничение полосы практически связано с трудностью обеспечить хорошее согласование входа и выхода ЛБВ в широкой полосе частот.

**Амплитудная характеристика.** На рис. 4.11 приведена амплитудная характеристика ЛБВО и зависимость коэффициента усиления по мощности  $K_{y(P)}$  от мощности входного сигнала  $P_{вх}$ .

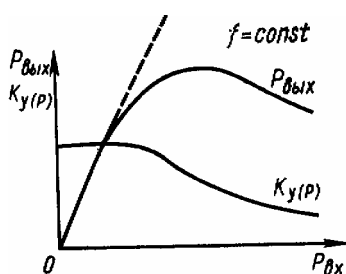


Рис. 4.11

При малом входном сигнале группирование электронов слабое, форма волны конвекционного тока практически синусоидальная, а амплитуда первой гармоники тока  $I_{(1)}$  много меньше постоянной составляющей  $I_0$ . В этом случае увеличение входного синусоидального сигнала приводит к пропорциональному увеличению  $I_{(1)}$  и выходного сигнала. Таким образом, начальный участок амплитудной характеристики практически является прямолинейным, ему соответствует максимальный коэффициент усиления.

При дальнейшем увеличении входной мощности наблюдается отклонение от линейной зависимости, т. е. ограничение выходной мощности. Причиной этому — изменение скорости электронов в процессе взаимодействия с полем. Сгусток движется в тормозящем поле волны, поэтому скорость электронов в нем постепенно уменьшается. Чем больше входной сигнал, тем заметнее снижение скорости. В процессе торможения сгусток постепенно отстает от волны, т. е. смещается в область нулевого поля и далее в область ускоряющей полуволны поля. Электроны сгустка, оказавшиеся в ускоряющем поле, отбирают мощность от поля и тем самым уменьшают выходную мощность ЛБВ. При некоторой входной мощности мощность, отбираемая на последнем участке ЛБВ от поля электронами, находящимися в ускоряющем поле, оказывается равной мощности, отдаваемой на этом участке полю электронами, движущимися в тормозящем поле в этом режиме, называемом режимом насыщения, последний участок ЛБВ не дает прибавки в выходную мощность. Если еще более увеличить входной сигнал, то торможение сгустка будет более сильным, выравнивание отбираемой и отдаваемой мощностей произойдет раньше, не в конце ЛБВ, а на участке, сдвинутом от конца в сторону входа. На остальном пути от этого участка до конца ЛБВ мощность, отбираемая одними электронами от поля, будет преобладать над мощностью, отдаваемой другими электронами полю. В результате выходная мощность станет меньше, чем в режиме насыщения. Соответственно произойдет и снижение коэффициента усиления ЛБВ. Следует отметить, что переход из линейного режима в нелинейный сопровождается ростом амплитуды второй гармоники конвекционного тока и выходной мощности на удвоенной частоте сигнала.

Для получения максимальной выходной мощности необходимо, чтобы насыщение наступило в конце замедляющей системы. Другими словами, при заданном входном сигнале имеется оптимальная длина ЛБВ, дальнейшее увеличение длины не приводит к росту выходной мощности и коэффициента усиления. При малом выходном сигнале оптимальная длина больше, чем при большом сигнале. Обычно в ЛБВО длина замедляющей системы составляет 10–30 длин волн рабочей пространственной гармоники т. е. в формуле (4.39)  $N=10-30$ . В маломощных ЛБВ со спиральной замедляющей системой число  $N$  может превышать 50. Очевидно, что формула (4.39), полученная на основе линейной теории ЛБВО, неприменима в нелинейном режиме работы и справедлива только для начального линейного участка амплитудной характеристики.

**Электронный КПД** определяется формулой:

$$\eta_{\text{э}} = P_{\text{вых}}/P_0 = P_{\text{вых}}/I_0 U_0. \quad (4.41)$$

Очевидно,  $P_{\text{вых}}$  равно убыли кинетической энергии электронов. Воспользуемся для оценки  $\eta_{\text{э}}$  линейной теорией ЛБВ. Пусть начальная скорость электрона  $v_0$  равна фазовой скорости

волны в холодной системе. Конечную скорость электрона примем равной фазовой скорости волны в горячей системе, точнее, фазовой скорости  $v_{\text{фр}}^{(2)}$  второй парциальной волны, с которой связано усиление. Используя (4.30), запишем  $v_{\text{фр}}^{(2)} = v_0(1 + C/2)$ . Поэтому уменьшение кинетической энергии

$$\Delta W_{\text{кин}} = mv_0^2/2 - m(v_{\text{фр}}^{(2)})^2/2 \approx C(mv_0^2/2).$$

Очевидно, что мощность  $P_0 = I_0 U_0$  затрачена на сообщение электронам кинетической энергии, т. е.  $P_0 = mv_0^2/2$ . Подставляя в (4.41)  $P_0$  и вместо  $P_{\text{вых}}$  величину  $\Delta W_{\text{кин}}$ , получаем

$$\eta_{\text{э}} = \Delta W_{\text{кин}} / P_0 \sim C. \quad (4.42)$$

В линейном режиме КПД примерно равен параметру усиления  $C$  и составляет несколько процентов. Максимальный КПД соответствует насыщению выходной мощности, когда формула (4.30) для  $v_{\text{фр}}^{(2)}$  несправедлива. Обычно  $\eta_{\text{э(макс)}} \approx (2-2,5)C$  и при  $C=0,1-0,2$  достигает 25–30%. Следует отметить, что с ростом тока пучка из-за влияния сил расталкивания выходная мощность и КПД уменьшаются. Таким образом, электронный КПД в ЛБВО существенно меньше, чем в пролетных многорезонаторных клистронах. Получение высоких КПД особенно важно для мощных ЛБВО. Какие же существуют способы повышения КПД в ЛБВО?

Причина, которая ограничивает выходную мощность ЛБВО, а следовательно, и КПД, как уже отмечалось, связана с уменьшением скорости электронов, т. е. с нарушением синхронизма и смещением в область ускоряющей полуволны поля, где электроны отбирают энергию от поля. Следовательно, рост мощности и КПД можно получить, если скомпенсировать отклонение от синхронизма.

Один из способов состоит в использовании переменного коэффициента замедления (*изохронные ЛБВ*). Необходимо увеличение коэффициента замедления к выходному концу замедляющей системы. Это обеспечивается изменением по определенному закону геометрических размеров замедляющей системы, например непрерывным уменьшением шага спирали. В изохронных ЛБВО все время поддерживается оптимальное соотношение (синхронизм) между скоростью электронов и фазовой скоростью волны. Создание таких ЛБВО связано с техническими трудностями.

Возможно также поддержание синхронизма дополнительным ускорением электронов. Для этого требуется конструктивно разделить замедляющую систему на достаточно большое число секций с одинаковыми коэффициентами замедления и установить для каждой секции свое определенное напряжение. Однако из-за технических трудностей ограничиваются небольшим числом секций со скачками потенциала. В специально разработанных ЛБВ КПД может быть доведен до 40–50%.

В обычных и изохронных ЛБВ внешний сигнал модулирует на входе замедляющей системы непрерывный электронный поток. Однако имеется возможность возбуждения замедляющей системы предварительно модулированным по плотности электронным потоком. Идеальной считается форма вводимых электронных сгустков в виде дельта-функции. Практически желательно получить возможно более короткие сгустки. Эту возможность возбуждения можно реализовать в *секционированной ЛБВ* (рис. 4.12). Сигнал подводится к первой секции, поэтому она работает, как обычно ЛБВ. Образовавшийся электронный сгусток входит во вторую секцию, которая используется для получения полезного выходной сигнала.

К чему приводит такой способ возбуждения второй секции? На входе обычной ЛБВ при точном синхронизме сгусток образуется в области нулевого поля (см. рис. 4.1, а) при переходе от ускоряющей полуволны к тормозящей. Это означает, что первая гармоника

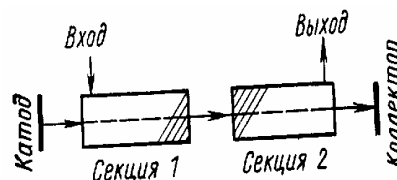


Рис. 4.12

конвекционного тока сдвинута относительно поля на угол  $\pi/2$ . Во второй секции сгусток вызывает наведенный ток, который создает такое СВЧ-поле в системе, что оно по закону сохранения энергии должно тормозить электронный сгусток. Таким образом, на входе второй секции должно возбуждаться поле, противофазное первой гармонике конвекционного тока. Это увеличивает передачу энергии от электронного потока полю и приводит к росту КПД. Расчеты показывают, что возбуждение идеализированными сгустками увеличивает КПД примерно в два раза по сравнению с обычной ЛБВ. Этот выигрыш, однако, уменьшается с ростом плотности объемного заряда. Необходимо

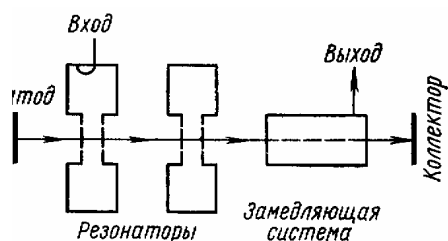


Рис. 4.13

отметить, что разрыв между секциями устраняет обратную связь с выхода ЛБВ на ее вход и эквивалентен поглотителю  $\delta$  на [рис. 4.2](#).

Создать короткий сгусток можно с помощью пролетного клистрона. Комбинированный (гибридный) прибор, в котором группирование электронов производится клистронной секцией, а получение выходной мощности – в секции ЛБВ, называют *твистроном* ([рис. 4.13](#)). Твистрон сочетает

достоинства пролетных клистронов и ЛБВ, т. е. имеет преимущество перед каждым из них. Для твистронов характерны высокий КПД (40–50%), широкая полоса пропускания (до 10–15%) и большая выходная мощность в импульсном режиме (нескольких десятков мегаватт при средней мощности до 30 кВт).

Очень эффективным методом повышения КПД в любой ЛБВ считается *метод торможения электронов* после замедляющей системы. В ЛБВ почти весь ток пучка идет в цепи коллектора, потенциал которого обычно равен потенциалу спирали  $U_0$ . Поэтому от источника питания коллектора потребляется мощность  $P_0 = I_0 U_0$ . Предположим, что потенциал спирали остался прежним ( $U_0$ ), а потенциал коллектора уменьшен. В этом случае выходная мощность ЛБВ останется прежней, а мощность, потребляемая от источника питания коллектора, снизится, что означает повышение КПД. Физически это объясняется тем, что электроны тормозятся в пространстве между спиралью и коллектором и рассеивают на коллекторе меньшую кинетическую энергию. Торможение означает переход некоторой части кинетической энергии в энергию электростатического поля или возврат (*рекуперация*) энергии в источник питания.

Известен способ повышения электронного КПД, который не требует изменения конструкции ЛБВ. Теоретически и экспериментально доказано, что подача на вход ЛБВ вместе с основным сигналом сигнала удвоенной частоты с соответствующей амплитудой и фазой позволяет в два раза повысить выходную мощность и КПД на основной частоте и существенно уменьшить амплитуду второй гармоники, которая существует в выходном сигнале из-за нелинейности процесса усиления. Повышение выходной мощности и КПД на основной частоте связано с улучшением группирования электронов под действием поля удвоенной частоты, а подавление второй гармоники объясняется тем, что вводимая вторая гармоника оказывается в противофазе относительно «собственной».

**Фазовые характеристики.** Фазовыми характеристиками ЛБВ называют зависимость разности фаз выходного и входного сигналов от различных факторов, например, от частоты сигнала или ускоряющего напряжения  $U_0$ . Знание этих характеристик необходимо для оценки искажений сигнала с широким спектром частот.

От ускоряющего напряжения  $U_0$  зависит скорость электронов, а следовательно, и время пролета электронных сгустков, с которыми связаны фазы наведенного тока и создаваемого им выходного сигнала. Время пролета электронов пропорционально электрической длине  $N$ , которая обычно велика (10–30), следовательно, небольшое отклонение  $\Delta U_0$  от  $U_0$  должно приводить к значительному изменению фазы выходного

сигнала  $\Delta\varphi$ . ЛБВ, используемую для регулировки сдвига фазы, называют *фазовращательной* ЛБВ. Зависимость приблизительно выражается формулой

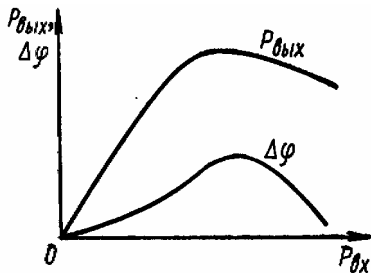
$$\Delta\varphi \approx -105N (\Delta U_0/U_0) \text{ град},$$

где  $N$  – число длин волн, укладываемых вдоль оси замедляющей системы. Например, при  $\Delta U_0/U_0=0,01$  и  $N=20$   $\Delta\varphi \approx 20$  град. Когда нежелательно сильное изменение фазы, необходимо стабилизировать напряжение.

Следует иметь в виду, что при усилении в ЛБВ модулированных по амплитуде сигналов может появиться паразитная фазовая модуляция, так как мощность, отбираемая полем от электронного потока, связана с уменьшением кинетической энергии или скорости электронов. Зависимость  $\Delta\varphi$  от входного сигнала, показанная на **рис. 4.14**, сопоставлена с амплитудной характеристикой.

**Шумовые характеристики.** Важная особенность ЛБВ—это возможность получения низкого уровня шумов. Для ЛБВ характерны следующие виды шумов: дробовой шум; шум, связанный с флюктуацией разброса скоростей электронов, эмиттируемых катодом; поверхностный шум катода; шумы токораспределения, связанные, например, с флюктуацией числа электронов, попадающих на спираль из-за поперечных колебаний; ионизационные шумы, вызванные влиянием ионов остаточного газа; шумы из-за вторичной электронной эмиссии и тепловые шумы, вызванные разогревом спирали.

Уменьшение дробового шума достигается снижением тока пуска в малошумящих ЛБВ до 100–200 мкА. Такой ток получают при пониженной температуре катода, что, в свою очередь, уменьшает шумы, связанные с флюктуацией разброса скоростей электронов. Стремятся повысить однородность материала катода, уменьшить его загрязнение и снизить газовыделение из элементов электронной пушки.



**Рис. 4.14**

Уменьшение тока пучка в малошумящих ЛБВ облегчает также начальное формирование пучка и его фокусировку. Улучшение фокусировки приводит к уменьшению шумов токораспределения. Кроме того, целесообразно создать сильное продольное магнитное поле, при котором уменьшается влияние поперечных колебаний электронов на шумы.

Тепловые шумы спирали можно снизить охлаждением ЛБВ до низких температур.

Шумы ЛБВ оцениваются коэффициентом шума  $K_{ш}=(P_{сиг}/P_{ш})_{вх}/(P_{сиг}/P_{ш})_{вых}$ , который показывает, во сколько раз отношение мощности сигнала и шума на входе ЛБВ больше, чем на выходе. В идеальной (нешумящей) ЛБВ  $K_{ш}=1$  (или  $K=0$  дБ). В малошумящих (входных) ЛБВ  $K_{ш}=2,5-20$  (или 4–13 дБ), а применение охлаждения до температуры жидкого азота может снизить  $K_{ш}$  до 1–2 дБ. В более мощных ЛБВ  $K_{ш}=20-1000$  (13–30 дБ). Для характеристики шумов используют также понятие шумовой температуры  $T_{ш}$ . Связь  $K_{ш}$  и  $T_{ш}$  выражается известными соотношениями  $K_{ш}=1+T_{ш}/290$ ,  $T_{ш}=290(K_{ш}-1)$ . Для нешумящей ЛБВ  $K_{ш}=1$  и  $T_{ш}=0$  К. Значениям  $K_{ш}=2,5-20$ , характерным для малошумящих ЛБВ, соответствуют  $T_{ш}=435-5510$  К.



## § 4.5. Особенности устройства и применения ЛБВО

По величине выходной мощности в режиме насыщения ЛБВ подразделяются на ЛБВ малой мощности (доли милливатта – 1 Вт), средней мощности (1–100 Вт), большой мощности (более 100 Вт) и сверхмощные (более 100 кВт). По режиму работы различают ЛБВ непрерывного и импульсного действия,

Существенный недостаток первых типов ЛБВ – это наличие соленоидов для фокусировки электронного потока, потребляющих большую мощность и имеющих значительную массу. Наибольшее уменьшение массы фокусирующих систем и всей ЛБВ обеспечивает *периодическая магнитная фокусировка* кольцевыми магнитами, разделенными ферромагнитными прокладками (**рис. 4.15**). На электроны, летящие вдоль оси со скоростью  $v_0$ , из-за наличия радиальной составляющей магнитного поля  $H_r$  действует магнитная сила, направленная перпендикулярно плоскости чертежа. Эта сила заставляет электроны вращаться по окружности, вокруг оси лампы. Но тогда за счет скорости вращательного движения и продольной (осевой) составляющей магнитного поля  $H_z$  появляется радиальная сила, заставляющая электроны приближаться к оси  $z$ . ЛБВ с

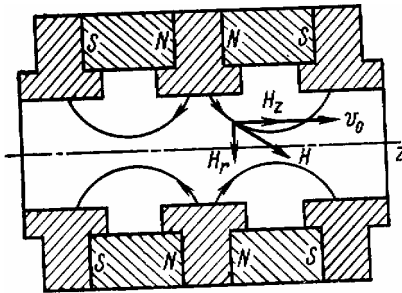


Рис. 4.15



Рис. 4.16

периодической магнитной фокусировкой называются пакетированными. Пакетированная ЛБВ показана на **рис. 4.16**. Габариты и масса ЛБВ уменьшаются также при использовании электростатической фокусировки.

ЛБВ со спиральной замедляющей системой характеризуется широкой полосой пропускания (до нескольких октав) и относительно малой выходной мощностью в непрерывном режиме, не превышающей 1 кВт в диапазоне 5–12 ГГц. Значительную мощность в этом диапазоне и на более высоких частотах можно получить, применяя в качестве замедляющих систем цепочку связанных резонаторов. В таких ЛБВ полоса пропускания меньше, чем в спиральных, но уровень выходной мощности в непрерывном режиме достигает 10 кВт. В качестве замедляющей системы в мощных твистронах используют диафрагмированный волновод.

ЛБВ находят широкое применение в СВЧ-устройствах в качестве входных, промежуточных и выходных широкополосных усилителей в системах многоканальной радиорелейной связи, в космической связи и других системах.

Имеются также *ограничительные, фазовращательные, умножительные* и другие ЛБВ. Возможность умножения частоты сигнала связана с несинусоидальной формой конвекционного потока в нелинейном режиме работы ЛБВ. Поставив, как на [рис. 4.12](#), после обычной замедляющей системы секцию с другим коэффициентом замедления, необходимым для выполнения условия примерного синхронизма на кратной частоте, можно на выходе секции получить колебания этой гармоники.

В табл. 3 приведены основные параметры типовых ЛБВО, две последние строчки

относятся к типам ЛБВ с очень большой мощностью в непрерывном или импульсном режиме. На рис. 4.17 показан внешний вид мощной ЛБВ.

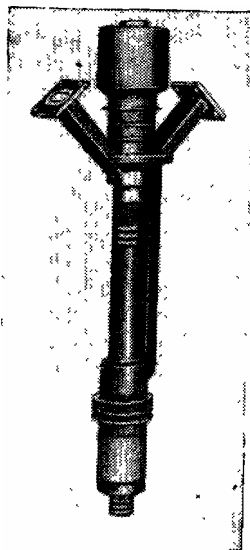


Рис. 4.17

Таблица 3

## Основные параметры ЛБВО

Тип ЛБВО	Полоса частот $f_v/f_H$	Коэффициент шума $K_{ш}$	Коэффициент усиления $K_{у}$ , дБ	Выходная мощность $P_{вых}$ , Вт	Напряжение питания $U_0$ , В	Ток пучка $I_0$ , мА
Малозумящие	1,1—2,0	2,5—20	15—35	$10^{-3}$ — $10^{-2}$	250—1200	0,2—1,5
Промежуточные	1,1—4	20—1000	25—60	$10^{-2}$ —1,0	600—2000	1—15
Малой мощности	1,5—2	100—1000	20—60	1,0—2,0	$10^3$ — $4 \cdot 10^3$	25—70
Средней мощности	1,5—2	—	20—35	$20 \cdot 10^2$	$1,5 \cdot 10^3$ — $4 \cdot 10^3$	50—100
Большой мощности	1,5—2	—	13—30	$\geq 10^2$	$2 \cdot 10^3$ — $2 \cdot 10^4$	200—2500
То же	1,1	—	26	$3 \cdot 10^3$	$13,5 \cdot 10^4$	1800
" "	1,1	—	35	$4 \cdot 10^3$ ( $3 \cdot 10^3$ имп.)	$12 \cdot 10^4$	75000

### § 4.6. Принцип работы усилительной ЛОВО

Схема усилительной ЛОВО показана на рис. 4.18,а. В отличие от ЛБВ сигнал в замедляющую систему входит у коллектора, а выходит—у катода. Поэтому направление групповой скорости (направление передачи энергии) противоположно направлению скорости электронов  $v_0$ .

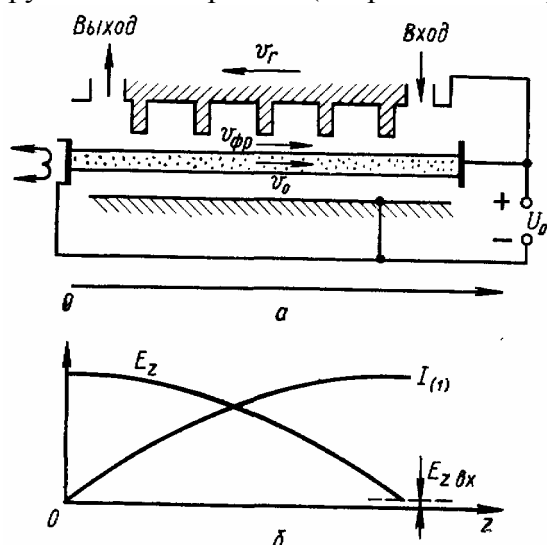


Рис. 4.18.

Так как в ЛОВО используется обратная пространственная гармоника, то ее фазовую скорость  $v_{\text{фр}}$  надо направить навстречу групповой скорости  $v_g$ . Таким образом, в этой схеме  $v_{\text{фр}}$  и  $v_0$  совпадают по направлению, и поэтому при выполнении условия синхронизма для обратной гармоники ( $v_0 \approx v_{\text{фр}}$ ) можно обеспечить ее взаимодействие с электронным потоком, так же как обеспечивалось взаимодействие для прямых пространственных гармоник в ЛБВ. Модуляция потока по скорости в случае выполнения условия синхронизма приведет к группировке электронов в тормозящий полупериод СВЧ-поля бегущей волны (обратной

пространственной гармоники). Электронный поток отдает часть кинетической энергии полю волны. Но энергия волны может переноситься по замедляющей системе только в нагрузку, т. е. в сторону катода, поэтому амплитуда поля  $E_z$  возрастает в этом же направлении (рис. 4.18,б). Электроны, влетающие со стороны катода в замедляющую систему, постепенно группируются, так что амплитуда переменной составляющей конвекционного тока  $I_{(i)}$  должна увеличиваться в электронном потоке к коллекторному концу. Ток  $I_{(i)}$  катода мал, так как еще не проявилось группирование электронов, а затем он резко увеличивается, потому что электроны попадают в область с наибольшей напряженностью поля  $E_z$ . Однако у коллекторного конца прирост тока  $I_{(i)}$  незначителен: в этой области поле  $E_z$  мало и не может существенно изменить имеющуюся группировку электронов. В свою очередь, наибольшая скорость изменения  $E_z$  получается у коллекторного конца, так как большому току  $I_{(i)}$  соответствует значительный наведенный ток в замедляющей системе. Величины  $I_{(i)}$  и  $E_z$  растут в противоположных направлениях, увеличивая друг друга. Это эквивалентно положительной обратной связи.

Таким образом, противоположность направлений групповой  $v_g$  и фазовой  $v_{\text{фр}}$  скоростей при условии совпадения направления скорости электронов и фазовой скорости приводит к положительной обратной связи. Характерно, что положительная обратная связь осуществляется через электронный поток и действует на любом элементе длины. Поэтому цепь обратной связи можно рассматривать как распределенную, состоящую из очень большого числа, цепей обратной связи  $OC$ , соответствующих каждому элементу длины, на котором происходит взаимодействие поля замедляющей системы и потока (рис. 4.19). Усиление колебаний в ЛОВО имеет регенеративный характер, пока ток пучка не превышает некоторого порогового значения, после которого начнется генерация.

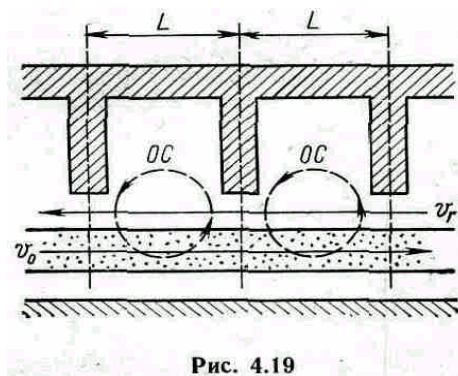


Рис. 4.19

Необходимо отметить, что нельзя смешивать обратную волну с волной, отраженной от выходного конца замедляющей системы. Отраженная волна не может взаимодействовать с электронами, так как фазовая скорость такой волны противоположна по направлению скорости электронов. В ЛОВ возможно взаимодействие, даже если обеспечено идеальное согласование замедляющей системы на обоих концах. Принципиальным является наличие обратных пространственных гармоник, приводящих к появлению положительной внутренней обратной связи.

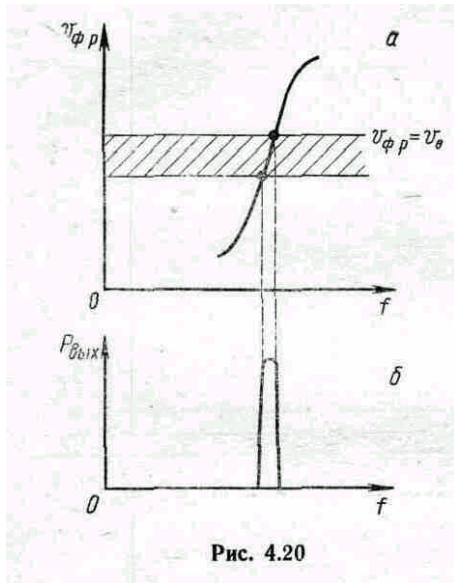


Рис. 4.20

Усилительная ЛОВ — это узкополосный СВЧ-прибор. Условие синхронизма, определяющее эффективность взаимодействия поля и электронов, может быть выполнено только в узкой области частот вследствие сильной зависимости фазовой скорости обратных пространственных гармоник от частоты (рис. 4.20,а). При заданном ускоряющем напряжении  $U_0$ , определяющем скорость  $v_0$ , усиление наблюдается в узкой полосе частот (рис. 4.20,б). Таким образом, в усилительной ЛОВ можно осуществить электронную перестройку рабочей частоты.

## § 4.7. Принцип работы генераторной ЛОВО

Схема генераторной ЛОВ показана на **рис. 4.21**. Она отличается от усилительной ЛОВ тем, что входное устройство заменено поглотителем.

Как известно, в любом электронном потоке имеются флуктуации скорости электронов и тока с любой частотой. Поэтому в замедляющей системе ЛОВ возбуждаются гармонические составляющие с любыми частотами, которые распространяются в обоих направлениях: в сторону поглотителя и выходного конца. Вследствие периодичности структуры замедляющей системы поле шумовых колебаний с любой частотой должно быть представлено бесконечной суммой пространственных прямых и обратных гармоник. Среди шумовых пространственных гармоник, фазовая скорость которых совпадает по направлению со скоростью электронов, найдется одна, у которой фазовая скорость немного меньше скорости электрона, так что будет выполнено условие синхронизма, т. е. условие усиления. Далее описание процесса взаимодействия такое же, как в усилительной ЛОВ. Обратная пространственная гармоника, для которой выполняется условие синхронизма, вызывает модуляцию электронного потока по скорости и, следовательно, по плотности, что, в свою очередь, приводит к передаче энергии от потока к полю, т. е. к увеличению амплитуды гармоники и росту всего поля в замедляющей системе. Если мощность, отдаваемая электронным потоком, превысит мощность потерь в системе, возникает генерация колебаний.

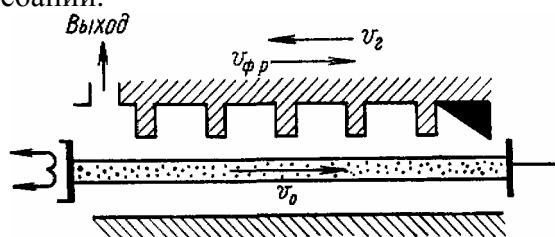


Рис. 4.21

Поясним назначение поглотителя в генераторной ЛОВ. Предположим, что нагрузка, подключенная к замедляющей системе около электронной пушки, не согласована с системой. Реальная волна, которая движется к нагрузке, через обратную пространственную гармонику взаимодействует с электронным потоком и после первого отражения от нагрузки идет по замедляющей системе к коллекторному концу, но уже не взаимодействуя с электронами. При отсутствии поглотителя у коллекторного конца пришедшая волна снова отражается и опять движется к нагрузке, взаимодействуя с электронным потоком. Таким образом, распределение поля — это результат наложения первичной волны и дважды отраженной. Если их фазы совпадают, то выходная мощность возрастает, если противоположны, — то уменьшается. Так как сдвиг фазы при данной длине ЛОВ зависит от частоты, то должны наблюдаться колебания выходной мощности по рабочему диапазону частот. Можно сказать, что поглотитель устраняет паразитную обратную связь, которая возникает при неполном согласовании с нагрузкой. При идеальном согласовании системы с нагрузкой поглотитель вблизи коллектора был бы не нужен. Введение поглотителя, хорошо согласованного с замедляющей системой в рабочем диапазоне частот, устраняет также и возможность генерации колебаний в ЛОВ на прямых пространственных гармониках.

## § 4.8. Параметры и характеристики генераторных ЛОВО

**Частота генерируемых колебаний.** Частоту колебаний обычно находят из баланса фаз автоколебательной системы, т. е. из условия, что сумма всех сдвигов фазы в замкнутом контуре, определяющем усиление и положительную обратную связь, кратна величине  $2\pi$ . Это условие применимо для расчета частоты в том случае, если цепь обратной связи может быть выделена. Особенность ЛОВ состоит в том, что в ней обратная связь осуществляется на любом элементе длины. Поэтому фазовое условие самовозбуждения колебаний, определяющее частоту колебаний, следует связывать с условием наилучшей передачи энергии от электронного потока СВЧ-полю.

В ЛОВ происходит взаимодействие электронного потока с полем бегущей волны обратной пространственной гармоникой. Наилучшие условия для передачи энергии от потока полю в том случае, если образовавшийся сгусток электронов не выходит из тормозящего поля волны. Другими словами, необходимо, чтобы относительный сдвиг фазы волны  $\Phi_0$  и сгустка не превышал  $\pi$ , т. е.

$$\Phi_0 = \omega l / v_{\text{фр}} - \omega l / v_0 = \pi, \quad (4.43)$$

где  $\omega l / v_{\text{фр}}$  определяет сдвиг фазы, создаваемый волной обратной пространственной гармоникой, а  $\omega l / v_0$  – электронным потоком.

Очевидно, что в общем случае  $\Phi_0$  может быть равно нечетному числу  $\pi$ :

$$\Phi_0 = \omega l / v_{\text{фр}} - \omega l / v_0 = (2n + 1)\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4.44)$$

Число  $n$  называют *порядком колебаний* в ЛОВ или *номером зоны колебаний*. Для зоны  $n=1$   $\Phi_0=3\pi$ , поэтому  $2/3$  пути электронные сгустки проходят в тормозящем, а  $1/3$  – в ускоряющем поле, отбирая на этом участке энергию от поля волны. В связи с этим результирующее значение энергии, передаваемой от электронного потока полю, становится меньше, чем в зоне  $n=0$ . Передача энергии уменьшается при больших номерах зон. Наибольшая мощность в зоне  $n=0$ , эту зону обычно называют основной. В связи с отмеченной особенностью взаимодействия сгустков и поля пусковой ток, требуемый для начала самовозбуждения, увеличивается с ростом номера  $n$ . Расчеты показали, что пусковой ток для зоны  $n=1$  примерно в шесть раз выше, чем для зоны  $n=0$ . При токе пучка, большем пускового тока для зоны  $n=1$ , возможно одновременное существование колебаний обеих зон.

Фазовые условия (4.44) используют и для определения частоты генерируемых колебаний в различных зонах, если известна дисперсия фазовой скорости обратной пространственной гармоникой. Очевидно, что частота будет зависеть от номера зоны  $n$ , а в выбранной зоне от  $v_0$ , т. е. от ускоряющего напряжения  $U_0$ . Зависимость частоты генерируемых колебаний от ускоряющего напряжения называют электронной перестройкой частоты. Например, с увеличением  $U_0$  возрастает скорость электронов  $v_0$  и для выполнения условия (4.44) необходимо увеличение  $v_{\text{фр}}$ . Так как дисперсия фазовой скорости обратных пространственных гармоник аномальная, то увеличение  $v_{\text{фр}}$  может произойти только в результате возрастания частоты  $\omega$  генерируемых колебаний. Другими словами, увеличение  $U_0$  должно сопровождаться ростом частоты колебаний.

Для нулевой зоны ( $n=0$ ) на основании (4.43) можно сделать более конкретные выводы, если предположить, что сдвиги фазы  $\omega l / v_{\text{фр}}$  и  $\omega l / v_0$  значительно больше  $\pi$ . В этом случае для выполнения фазового условия (4.43) требуется, чтобы скорость электронов  $v_0$  была немного больше фазовой скорости  $v_{\text{фр}}$ , т. е. необходимо выполнение условия синхронизма, обеспечивающее передачу энергии от электронного потока бегущей волне. Поэтому частоту генерируемых колебаний в зоне  $n=0$  при сделанном предположении можно определить из условия синхронизма, считая, что  $v_0 \approx v_{\text{фр}}$

Мы уже отмечали, что при большом токе пучка возможно одновременное

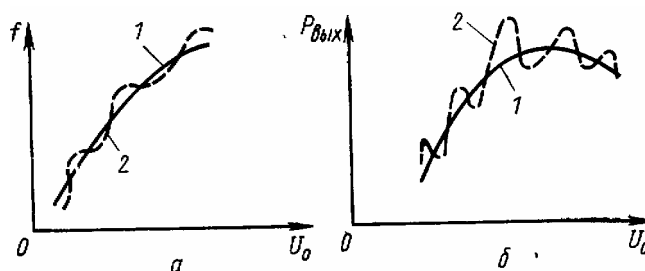


Рис. 4.22

существование колебаний двух зон:  $n=0$  и  $n=1$ . Но из фазового условия (4.44) следует, что частоты этих колебаний различны. Такой двухчастотный режим работы недопустим, поэтому необходимо принимать меры для устранения колебаний в зоне  $n=1$ . Для этого ток пучка устанавливают больше пускового тока нулевой зоны, но меньше пускового тока первой зоны.

Ширина диапазона электронной перестройки характеризуется коэффициентом перекрытия диапазона  $\delta_{\text{п}}=f_{\text{макс}}/f_{\text{мин}}$ , где  $f_{\text{макс}}$ ,  $f_{\text{мин}}$  – максимальная и минимальная граничные частоты диапазона. Для ЛОВ с коаксиальным выводом энергии обычно  $\delta_{\text{п}}=2$ , а с волноводным выводом определяется полосой пропускания стандартного волноводного тракта и равен  $\delta_{\text{п}}=1,5-1,6$ .

Для характеристики зависимости частоты от напряжения используют крутизну электронной перестройки частоты  $S_{\text{эпч}}=df/dU$ . Примерная зависимость частоты от напряжения показана на рис. 4.22,а (кривая 1). Крутизна электронной перестройки частоты уменьшается с ростом  $U_0$ . Для ЛОВ сантиметрового диапазона крутизна не больше нескольких мегагерц на вольт, а для миллиметрового – десятки мегагерц на вольт. В действительности кривая электронной перестройки частоты имеет “волнистый” характер (кривая 2). Объясняется это влиянием отражений энергии от поглотителя замедляющей системы и от элементов системы вывода энергии и внешнего тракта.

**Выходная мощность и электронный КПД.** В ЛОВО электронный поток имеет максимальную модуляцию по плотности (наибольшую амплитуду первой гармоники конвекционного тока на рис. 4.18,б) в той части замедляющей системы, где СВЧ-поле ( $E_z$ ) мало в отличие от ЛБВО, в которой  $I_{(1)}$  и  $E_z$  увеличиваются к выходному концу замедляющей системы (см. рис. 4.7,б). Поэтому в ЛОВО мощность, отбираемая полем от электронного потока и зависящая от произведения  $I_{(1)}$  и  $E_z$ , невелика и составляет от нескольких десятков милливатт до нескольких ватт, как у отражательных клистронов. Соответственно электронный КПД ЛОВО низок.

Выходную мощность генераторной ЛОВ определяют по формуле  $P_{\text{вых}}=kU_0(I_0-I_{0(\text{пуск})})$ , где  $I_0$  – ток пучка;  $I_{0(\text{пуск})}$  – пусковой ток, при котором начинается генерация;  $k$  – коэффициент, зависящий от параметра усиления (4.28) и электрической длины  $N$  (4.38). Оказывается, что величина  $I_{0(\text{пуск})}$  пропорциональна напряжению  $U_0$ . Поэтому зависимость  $P_{\text{вых}}$  от  $U_0$  имеет вид сплошной кривой 1 на рис. 4.22,б. Сначала  $P_{\text{вых}}$  растет, так как увеличивается подводимая к ЛОВ мощность постоянного тока  $P_0=I_0U_0$ , а затем в связи с увеличением  $I_{0(\text{пуск})}$  рост  $P_{\text{вых}}$  замедляется, возможно наступление насыщения и даже спада.

На рис. 4.22,б пунктирной кривой 2 показано изменение  $P_{\text{вых}}$  в реальных условиях, когда часть мощности отражается от поглотителя замедляющей системы и от системы вывода энергии в нагрузку.

### § 4.9. Особенности устройства и применения ЛОВО

В ЛОВО в качестве рабочей пространственной гармоники используется нулевая, если она обратная, или гармоника с номером  $p=-1$ . ЛОВО широко используют как маломощные генераторы в дециметровом, сантиметровом, миллиметровом и даже субмиллиметровом диапазонах волн. В ЛОВО применяют системы с двойной спиралью

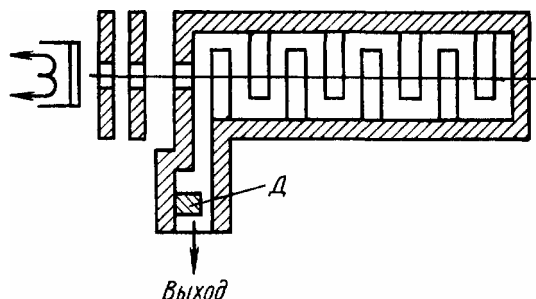


Рис. 4.23

(см. рис. 4.3,ж), системы встречных штырей (см. рис. 4.3,г) и др.

Как уже отмечалось, выходная мощность ЛОВО составляет от нескольких десятков милливатт до нескольких ватт, а КПД—порядка нескольких процентов. Конструкция системы фокусировки пучка, вывода СВЧ-энергии в ЛОВО имеет много общего с маломощными ЛБВО.

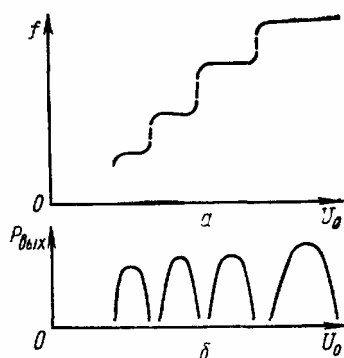


Рис. 4.24

В табл. 4 приведены электрические параметры ЛОВО, работающих в различных диапазонах частот.

На рис. 4.23 показана генераторная ЛОВО без поглотителя, в которой замедляющая система на одном конце короткозамкнута и создает полное отражение. На другом конце замедляющей системы перед нагрузкой установлена диафрагма  $D$ , частично отражающая энергию. Такие ЛОВО называются *резонансными*, так как замедляющая система,

ограниченная короткозамыкателем и диафрагмой, является резонатором. В рабочем диапазоне перестройки ЛОВО имеется несколько резонансных частот, для которых крутизна электронной перестройки будет минимальной. Чем выше добротность резонатора, тем меньше крутизна и выше стабильность частоты в фиксированных точках диапазона.

Таблица 4

Параметры маломощных ЛОВО

Диапазон электронной перестройки, ГГц	Выходная мощность, мВт	Ускоряющее напряжение, В	Ток пучка, мА
1,0—2,0	200—1500	180—1000	70
2,0—4,0	100—1000	150—1400	45
7,5—15,0	10—150	200—1500	25
48,0—74,0	1,2—2,5	750—3100	2
140—150	5	3300—4600	45
485—615	1—7	2000—4000	50

На рис. 4.24 показаны характеристики электронной перестройки (а) и области генерации (б) резонансной ЛОВО. В резонансных ЛОВО возможна и механическая перестройка резонансной частоты перемещением диафрагмы. Резонансные ЛОВО имеют значительно меньший пусковой ток и больший электронный КПД, чем обычные ЛОВО с тем же рабочим током пучка.



## Глава 5 ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИБОРОВ ТИПА М

Приборами типа М называют приборы, в которых в энергию СВЧ-поля непосредственно преобразуется потенциальная энергия электронов, а не кинетическая энергия, как в приборах типа О. Такое взаимодействие электронов и СВЧ-поля обеспечивается при использовании взаимно перпендикулярных (скрещенных) электрического и магнитного полей.

Первым прибором типа М был многорезонаторный магнетрон— генератор СВЧ-колебаний. Значительно позже были разработаны усилительная лампа бегущей волны типа М (ЛБВМ), генераторная и усилительная лампы обратной волны типа М (ЛОВМ) и платинотрон. Однако после общего анализа особенностей движения электронов в скрещенных полях (гл. 5) методически целесообразнее рассмотреть сначала ЛБВМ и ЛОВМ (гл. 6), затем многорезонаторный магнетрон (гл. 7) и платинотрон (гл. 8).

### § 5.1. Движение электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях в статическом режиме

Рассмотрим движение электрона в пространстве между двумя параллельными плоскими электродами, где имеется электростатическое поле с напряженностью  $E_0$  и статическое магнитное поле с индукцией  $B$ , направленной перпендикулярно плоскости чертежа (рис. 5.1). Ось  $z$  системы координат направлена параллельно электродам. Начало координат для общности рассмотрения расположено произвольно.

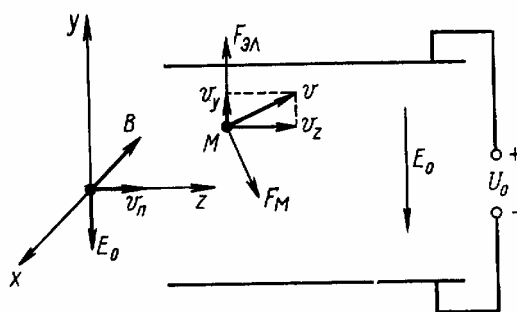


Рис. 5.1

На электрон, находящийся в произвольной точке  $M$  и имеющий скорость  $v$ , действуют две силы: электрическая  $F_{эл}$  (сила Кулона) и магнитная  $F_м$  (сила Лоренца), причем

$$\mathbf{F}_{эл} = -e\mathbf{E}, \quad \mathbf{F}_м = -e[\mathbf{v}\mathbf{B}] = e[\mathbf{B}\mathbf{v}]. \quad (5.1)$$

Так как в рассматриваемом случае  $E_x = E_z = 0$ ,  $E_y = -E_0$ ,  $B_y = B_z = 0$  и  $B_x = -B$ , то составляющие сил из (5.1):

$$\begin{aligned} F_{элx} = F_{элz} = 0, \quad F_{элы} = eE_0; \\ F_{мx} = 0, \quad F_{мы} = -ev_z B, \quad F_{мz} = ev_y B. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Таким образом, уравнения движения можно записать в виде:

$$\left. \begin{aligned} m\dot{z} &= F_{элz} + F_{мz} = ev_y B; \\ m\dot{y} &= F_{элы} + F_{мы} = eE_0 - ev_z B; \\ m\dot{x} &= F_{элx} + F_{мx} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (5.3)$$

Систему уравнений (5.3) обычно приводят к виду

$$\begin{aligned} \ddot{z} &= \omega_{ц}\dot{y}, \\ \ddot{y} &= eE_0/m - \omega_{ц}\dot{z}, \\ \ddot{x} &= 0, \end{aligned} \quad (5.4)$$

где

$$\omega_{ц} = 2\pi f_{ц} = eB/m \quad (5.5)$$

так называемая *циклотронная частота*—угловая частота вращения электрона в однородном магнитном поле. Для электрона  $f_{ц} = 2,8 \cdot 10^4 B$ , где  $f_{ц}$  — частота мегагерцах:  $B$  — магнитная индукция в теслах. Например, при  $B = 1 T$   $f_{ц} = 2,8$  ГГц.

Допустим, что в начальный момент времени  $t=0$  электрон находится в начале координат  $x_0=y_0=z_0=0$  и имеет скорость, определяемую составляющими  $v_{0z}$ ,  $v_{0y}$ , а  $v_{0x}=0$ . Из третьего уравнения (5.4) и начального условия  $v_{0x}=0$  следует, что движение электрона будет происходить в плоскости  $yz$ .

Решая систему уравнений (5.4) и используя начальные условия, получаем:

$$\left. \begin{aligned} z &= a + R \sin(\omega_{ц}t - \psi_0), \\ y &= b + R \cos(\omega_{ц}t - \psi_0), \end{aligned} \right\} \quad (5.6)$$

где

$$a = (E_0/B)t + v_{0y}/\omega_{ц}; \quad (5.7a)$$

$$b = \frac{1}{\omega_{ц}}(E_0/B - v_{0z}); \quad (5.7b)$$

$$R = \sqrt{b^2 + (v_{0y}/\omega_{ц})^2} = \frac{1}{\omega_{ц}} \sqrt{v_{0y}^2 + (E_0/B - v_{0z})^2}; \quad (5.7b)$$

$$\operatorname{tg} \psi_0 = -v_{0y}/b\omega_{ц} = -v_{0y}/(E_0/B - v_{0z}). \quad (5.7г)$$

Уравнение (5.6) можно привести к виду

$$(z-a)^2 + (y-b)^2 = R^2. \quad (5.8)$$

Уравнение (5.8) представляет окружность радиусом  $R$ , центр которой имеет координаты  $a$  и  $b$ . Но с учетом (5.7a) и (5.7b) координата центра  $a$  равномерно смещается по направлению  $z$  со скоростью

$$v_{ц} = E_0/B, \quad (5.9)$$

а координата  $b$  не изменяется. При выбранных на рис. 5.1 направлениях  $E_0$  и  $B$ , когда  $v_{ц}$  параллельна оси  $z$ , формулу (5.9) можно представить в векторной записи:

$$\mathbf{v}_{ц} = \frac{1}{B^2} [\mathbf{E}_0 \mathbf{B}]. \quad (5.10)$$

Уравнения (5.6), (5.8) показывают, что движение электрона можно представить как равномерное поступательное движение со скоростью  $v_{ц}$  и вращательное с постоянной угловой скоростью равной циклотронной частоте  $\omega_{ц}$ , по окружности с радиусом  $R$ .

С учетом этого траекторию электрона в скрещенных полях можно заменить траекторией точки, находящейся на расстоянии  $R$  от центра диска радиусом  $r$ , который без скольжения катится вдоль оси  $z$ , так что скорость его центра остается постоянной и равной  $v_{ц}$  (рис. 5.2), частота вращательного движения относительно точки касания равна  $\omega_{ц}$ , а радиус диска определяется соотношением

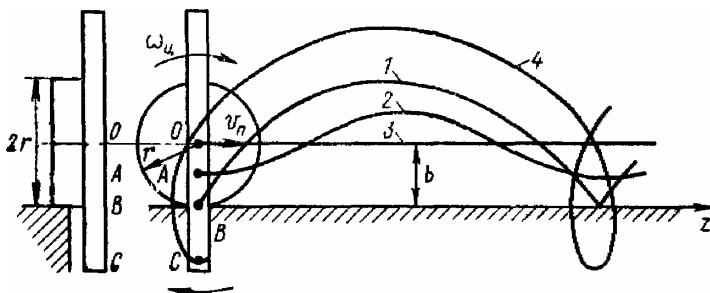


Рис. 5.2

$$r = v_{\pi} / \omega_{\pi}. \quad (5.11)$$

Скорость центра  $v_{\pi}$  называют *скоростью переносного движения*, или *переносной скоростью*.

Необходимо отметить, что величина и направление скорости  $v_{\pi}$  и циклотронная частота  $\omega_{\pi}$ , которая соответствует угловой частоте вращения диска, и, следовательно, радиус диска, не зависят от начальной скорости электрона. Однако величина  $R$  из (5.7в), определяющая расстояние от центра катящегося диска до точки, «прочерчивающей» траекторию электрона, зависит от величины и направления начальной скорости. Для простоты будем считать, что в начальный момент времени  $v_{0y}=0$ , т. е. электрон влетает в пространство между электродами параллельно оси  $z$ . Рассмотрим несколько частных случаев.

а. Начальная скорость электрона равна нулю ( $v_{0z}=0$ ). В этом случае из (5.7в)

$$R = v_{\pi} / \omega_{\pi}, \quad (5.12)$$

т. е. с учетом (5.11)  $R=r$  и траектория электрона образуется точкой  $B$ , находящейся на ободке катящегося диска. Траектория оказывается обычной циклоидой (см. рис. 5.2, кривая 1). Максимальная скорость соответствует вершине циклоиды и равна  $v_{\max}=2R\omega_{\pi}$  и с учетом (5.9) и (5.12)

$$v_{\max} = 2v_{\pi} = 2E_0/B. \quad (5.13)$$

б. Начальная скорость электрона положительна ( $v_{0z}>0$ ). В этом случае величина  $R$  в (5.7в) становится меньше, чем по формуле (5.12), и траектория соответствует движению точки  $A$  на модели (см. рис. 5.2) и является укороченной циклоидой 2.

в. Начальная скорость электрона положительна, но равна переносной скорости ( $v_{0z}=v_{\pi}$ ). Из (5.7)  $R=0$ ,  $b=r$ , поэтому в (5.6)  $z=v_{\pi}t$ , т. е. траектория электрона – это прямая линия 3, соответствующая смещению центра круга  $O$  на рис. 5.2. Скорость движения электрона остается постоянной и равной  $v_{\pi}$ . Прямолинейное и равномерное движение электрона – это результат равенства электрической и магнитной сил. Действительно, из (5.1) следует, что только при скорости  $v=E_0/B$   $F_{\text{эл}}=F_{\text{м}}$ , т. е. происходит взаимная компенсация противоположно направленных сил, и электрон движется по инерции равномерно.

г. Начальная скорость электрона отрицательная ( $v_z<0$ ). Из (5.7в) следует, что в этом случае  $R>r$ . На модели это соответствует движению точки  $C$  (см рис, 5.2). Электрон движется по удлинненной циклоиде 4.

Поясним дополнительно физический смысл скорости  $v_{\pi}$ . Для этого из (5.6) найдем проекцию скорости электрона на ось  $z$ :

$$\dot{z} = \dot{z} = a + R\omega_{\pi} \cos(\omega_{\pi}t - \psi_0).$$

Найдем среднее значение  $v_{\text{цсп}}$  за период  $T=2\pi/\omega_{\pi}$ . Среднее значение второго слагаемого за период равно нулю. Поэтому среднее значение проекции скорости остается постоянным и равным с учетом (5.7а) переносной скорости  $v_{\pi}$ :  $v_{\text{цсп}}=v_{\pi}=E_0/B$ . Поэтому  $v_{\pi}$  можно назвать средней скоростью движения электронов вдоль оси  $z$ .

В приборах типа М нашли широкое применение цилиндрические электроды. Движение электронов в этом случае удобнее рассматривать в цилиндрической системе координат. Однако, не решая соответствующие дифференциальные уравнения, следует ожидать, что траекторию электронов по аналогии с

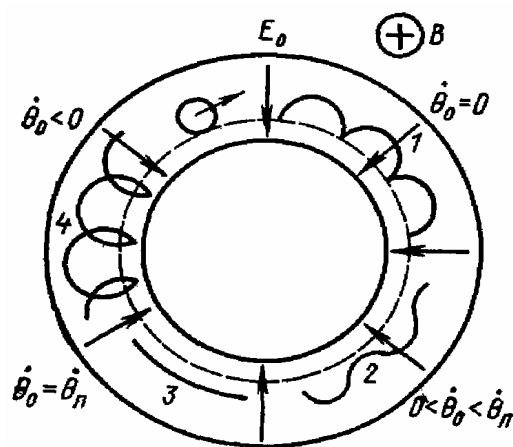


Рис. 5.3

системой плоских электродов можно представить как движение точки, находящейся на некотором расстоянии  $R$  от оси диска с радиусом  $r$ , катящегося по цилиндрической направляющей со скоростью  $v_{\text{п}}=E_0/B$ , где  $E_0$  — напряженность поля в зазоре между цилиндрическими электродами. Погрешность, вносимая при таком рассмотрении, зависит от соотношения радиусов электродов. Если радиусы отличаются мало, т. е. зазор между электродами много меньше радиусов, то цилиндрические электроды можно рассматривать как плоские, В этом случае отличие реальных траекторий от приближенных незначительно.

В цилиндрической системе координат удобнее применять вместо линейных скоростей  $v_0$  и  $v_{\text{п}}$  угловые  $\dot{\theta}_0$  и  $\dot{\theta}_{\text{п}}$ . На **рис. 5.3** показаны траектории электронов, соответствующие угловой скорости  $\dot{\theta}_0=0$ ,  $0 < \dot{\theta}_0 < \dot{\theta}_{\text{п}}$ ,  $\dot{\theta}_{\text{п}}$  и  $\dot{\theta}_0 < 0$ . При  $\dot{\theta}_0=\dot{\theta}_{\text{п}}$  траектория превращается в окружность. Этот случай аналогичен при плоских электродах равенству скоростей  $v_0$  и  $v_{\text{п}}$ : траектория повторяет форму электродов.

## § 5.2. Движение электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях при наличии СВЧ-поля

Предположим, что в пространстве между двумя электродами кроме скрещенных статических электрического и магнитного полей имеется высокочастотное поле. Для создания этого поля используются замедляющие системы, которые позволяют обеспечить

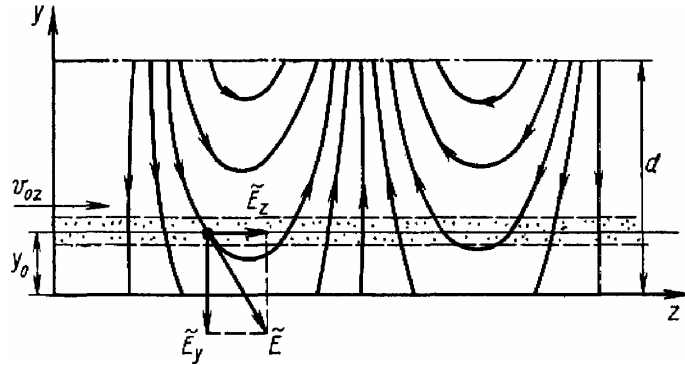


Рис. 5.4

взаимодействие электронов с бегущим СВЧ-полем. В общем случае СВЧ-поле в пространстве между электродами можно представить суммой волн пространственных гармоник, имеющих различные фазовые скорости. Обычно в приборах типа М используется нулевая пространственная гармоника (прямая или обратная).

На рис. 5.4 приведена картина силовых линий СВЧ-поля рабочей пространственной гармоники. Ось  $z$  совмещена с нижним электродом. Предполагается, что в пространство на высоте  $y_0$  входит тонкий (ленточный) электронный поток. Если начальная скорость электронов равна переносной (5.9), т. е.

$$v_{0z} = v_{\pi} = E_0/B,$$

то в статическом режиме (без СВЧ-поля) электроны движутся далее в пространстве прямолинейно и с той же скоростью  $v_{0z} = v_{\pi}$ .

Уравнения движения электронов при наличии СВЧ-поля отличаются от уравнений (5.4) для статического режима дополнительными слагаемыми, а именно:

$$\begin{aligned} \ddot{z} &= \omega_{\pi} \dot{y} - e\tilde{E}_z / m, \\ \ddot{y} &= e(E_0 + \tilde{E}_y) / m - \omega_{\pi} \dot{z}, \end{aligned} \quad (5.14)$$

где  $\tilde{E}_y$ ,  $\tilde{E}_z$  – проекции напряженности СВЧ-поля. Для общности проекция  $\tilde{E}_z$  взята положительной (направлена вдоль оси  $z$ ), а  $\tilde{E}_y$  – совпадающей с направлением  $E_0$  (против оси  $y$ ). Это определило знак перед дополнительными слагаемыми в (5.14).  $\tilde{E}_y$ ,  $\tilde{E}_z$  – функции координат и времени, поэтому решить систему (5.14) трудно. Влияние СВЧ-поля на движение электронов удобнее рассматривать в подвижной системе координат  $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$ , перемещающейся вдоль оси  $z$  со скоростью, равной фазовой скорости бегущей волны  $v_{\phi}$ . Тогда связь координат

$$z = z' + v_{\phi} t'; \quad y = y'; \quad x = x'. \quad (5.15)$$

В подвижной системе координат СВЧ-поле становится неподвижным, а  $\tilde{E}_y$ ,  $\tilde{E}_z$  – постоянными во времени, поэтому можно воспользоваться выводами, сделанными ранее

для статических полей, а значок ( $\sim$ ) опустить.

Используя (5.15) и (5.5), можно привести уравнения (5.14) к виду:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{z}' &= \omega_{ц} \dot{y}' - eE_z/m; \\ \ddot{y}' &= e(E_0 - v_{\phi}B)/m + eE_y/m - \omega_{ц} \dot{z}'. \end{aligned} \right\} \quad (5.16)$$

Из сравнения (5.16) и (5.14) следует, что переход в систему координат, которая движется со скоростью  $v_{\phi}$  относительно электродов, эквивалентен уменьшению напряженности статического поля  $E_0$  на величину  $v_{\phi}B$ . Это очевидно, так как в новой системе координат скорость электронов становится меньше на величину  $v_{\phi}$ , поэтому должна уменьшиться на  $ev_{\phi}B$  магнитная сила (5.1), действующая на электрон в этой системе координат. Таким образом, в подвижной системе координат на электрон действует эквивалентное статическое поле с постоянной напряженностью

$$E'_0 = E_0 - v_{\phi}B \quad (5.17)$$

и статическое поле, обязанное происхождением СВЧ-полю, с соответствующими напряженностями  $E_y$ ,  $E_z$ , зависящими от координат. Исключая из (5.17)  $B$  с помощью (5.9), получаем

$$E'_0 = E_0(1 - v_{\phi}/v_{п}). \quad (5.18)$$

Если  $v_{\phi} = v_{п}$ , то  $E'_0 = 0$ . Следовательно, в частном случае, когда фазовая скорость волны и переносная скорость электронов равны, в уравнении (5.16) останутся только составляющие СВЧ-поля.

С учетом (5.18) уравнения движения (5.16) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{z}' &= -eE_z/m + \omega_{ц} \dot{y}', \\ \ddot{y}' &= e(E'_0 + E_y)/m - \omega_{ц} \dot{z}'. \end{aligned} \right\} \quad (5.19)$$

Для анализа движения электронов в подвижной системе координат можно использовать выводы, полученные при рассмотрении статических полей, так как уравнения (5.19) и (5.4) имеют одинаковый вид, только вместо напряженности поля  $E_0$  необходимо брать напряженность результирующего поля  $E_p$ , являющуюся векторной

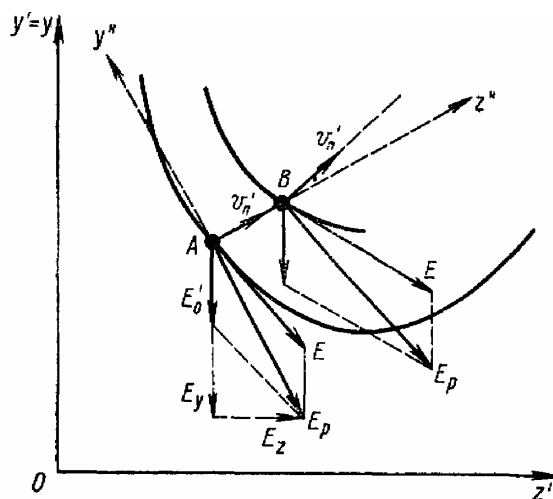


Рис. 5.5

суммой  $E'_0$  и напряженности  $E$  СВЧ-поля, проекции которой обозначены  $E_y$  и  $E_z$  (рис. 5.5), т. е.

$$E_p = E'_0 + E. \quad (5.20)$$

Вектор  $E$  всегда направлен по касательной к силовой линии СВЧ-поля.

Таким образом, движение электронов в подвижной системе координат можно рассматривать как сумму поступательного и вращательного движений. Скорость поступательного движения по аналогии с (5.9) и (5.10) можно выразить формулой

$$\mathbf{v}'_{\text{п}} = \frac{1}{B^2} [\mathbf{E}_p \mathbf{B}], \quad (5.21)$$

т. е. в любой точке переносная скорость  $\mathbf{v}'_{\text{п}}$  должна быть перпендикулярна к вектору магнитной индукции  $\mathbf{B}$  и результирующему вектору напряженности электрического поля  $\mathbf{E}_p$ . Теперь для описания движения электрона в подвижной системе координат можно использовать механическую модель с катящимся диском (см, [рис. 5.2](#)). Величина  $v'_{\text{п}}$  – это поступательная скорость центра диска. Если в неподвижной системе координат переносная скорость равна фазовой скорости ( $v_{\text{п}}=v_{\text{ф}}$ ), то по формулам (5.18) и (5.20)  $E'_0=0$ ,  $E_p=E$  и поэтому из (5.21)

$$\mathbf{v}'_{\text{п}} = \frac{1}{B^2} [\mathbf{E} \mathbf{B}].$$

Следовательно, в этом частном случае  $\mathbf{v}'_{\text{п}}$  перпендикулярна  $E$ , т. е. к касательной к силовой линии. Другими словами, направление  $\mathbf{v}'_{\text{п}}$  в любой точке совпадает с эквипотенциальной линией поля. По направлению этой эквипотенциали и должен в механической модели перемещаться центр диска, при этом траектория электрона должна иметь вид циклоиды, расположенной вдоль эквипотенциали. При неравенстве скоростей

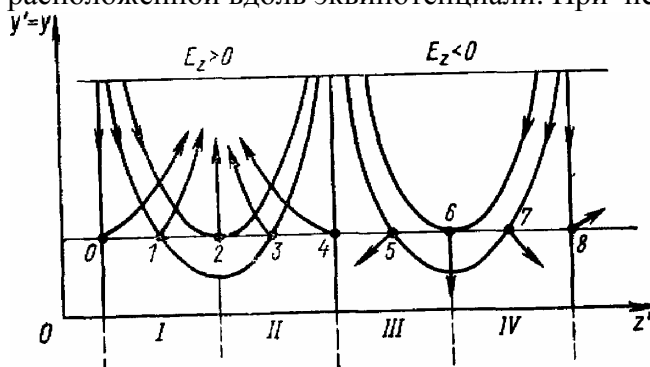


Рис. 5.6

( $v_{\text{п}} \neq v_{\text{ф}}$ ) направления скорости  $\mathbf{v}'_{\text{п}}$  не совпадают с эквипотенциалью. В действительности как только электрон уйдет из точки  $A$  в точку  $B$ , величина и направление вектора  $\mathbf{E}_p$  изменятся, поэтому изменятся величина и направление  $\mathbf{v}'_{\text{п}}$ , т. е. произойдет поворот системы координат ( $y''$ ,  $z''$ ), а реальная траектория центра круга на рис. 5.5 будет следовать за изменением направления  $\mathbf{v}'_{\text{п}}$ .

При небольшой напряженности СВЧ-поля радиус круга мал, поэтому траектория электрона будет незначительно отклоняться от траектории центра диска. Если это отклонение учитывается, то траектория электрона имеет вид циклоиды, расположенной около траектории центра катящегося диска.

Перейдем от одного электрона к потоку. Будем считать, что в начальный момент времени электроны, летящие вдоль оси  $z$ , были равномерно распределены вдоль этой оси, а следовательно, и вдоль оси  $z'$ . Повторяя рассуждения, относившиеся к одному электрону, получим семейство траекторий электронов ([рис. 5.6](#)). Для электронов, летящих слева направо, область поля с проекцией  $E_z > 0$  – тормозящая, а с  $E_z < 0$  – ускоряющая. Электроны 1, 2, 3 начинают взаимодействие с полем в тормозящем поле, 5, 6, 7 – в ускоряющем, а 0, 4, 8 – при нулевом поле. Электроны 2 и 6 оказываются в максимальном тормозящем и ускоряющем полях соответственно. При выполнении условия  $v_{\text{п}} = v_{\text{ф}}$  траектории всех электронов должны располагаться вдоль эквипотенциальных линий поля. В тормозящем поле происходит сближение электронов 1, 2, 3 (группирование около электрона 2) и одновременное смещение их вверх, а в ускоряющем поле – удаление

электронов 5, 7 от электрона 6 (разгруппирование) и одновременное смещение всех электронов вниз.

Этот же результат можно получить, рассматривая отдельно влияние составляющих

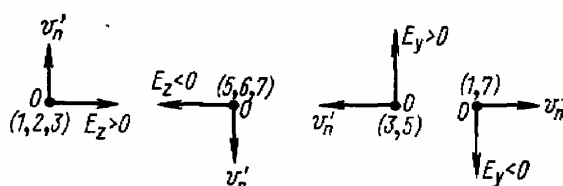


Рис. 5.7

поля  $E_y$  и  $E_z$ . Составляющие поля  $E_y$  и  $E_z$  при плоских электродах называют соответственно поперечной и продольной (а при цилиндрических электродах – радиальной и касательной). При рассмотрении движение электрона раскладывается на вертикальное и горизонтальное, т. е. определяются проекции переносной скорости  $v'_n$  на ось  $y$  и  $z'$  (или  $z$ ). И в этом случае удобно пользоваться механической моделью.

Если имеется только продольная составляющая поля  $E_z$ , то направление переносной скорости перпендикулярно векторам  $\mathbf{E}_z$  и  $\mathbf{B}$ , т. е. она направлена по вертикальной оси  $y$ . Знак переносной скорости определяется подобно (5.21) векторным произведением  $[\mathbf{E}_z \mathbf{B}]$ , а ее величина равна  $E_z/B$ . Когда  $E_z > 0$  (тормозящее поле), переносное движение идет вверх, а при  $E_z < 0$  (ускоряющее поле) – вниз, как показано на рис. 5.7. Таким образом, продольная составляющая поля  $E_z$  определяет вертикальное движение электронов: в тормозящем поле (электроны 1, 2, 3 на рис. 5.6) смещаются вверх к положительному электроду, а в ускоряющем поле (электроны 5, 6, 7) двигаются вниз к отрицательному электроду.

Если рассматривать только поперечную составляющую СВЧ-поля  $E_y$ , то аналогично можно говорить о движении с переносной скоростью  $(E'_0 + E_y)/B$ , направление которой перпендикулярно векторам  $\mathbf{B}$  и  $(\mathbf{E}'_0 + \mathbf{E}_y)$ , т. е. совпадает с направлением  $z'$  и  $z$ . Знак скорости должен определяться векторным произведением  $[(\mathbf{E}'_0 + \mathbf{E}_y) \mathbf{B}]$  или  $[\mathbf{E}_y \mathbf{B}]$ , если  $E'_0 = 0$ . При  $E_y > 0$  скорость направлена против оси  $z$ , а при  $E_y < 0$  – по оси  $z$  (см. рис. 5.7). Следовательно, поперечная составляющая СВЧ-поля  $E_y$  влияет на продольное движение (по координате  $z$ ).

Для электрона 2, находящегося в области тормозящего поля,  $E_y = 0$ , поэтому он не смещается по оси  $z$  относительно волны, если  $E'_0 = 0$ . Электрон 1 находится в области I тормозящего поля, где  $E_y < 0$ , поэтому переносная скорость этого электрона направлена по оси  $z$ , т. е. он смещается относительно волны вправо и приближается к электрону 2. Для электрона 3 в области II тормозящего поля  $E_y > 0$ , а переносная скорость направлена против оси  $z$ . Электрон 3 смещается относительно волны влево и также приближается к электрону 2, который все время находится в области максимального значения тормозящего поля.

Рассмотрим область ускоряющего поля. Электрон 6 не меняет своего положения относительно волны, так как для него  $E_y = 0$ . Электрон 7 находится в области IV ускоряющего поля, где  $E_y < 0$ , следовательно, его переносная скорость направлена по оси  $z$ . Для электрона 5 (область III)  $E_y > 0$  и переносная скорость направлена против оси  $z$ . Следовательно, электроны 5 и 7 будут удаляться от электрона 6.

Таким образом, поперечная составляющая поля  $E_y$  приводит к группированию электронов в тормозящей области поля и разгруппированию электронов в ускоряющей области СВЧ-поля.



### § 5.3. Энергетические особенности взаимодействия СВЧ-поля и электронов в приборах типа М

В приборах типа О с длительным взаимодействием поля и электронов (ЛБВО, ЛОВО) энергия СВЧ-поля увеличивается в результате уменьшения кинетической энергии электронов, группирующихся при выполнении условия синхронизма (4.3), в тормозящем поле. Это условие допускает лишь небольшое начальное превышение скорости электронов над фазовой скоростью волны ( $v_0 \gtrsim v_\phi$ ), поэтому электроны передают полю лишь небольшую часть своей кинетической энергии и электронный КПД приборов типа О мал.

В приборах типа М электрон совершает сложное циклоидальное движение, в процессе которого скорость изменяется, но в среднем остается постоянной, равной переносной скорости. Таким образом, средняя кинетическая энергия электронов остается постоянной и не может быть причиной роста энергии СВЧ-поля.

Принципиальная особенность приборов типа М состоит в том, что в процессе взаимодействия СВЧ-полю передается потенциальная энергия электронов. При взаимодействии электроны, находящиеся в тормозящей полуволне поля, не изменяя средней кинетической энергии, смещаются под действием продольной составляющей  $E_z$  СВЧ-поля в область пространства с большим потенциалом (к положительному электроду). Происходящее при таком взаимодействии уменьшение потенциальной энергии электронов как раз и равно энергии, получаемой тормозящей полуволной СВЧ-поля. Назовем электроны, передающие потенциальную энергию СВЧ-полю, электронами в благоприятной фазе. Электроны, взаимодействующие с ускоряющей полуволной СВЧ-поля, смещаясь к отрицательному электроду (катоду), увеличивают свою потенциальную энергию. Рост энергии электронов происходит за счет отбора энергии от СВЧ-поля. Электроны, отбирающие энергию СВЧ-поля можно назвать электронами в неблагоприятной фазе. Электроны в неблагоприятной фазе, если они начали взаимодействие с полем недалеко от поверхности отрицательного электрода (на рис. 5.4  $y_0 \ll d$ ), быстро уйдут вниз и не смогут существенно увеличить свою потенциальную энергию. В этих условиях энергия, отбираемую от поля электронами в неблагоприятной фазе, незначительна и в целом энергия, отдаваемая полю электронами, сгруппированными в благоприятной фазе, будет превышать энергию, отбираемую от поля электронами в неблагоприятной фазе.

Чем сильнее тормозящее поле  $E_z$  тем больше скорость переносного движения в подвижной системе координат, тем дальше электрон смещается к положительному электроду и большую потенциальную энергию передает СВЧ-полю. Группирование электронов в благоприятной фазе происходит около электрона, двигающегося в максимальном тормозящем поле волны (электрон 2 на рис. 5.6) Поэтому для них наиболее благоприятны условия взаимодействия и передачи энергии полю. Необходимо, чтобы в течение всего времени взаимодействия сгруппированные электроны находились вблизи максимума поля.

При анализе движения электронов предполагалось, что начальная скорость электронов равна их переносной скорости ( $v_{0z} = v_{п}$ ) и обе они равны (или почти равны) фазовой скорости пространственной гармоники  $v_{\phi p}$  СВЧ-поля ( $v_{0z} = v_{п} = v_{\phi p}$ ). При этих условиях электроны, начавшие движение в тормозящем поле остаются в этом поле, но группируются и смещаются к положительному электроду. Таким образом, эти электроны все время остаются в благоприятной фазе и смещаются в область максимума СВЧ-поля.

Соотношение 
$$v_{0z} = v_{п} = v_{\phi p} \quad (5.22)$$
 можно назвать условием синхронизма для приборов типа М, в которых электронный поток вводится в пространство взаимодействия параллельно электродам (приборы с *инжектированным электронным потоком*).

## Глава 6 ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ И ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ ТИПА М (ЛБВМ И ЛОВМ)

В этих приборах усиление и генерация СВЧ-колебаний осуществляется в результате взаимодействия бегущей волны в замедляющей системе с электронами, движущимися в скрещенных электрическом и магнитном полях. В отличие от других приборов типа М электронный поток вводится в пространство взаимодействия с помощью специальной электронно-оптической системы.

### § 6.1. Принцип работы ЛБВМ

По конструкции лампы бегущей волны типа М делятся на плоские и цилиндрические. На рис. 6.1 приведена схема устройства ЛБВМ плоской конструкции. Лампа имеет две основные части; инжектирующее устройство и пространство взаимодействия.

Инжектирующее устройство состоит из катода и управляющего электрода, обеспечивающих создание ленточного электронного потока и ввод его в пространство взаимодействия. Электроны, вылетевшие из катода, в скрещенных статических

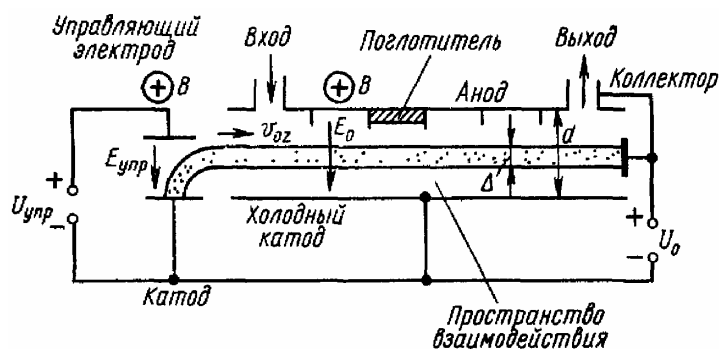


Рис. 6.1

электрическом  $E_{упр}$  и магнитном  $B$  полях в пространстве между катодом и управляющим электродом двигаются по циклоидальной траектории. Подбирают такие условия, чтобы электроны в момент входа в пространство взаимодействия, образуемого верхним электродом замедляющей системы (анод) и нижним электродом (холодный катод или основание), находились на вершине циклоиды. В этой точке имеется только горизонтальная составляющая скорости  $v_{0z}$ , которая определяется по формуле (5.13);

$$v_{0z} = 2E_{упр}/B. \quad (6.1)$$

Скорость  $v_{0z}$  – начальная для пространства взаимодействия. Ранее было выяснено, что если начальная скорость электронов направлена параллельно электродам и равна переносной скорости, то траектория электронов прямолинейна. Переносную скорость в пространстве взаимодействия определяют по формуле (5.9). Таким образом, при выполнении условия  $v_{0z} = v_{п}$  траектория оказывается прямолинейной и электроны должны попадать при отсутствии высокочастотного поля в пространстве взаимодействия на коллектор.

Высокочастотный сигнал подводится через вход замедляющей системы. Если фазовая скорость пространственной гармоники  $v_{фр}$  равна переносной скорости  $v_{п}$ , то в пространстве взаимодействия происходит увеличение энергии СВЧ-поля в результате уменьшения потенциальной энергии электронов. Для предотвращения самовозбуждения имеется, как в ЛБВ типа О, поглотитель.

Процесс взаимодействия был рассмотрен в § 5.2. Под действием поперечной

составляющей СВЧ-поля происходит группирование электронов в области максимума тормозящего поля волны. Продольная составляющая тормозящего СВЧ-поля заставляет электроны смещаться вверх к аноду. Ранее мы рассматривали взаимодействия с СВЧ-полем бесконечно тонкого ленточного потока. В действительности электронный поток, входящий в пространство взаимодействия, имеет определенную толщину  $\Delta$  (см. рис. 6.1). Напряженность СВЧ-поля в ячейках замедляющей системы зависит от поперечной координаты  $y$ , поэтому взаимодействие поля и электронов, находящихся в разных точках

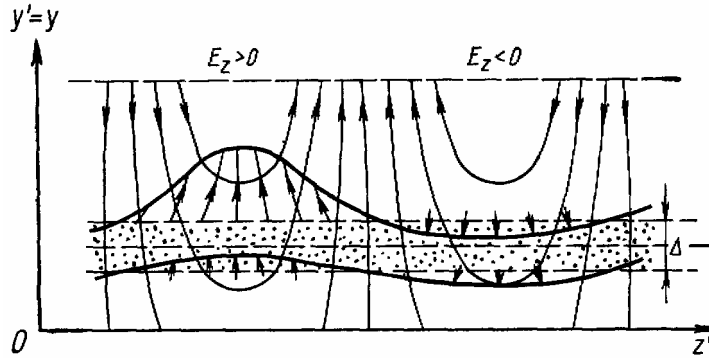


Рис. 6.2

сечения потока, различно. Верхние электроны испытывают воздействие более сильного СВЧ-поля, чем нижние. На рис. 6.2 показано смещение электронов в подвижной системе координат (движущейся синхронно с волной). Стрелки обозначают смещение во времени электронов, начавших движение в разных фазах СВЧ-поля, а толстые линии – верхнюю и нижнюю границы электронного потока, наблюдаемые в подвижной системе координат. Смещение электронов на верхней границе всегда больше, чем на нижней, поэтому сечение пучка пульсирующее: в тормозящем поле увеличивается, а в ускоряющем – уменьшается. Расчеты показывают, что в приборах типа М, несмотря на группирование электронов в тормозящем поле, объемная плотность электронного потока в отличие от приборов типа О остается постоянной, так как одновременно с продольным группированием происходит увеличение сечения пучка (растет размер пучка в поперечном направлении). Передача потенциальной энергии электронного потока СВЧ-полю в приборах типа М объясняется только тем, что электроны в тормозящем СВЧ-поле смещены в область с большим потенциалом статического поля, так что их потенциальная энергия превышает потенциальную энергию электронов в ускоряющем СВЧ-поле.

Границы электронного потока в неподвижной системе координат для определенного момента времени показаны на рис. 6.3. Пунктирными горизонтальными прямыми отмечены границы пучка, когда нет СВЧ-поля. При наличии СВЧ-поля электроны находятся в выбранный момент времени внутри заштрихованной области. В другой момент времени волна оказывается смещенной вправо на некоторое расстояние, а выбранный электрон, если он находится в тормозящем поле, сместится вверх к положительному электроду. Со временем такой электрон плавно смещается вверх. Штрихпунктирной линией показана траектория электрона, начавшего движение в максимуме тормозящего поля в точке А. Точками А', А'' показаны положения этого

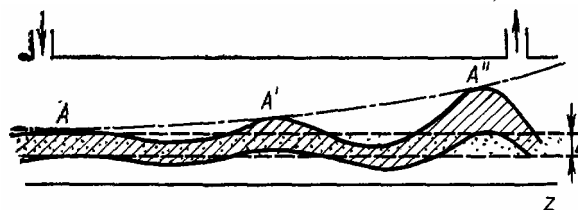


Рис. 6.3

электрона через каждый период СВЧ-напряжения, когда тормозящее поле имеет опять максимальную величину. Электрон, находившийся в момент времени  $t$  в точке  $A$ , перейдет за период  $T$  в точку  $A'$ , а электрон, бывший в точке  $A'$ , за это же время переместится в точку  $A''$  и т. д.

В конце пути электроны попадут на коллектор. Однако, если амплитуда СВЧ-сигнала велика, электроны могут попасть раньше на верхний положительный электрод замедляющей системы. Эти электроны отдают полностью свою потенциальную энергию СВЧ-полю. Линейная связь выходного и входного сигналов наблюдается до тех пор, пока электроны не начнут попадать вблизи коллектора на анод замедляющей системы. С дальнейшим повышением входного сигнала все большее число электронов будет попадать на анод, причем точка попадания электронов смещается влево. В этом случае замедляется рост выходной мощности, а коэффициент усиления ЛБВМ начинает уменьшаться. При некотором входном сигнале наступает режим насыщения.

## § 6.2. Параметры и характеристики ЛБВМ

**Электронный КПД.** Определим КПД ЛБВМ способом, который применим и для других приборов типа М.

В приборах типа М происходит передача потенциальной энергии электронов СВЧ-полю замедляющей системы. Пусть электрон попадает на анод замедляющей системы, имеющий потенциал  $U_0$ . Электрон, вылетая из катода, имеет потенциальную энергию  $eU_0$ , а при попадании на анод – нулевую. Однако не все изменение потенциальной энергии  $eU_0$  идет на увеличение энергии СВЧ-поля. Для выполнения условия синхронизма начальная скорость электронов при влете в замедляющую систему должна определяться формулой (5.22). Кинетическая энергия электрона при этой скорости

$$W_{к(нач)} = mv_{0z}^2/2 = mv_n^2/2, \quad (6.2)$$

а при вылете из катода равна нулю. Рост кинетической энергии произошел в результате уменьшения потенциальной энергии электрона на величину  $eU_{0\text{синх}}$ , причем

$$eU_{\text{синх}} = W_{к(нач)}. \quad (6.3)$$

Величина  $eU_{\text{синх}}$  соответствует потенциалу точки влета электрона в пространство взаимодействия и называется *потенциалом синхронизации*. Таким образом, (6.3) выражает потерю потенциальной энергии, необходимой для сообщения электронам начальной скорости, требуемой условием синхронизма в пространстве взаимодействия.

Потенциальная энергия, передаваемая СВЧ-полю, равна разности  $eU_0$  и  $eU_{\text{синх}}$ , поэтому электронный КПД

$$\eta_0 = (eU_0 - eU_{\text{синх}}) / eU_0 = 1 - U_{\text{синх}} / U_0 \quad (6.4)$$

Принципиальных ограничений для КПД нет. Однако следует иметь в виду, что при увеличении  $U_0$  необходимо одновременно пропорционально увеличивать индукцию магнитного поля  $B$ , чтобы переносная скорость электронов оставалась постоянной и условие синхронизма не нарушалось. В действительности КПД всего прибора оказывается меньше рассчитанного по формуле (6.4), так как не все электроны достигают анода замедляющей системы, а электроны, попавшие на анод, рассеивают свою кинетическую энергию в виде тепла. Кроме того, часть энергии СВЧ-поля расходуется на ускорение электронов, двигающихся в неблагоприятной фазе.

Для повышения КПД при заданном  $U_0$  требуется брать меньшие значения  $U_{\text{синх}}$ , т. е. необходимо вводить поток электронов возможно ближе к холодному катоду на [рис. 6.1](#). Однако напряженность СВЧ-поля резко уменьшается при удалении от анода замедляющей системы. Поэтому при смещении электронного потока к холодному катоду для получения прежнего группирования потока потребуется больший входной сигнал, что снизит коэффициент усиления. Следовательно, условия получения высокого КПД и большого коэффициента усиления в ЛБВМ несовместимы. При большом входном сигнале КПД может быть высоким (50–70%).

**Коэффициент усиления.** Наибольшая передача энергии от электронного потока бегущей волне, а следовательно, и наибольший коэффициент усиления в приборах типа М достигается при точном синхронизме электронов и волны. Коэффициент усиления ЛБВМ рассчитывают на основе линейной теории, которая приводит к представлению СВЧ-поля двумя парциальными волнами. Коэффициент усиления определяют по формуле, аналогичной формуле (4.40) в ЛБВО:

$$K_{y(u)} = A + BDN. \quad (6.5)$$

Здесь  $A$  – коэффициент, учитывающий распределение поровну между парциальными волнами энергии входного сигнала ( $A = 20 \lg 1/2 = -6$ );  $D$  – параметр усиления, аналогичный

по смыслу параметру усиления  $C$  в ЛБВО;  $N$ —электрическая длина замедляющей системы, а  $B$ —коэффициент, связанный с параметром «холодного» рассинхронизма (4.32) соотношением

$$B = 54,6 \sqrt{1 - b^2/4}. \quad (6.6)$$

Используя (6.5) и (6.6) можно сделать вывод, что при  $b=0$  коэффициент усиления максимальный:

$$K_{y(U)} = -6 + 54,6DN, \quad (6.7)$$

а при  $b=\pm 2$   $K_{y(U)}=0$ .

В ЛБВМ условия достижения высокого КПД и большого коэффициента усиления противоречивы. Однако возможно компромиссное решение, при котором КПД сравнительно высокий (40–60%), а коэффициент усиления, хотя и ниже, чем в ЛБВО, но достаточно велик (20–25 дБ).

**Амплитудная характеристика.** На рис. 6.4 приведена зависимость выходной мощности от входного сигнала при постоянном токе пучка  $I_0$ . При увеличении входного сигнала выходная мощность возрастает и достигает насыщения при некотором значении входного сигнала. Причина насыщения рассматривалась ранее. На этом же рисунке показаны зависимости коэффициента усиления от входного сигнала.

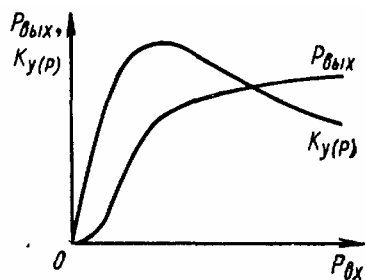


Рис. 6.4

Увеличение тока пучка  $I_0$  при постоянном входном сигнале приводит к пропорциональному росту выходной мощности, так как увеличивается энергия, отдаваемая электронным пучком полю. Теоретически в усилительных приборах типа М нет ограничения по мощности, так как

зависимость  $P_{\text{вых}}$  от  $I_0$  не имеет насыщения. Однако зависимость электронного КПД от тока имеет насыщение, т. е.  $\eta_e$  стремится к постоянной величине, поскольку  $P_0 = I_0/U_0$  также увеличивается с ростом тока.

Лампы непрерывного режима имеют мощность до нескольких киловатт и КПД порядка 40%, а у импульсных ЛБВМ мощность составляет до нескольких мегаватт и КПД 60% и более. Для импульсного режима характерны большие импульсные токи пучка (несколько десятков ампер).

**Амплитудно-частотная характеристика.** ЛБВМ по сравнению с ЛБВ типа О имеет более широкую полосу пропускания при одинаковых замедляющих системах. Объясняется это следующим. Электронный пучок в приборах типа М имеет конечную толщину  $\Delta$  (см. рис. 6.1). В потоке действуют расталкивающие силы пространственного заряда, поэтому каждый электрон приобретает ускорение в поперечном направлении (по оси  $y$ ) и поперечную составляющую скорости, которая вызывает появление силы Лоренца,

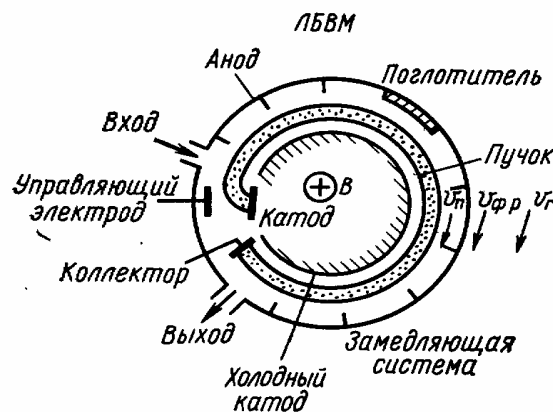


Рис. 6.5

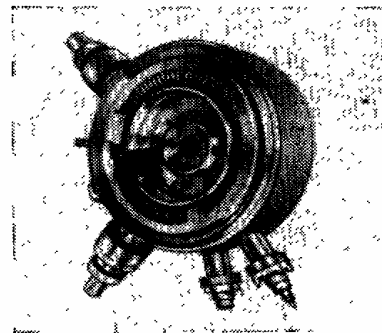


Рис. 6.6

направленной вдоль оси пучка. Сила пространственного заряда при удалении от оси пучка возрастает. Электроны, находящиеся на разных расстояниях от оси, испытывают воздействие различной по величине силы Лоренца. Отдельные слои пучка движутся с различными скоростями. Электроны в верхнем слое имеют максимальную скорость, в нижнем—минимальную. Скорость электронов на оси остается неизменной. Отдельные слои пучка начинают «скользить» относительно друг друга.

Пусть при работе ЛБВМ на определенной частоте условие синхронизма выполняется для электронов, находящихся на оси. В этом случае другие слои электронов взаимодействуют с полем менее эффективно. С изменением частоты может быть выполнено условие синхронизма для электронов других слоев, движущихся медленнее или быстрее осевого. Таким образом, при прочих равных условиях в ЛБВМ условие синхронизма можно выполнить в более широкой полосе частот, чем в приборах типа О.

Достоинство ЛБВМ кроме высоких выходной мощности и КПД, сравнительно большого коэффициента усиления, широкой полосы пропускания состоит также в хорошей фазовой стабильности выходного сигнала. Недостаток ЛБВМ по сравнению с ЛБВО – это высокий уровень шумов (20–25 дБ), вызванный взаимодействием электронов с отраженной волной и флуктуациями в области электронной пушки. Сейчас ЛБВМ применяют как мощные выходные усилители в дециметровом и сантиметровом диапазонах волн.

Таблица 5

Параметры ЛБВМ и ЛОВМ

Тип лампы	Диапазон частот или диапазон электронной перестройки, ГГц	Выходная мощность, кВт	КПД, %	Напряжение, кВ	Ток пучка, А	Коэффициент усиления, дБ	Полоса пропускания, МГц
ЛБВМ непрерывного действия	1,2—1,3	0,2—0,8	45	2,5—3,5	0,15—0,25	42* 15	120—300
ЛБВМ импульсная	1,3	2500	50—60	75	60	10—13	150
ЛОВМ непрерывного действия	2,5—3,1	0,28—0,4	25	2,5	0,4	—	—
ЛОВМ импульсная	2,7—3	350	33	15—30	30	—	—

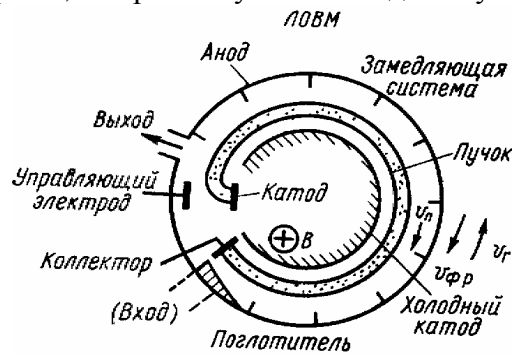
\* При слабом сигнале.

В табл. 5 приведены параметры некоторых ЛБВМ. Схема устройства ЛБВМ цилиндрической конструкции приведена на **рис. 6.5**, а внешний вид – на **рис. 6.6**.

### § 6.3. Принцип работы ЛОВМ

**Устройство ЛОВМ.** В лампах обратной волны типа М, которые могут быть генераторными или усилительными устройствами, взаимодействие электронного потока происходит с обратной пространственной гармоникой. Схема устройства цилиндрической генераторной ЛОВМ показана на **рис. 6.7**.

Электроны, эмиттируемые катодом, под действием поля управляющего электрода и магнитного поля двигаются примерно по циклоидальной кривой и входят в пространство взаимодействия, образованное верхним электродом (анодом) замедляющей системы и нижним электродом (холодным катодом). При выполнении таких же условий, как в ЛБВМ, электрон при отсутствии СВЧ-поля движется по окружности (или по прямой линии при плоских электродах) и попадает на коллектор. При выполнении условия синхронизма (5.22), т. е. при равенстве переносной скорости электронов и фазовой скорости обратной пространственной гармоники и тока пучка, большем пускового, в ЛОВМ возникают колебания. У коллекторного конца лампы расположен поглотитель, который поглощает энергию, отраженную от выходного устройства, если согласование



**Рис. 6.7**

в нем недостаточно хорошее. Отсутствие поглотителя создает дополнительную паразитную обратную связь, которая ухудшает равномерность частотной характеристики, так же как в ЛОВО (см. § 4.8). Если вместо поглотителя сделать ввод энергии и установить ток меньше пускового, то ЛОВМ будет работать в усилительном режиме.



## § 6.4. Параметры и характеристики генераторной ЛОВМ

**Пусковой ток.** Так же как в [ЛОВО](#), в генераторной ЛОВМ имеются зоны генерации. Для возбуждения колебаний в высших зонах требуется увеличивать число взаимодействующих электронов, т. е. ток пучка. Связь между пусковыми, токами в любой зоне с номером  $n$  и первой устанавливается формулой

$$I_{0(\text{пуск})}^{(n)} = (2n - 1)^2 I_{0(\text{пуск})}^{(1)}, \quad (6.8)$$

т. е. зависимость от номера оказывается сильной (квадратичной).

При большом токе пучка одновременно возможна генерация колебаний в нескольких зонах. В этом режиме работы в спектре кроме частот колебаний зон присутствуют комбинационные частоты. Многочастотность – это существенный недостаток ЛОВМ при работе с током пучка, большем пускового тока для первой зоны.

**Выходная мощность и электронный КПД.** Выходная мощность ЛОВМ и ЛБВМ практически линейно зависит от тока пучка ([рис. 6.8](#)):

$$P_{\text{вых}} = A(I_0 - I_{0(\text{пуск})}),$$

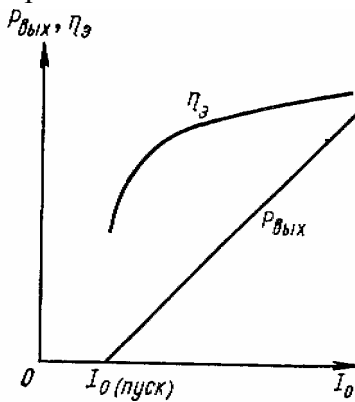


Рис. 6.8

где  $A$  – некоторый коэффициент. Выходная мощность ЛОВМ в дециметровом диапазоне в непрерывном режиме достигает нескольких десятков киловатт, в сантиметровом диапазоне – порядка нескольких сот ватт и в миллиметровом диапазоне – десятков ватт. Электронный КПД ЛОВМ также зависит от тока пучка. Сначала КПД растет с увеличением тока пучка, а затем после перехода ЛБВМ в режим насыщения практически не изменяется. В этом режиме  $P_{\text{вых}}$  и затраченная мощность  $P_0 = I_0 U_0$  практически одинаково увеличиваются с ростом тока. Максимальное значение КПД можно определить по формуле [\(6.4\)](#), обычно КПД составляет 50–60%.

**Электронная перестройка частоты.** Как и в [ЛОВО](#), частота генерируемых колебаний зависит от ускоряющего напряжения (электронная перестройка частоты). Однако эта зависимость в ЛОВМ более линейна. В ЛОВО скорость электронов пропорциональна

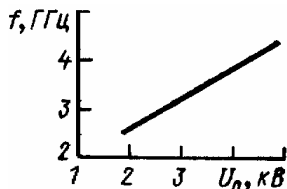


Рис. 6.9

$\sqrt{U_0}$  а следовательно, и частота примерно пропорциональна  $\sqrt{U_0}$ .

В ЛОВМ в условие синхронизма входит скорость электронов, равная переносной скорости, которая пропорциональна напряжению  $U_0$ . Если считать, что в ЛОВМ фазовая скорость волны примерно линейно зависит от частоты (см. [рис. 4.20](#)), то частота генерируемых колебаний почти линейно зависит от напряжения  $U_0$ . Линейность характеристики электронной перестройки частоты ([рис. 6.9](#)) является важным практическим преимуществом ЛОВМ.

Параметры некоторых ЛОВМ приведены в [табл. 5](#).

## Глава 7 МНОГОРЕЗОНАТОРНЫЙ МАГНЕТРОН

Многорезонаторный магнетрон – электронный прибор типа М, предназначенный для генерации СВЧ-колебаний. Генерация происходит в результате взаимодействия электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях с СВЧ-полем замкнутой (кольцевой) замедляющей системы, образованной цепочкой резонаторов. В многорезонаторном магнетроне используется внутренний цилиндрический катод, который создает эмиссию электронов по всей длине кольцевого пространства взаимодействия и обеспечивает получение замкнутого электронного потока.

### § 7.1. Статический режим работы магнетрона

Упрощенная схема многорезонаторного магнетрона показана на **рис. 7.1**. Колебательная система магнетрона образована рядом объемных резонаторов, выполненных в материале анода (анодного блока).

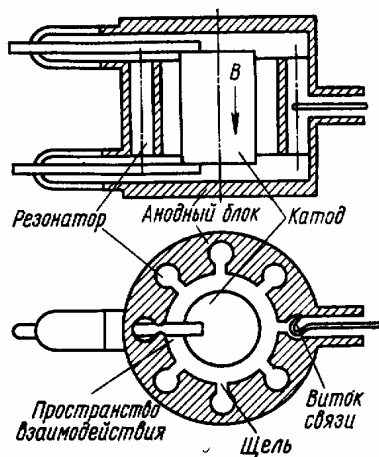


Рис. 7.1

Электронные эмиттируются цилиндрическим катодом. Пространство между катодом и анодом называется пространством взаимодействия. В этой области происходит обмен энергией между электронами и СВЧ-полем. Объемные резонаторы связаны с пространством взаимодействия через щели, так как СВЧ-поле «провисает» в это пространство. При выполнении определенных условий в многорезонаторном магнетроне возникают колебания. Энергия выводится с помощью витка связи, находящегося в одном из резонаторов, и коаксиальной линии или волновода. Вакуумная камера магнетрона помещена между полюсами электромагнита или постоянного магнита, причем направление магнитного поля совпадает с осью катода.

Анод магнетрона имеет положительный потенциал  $U_a$  относительно катода. В цилиндрическом магнетроне силовые линии электрического поля направлены по радиусу, а магнитные – параллельно оси магнетрона, поэтому в пространстве взаимодействия электрическое и магнитное поля взаимно перпендикулярны («скрещенные поля»).

В первом приближении соотношения, полученные в § 5.1, применимы и для цилиндрического магнетрона. Движение электрона представим как перемещение точки диска, катящегося без скольжения по цилиндрической поверхности катода (**рис. 7.2**).

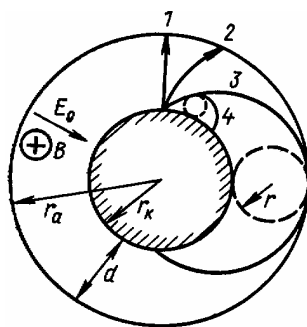


Рис. 7.2

При данном  $U_a$  и  $B=0$  электрон, движется к аноду по радиусу (прямая 1 на рис. 7.2). При увеличении индукции траектория искривляется, но электрон еще попадает на анод (кривая 2). Существует некоторая критическая индукция  $B_{кр}$ , при которой радиус  $r$  катящегося диска равен половине расстояния между анодом и катодом, т. е.  $r=d/2$ , и траектория касается анода (кривая 3). Если  $B>B_{кр}$ , то электрон не достигает анода кривая 4) и анодный ток прекращается. Режим работы магнетрона, соответствующий критической индукции ( $B=B_{кр}$ ), называется *критическим*.

Естественно, что с повышением анодного напряжения растет  $B_{кр}$ , так как увеличивается переносная скорость  $v_n$  (5.9) и радиус диска (5.11). Для

сохранения прежнего значения радиуса ( $r=d/2$ ) необходимо увеличивать  $B_{кр}$ . Напряженность электрического поля в пространстве анод – катод

$$E \approx U_a/d. \quad (7.1)$$

Подставляя это значение в (5.11), получаем с учетом (5.5) и (5.9)

$$r = mU_a/edB_{кр}^2. \quad (7.2)$$

В критическом режиме  $r=d/2$ , поэтому  $B_{кр}$  при заданном  $U_a$  определяется по формуле

$$B_{кр} = \sqrt{2mU_a/ed^2}. \quad (7.3)$$

Очевидно, если задана индукция  $B$ , то можно говорить о критическом значении анодного напряжения  $U_{а.кр}$ , при котором наступает критический режим работы. В этом случае в (7.3) следует заменить  $U_a$  на  $U_{а.кр}$ , а  $B_{кр}$  на  $B$ . Тогда получим

$$U_{а.кр} = ed^2B^2/2m. \quad (7.4)$$

Кривую, построенную по формуле (7.4), называют *параболой критического режима* (рис. 7.3). Два любых значения  $U_a$  и  $B$  определяют на рис. 7.3 точку. Если точка находится левее параболы (в заштрихованной области), то анодный ток магнетрона существует, правее – отсутствует.

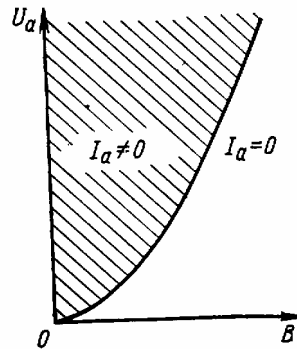
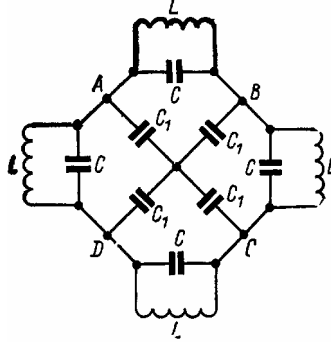


Рис. 7.3

## § 7.2. Свойства колебательной системы магнетрона

Колебательная система многорезонаторного магнетрона состоит из объемных резонаторов и пространства взаимодействия. Соседние резонаторы связаны через пространство взаимодействия, поэтому колебательную систему можно представить замкнутой цепочкой связанных объемных резонаторов. На **рис. 7.4** показана эквивалентная схема колебательной системы четырехрезонаторного магнетрона:  $L$  и  $C$  – эквивалентные индуктивность и емкость идентичных резонаторов;  $C_1$  – емкость между



**Рис. 7.4.**

резонаторами. Предполагается, что магнитная связь между резонаторами отсутствует. Эквивалентная схема представляет собой замкнутую систему (цепочку) полосовых фильтров, поэтому в такой системе могут возбуждаться только те колебания, для которых сумма сдвигов фазы в звеньях при одном обходе кратна величине  $2\pi$ , т. е. сдвиг фазы  $\varphi_0$  на одно звено, или между колебаниями в соседних резонаторах, может принимать лишь следующие дискретные значения:

$$\varphi_0 = 2\pi n / N, \quad (7.5)$$

где  $N$  – число резонаторов, а  $n$  – целое число, называемое номером вида колебания. В теории фильтров доказывается, что сдвиг фазы на одно звено  $\varphi_0$  в полосе прозрачности системы не может быть более  $180^\circ$ , поэтому номер вида  $n$  в (7.5) принимает лишь следующие значения:

$$n = 0, 1, 2, \dots, (N/2 - 1), N/2. \quad (7.6)$$

Вид колебаний  $n=0$  ( $\varphi_0=0$ ) называют синфазным, а  $n=N/2$ , при котором  $\varphi_0=\pi$ , – противофазным, или  $\pi$ -видом. Соотношение (7.5) называют *условием цикличности* или замкнутости ВЧ-поля магнетрона.

Каждому виду колебаний (7.6) соответствует собственная частота колебательной системы. Действительно, переход к другому виду означает изменение сдвига фазы  $\varphi_0$  на одно звено, а при заданных  $L$ ,  $C$  и  $C_1$  новое значение  $\varphi_0$  можно получить только на другой частоте. Расчет по схеме (см. рис. 7.4) приводит к формуле для частоты  $\omega_n$  вида колебаний с номером  $n$ :

$$\omega_n = \omega_{рез} / \sqrt{1 + C_1 / 2C(1 - \cos \varphi_0)}, \quad (7.7)$$

где  $\varphi_0$  связана с номером вида условием цикличности (7.5), а  $\omega_{рез} = 1/\sqrt{LC}$  – собственная частота изолированного резонатора. По формуле (7.7), справедливой для емкостной связи между резонаторами, увеличение  $n$  приводит к росту частоты. Следует заметить, что формула (7.7) неприменима для синфазного вида колебаний ( $n=0$ ).

Каждому виду колебаний соответствует вполне определенная картина СВЧ-поля в пространстве взаимодействия. Силовые линии электрического поля и изменение азимутальной составляющей напряженности  $E_\theta$   $\pi$ -вида колебаний в четырехрезонаторном магнетроне ( $N=4$ ) показаны на **рис. 7.5**. Очевидно, что номер вида колебаний одновременно означает периодичность изменения поля.

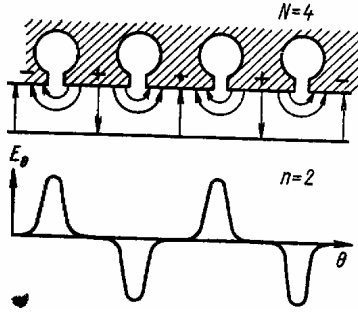


Рис. 7.5

Зависимость поля от азимута несинусоидальная, поэтому, как и в замедляющих системах с периодическими неоднородностями, необходимо учитывать пространственные гармоники. Понятие пространственных гармоник было введено для бегущих волн, а в пространстве взаимодействия магнетрона поле имеет характер стоячей волны. Очевидно, что несинусоидальную по азимуту стоячую волну можно представить как суперпозицию двух несинусоидальных по азимуту волн, бегущих в

противоположных направлениях, а каждую из этих волн можно заменить суммой пространственных гармоник. В результате для каждого номера гармоники  $p$  имеются две синусоидальные волны, бегущих с равными фазовыми скоростями, но в противоположных направлениях.

Необходимо отметить, что условие цикличности (7.5) справедливо лишь для нулевой пространственной гармоники ( $p=0$ ) любого вида колебаний. Соответственно и эквивалентная схема, приведенная на рис. 7.4, относится к нулевой гармонике. Для гармоники с номером  $p$  сдвиг фазы на периоде замедляющей системы

$$\varphi_{n,p} = \varphi_0 + 2\pi p; \quad p=0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (7.8)$$

Очевидно, что волна нулевой гармоники вида  $n$  совершает один обход пространства взаимодействия за время  $nT_n$ , а путь между соседними резонаторами за время

$$\tau_{n,0} = nT_n/N, \quad (7.9)$$

где  $T_n$  – период высокочастотного поля для вида  $n$ . Для гармоники с номером  $p$  время движения между соседними резонаторами  $\tau_{n,p}$  на целое число периодов больше, чем  $\tau_{n,0}$ , т. е.

$$\tau_{n,p} = \tau_{n,0} + pT_n. \quad (7.10)$$

Поэтому угловая скорость волны пространственной гармоники  $p$  номера вида  $n$  с учетом (7.9) определится формулой

$$\Omega_{n,p} = \theta / \tau_{n,p} = \omega_n / (n + pN) \quad (7.11)$$

где

$$\theta = 2\pi/N \quad (7.12)$$

— геометрический угол между соседними резонаторами, а  $\omega_n = 2\pi/T_n$ . Для всех пространственных гармоник данного вида колебаний  $n$  частота одинакова, ее находят по формуле (7.7).

Из формулы (7.11) следует, что для любого вида колебаний максимальная угловая скорость у нулевой гармоники. Наименьшая угловая скорость нулевой гармоники наблюдается у  $\pi$ -вида.

Для  $\pi$ -вида колебаний  $n=N/2$  и  $n+pN=N(p+1/2)$ . Поэтому из (7.11)

$$\Omega_{N/2,p} = 2\omega_{N/2}/N(2p+1). \quad (7.13)$$

Очевидно, что для  $\pi$ -вида колебаний наибольшую и одинаковую по абсолютной величине угловую скорость имеют одновременно пространственные гармоники:  $p=0$  и  $p=-1$ , однако направления их фазовых скоростей оказываются противоположными.

### § 7.3. Динамический режим работы магнетрона

Предположим, что электроны, вылетающие из катода, движутся независимо, т. е. действие пространственного заряда не проявляется. Тогда во взаимно перпендикулярных электрическом и магнитном полях любой электрон совершает циклоидальное движение и возвращается на катод. Так как электроны вылетают со всей поверхности катода, то образуется электронное облако (рис. 7.6,*а*), в котором все электроны перемещаются по циклоидальным траекториям вокруг катода с некоторой переносной скоростью, определяемой формулой (5.9).

Для объяснения процесса самовозбуждения необходимо предположить, что в пространстве взаимодействия имеется слабое СВЧ-поле, например вызванное флуктуациями электронного потока. Это поле представим суммой пространственных гармоник. При выполнении условия синхронизма для одной из пространственных гармоник какого-то вида колебаний, например  $\pi$ -вида, начнется эффективное взаимодействие электронов и поля. Радиальная составляющая поля  $E_r$  вызовет некоторое группирование электронов в тормозящих областях поля, а азимутальная составляющая  $E_\theta$  начнет смещать эти электроны к аноду, заставляя электроны в благоприятной фазе передавать свою потенциальную энергию полю. Электроны, начавшие взаимодействие в ускоряющих областях поля, т. е. электроны в неблагоприятной фазе, двигаются к катоду, не успевая отобрать у поля много энергии. Поэтому преобладает передача энергии полю, что приводит к росту поля, а последнее – к усилению воздействия поля на электронный

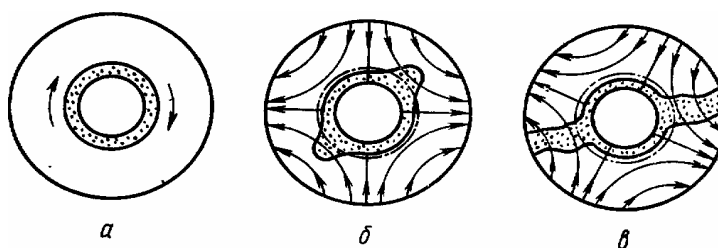


Рис. 7.6

поток и т. д. В пространстве взаимодействия возникают пульсации границы облака пространственного заряда (рис. 7.6,*б*), которые в установившемся режиме достигают анода (рис. 7.6,*в*). Динамический пространственный заряд имеет форму спиц, вращающихся вокруг катода с постоянной угловой скоростью. Число спиц, очевидно, равно числу тормозящих областей СВЧ-поля в пространстве взаимодействия, т. е. номеру вида колебаний. У колебаний  $\pi$ -вида число спиц максимально и равно половине числа резонаторов. Движение электронов удобнее рассматривать в подвижной системе координат, связанной с бегущей волной пространственной гармоники. В этой системе координат СВЧ-поле волны неподвижно и положение любого электрона можно изобразить циклоидальной кривой (см. § 5.2). На рис. 7.7 показаны траектории нескольких электронов в благоприятной (2, 3, 4) и неблагоприятной (1, 5) фазах. Кроме того, каждую кривую можно рассматривать как положение в некоторый момент времени всех электронов, которые начали движение в одной фазе, но в разные периоды, и повторяют в подвижной системе координат один и тот же путь. Следовательно, в спице существует динамическое равновесие: в нее постоянно входят электроны из прикатодной области и постоянно выходят электроны на анод.

Условие самовозбуждения магнетрона сводится к условию синхронизма в приборах типа М, обеспечивающему передачу потенциальной энергии электронного потока СВЧ-полю, т. е. к требованию равенства фазовой скорости выбранной пространственной гармоники с номером  $p$  вида колебаний  $n$  и скорости переносного движения электронов

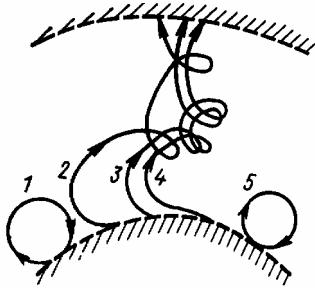


Рис. 7.7

$$(v_{\phi})_{n,p} = v_{\pi} \tag{7.14}$$

Следует подчеркнуть отличие условия синхронизма (7.14) от условия синхронизма (5.22), справедливого для приборов типа М с инжекцией электронов в пространство взаимодействия. В магнетроне нет инжекции, поэтому в условии синхронизма (7.14) отсутствует скорость инжектированных электронов  $v_{0z}$ .

Условие синхронизма для магнетрона с цилиндрическими электродами удобнее выразить через угловые скорости волны и спицы. Колебания в магнетроне поддерживаются, если угловая скорость движения волны вокруг катода  $\Omega_{n,p}$  равна угловой скорости электронов спицы  $\Omega_3$ :

$$\Omega_{n,p} = \Omega_3 \tag{7.15}$$

Однако будем пользоваться условием синхронизма (7.14), считая тем самым, что оно выполняется для некоторой окружности, например, для окружности среднего радиуса пространства взаимодействия:

$$r_{cp} = (r_a + r_k) / 2 \tag{7.16}$$

Фазовая скорость волны на этом радиусе будет средней для пространства взаимодействия. Очевидно, что  $(v_{\phi})_{n,p} = r_{cp} \Omega_{n,p}$ . Используя (7.15), (7.11) и (7.16), получаем

$$(v_{\phi})_{n,p} = \frac{\omega_n (r_a + r_k)}{2(n + pN)} \tag{7.17}$$

Здесь  $\omega_n$  – частота колебаний для  $n$ -вида колебаний.

По формуле (5.9)  $v_{\pi} = E/B$ , поэтому условие синхронизма (7.14) с учетом (7.17) можно записать в виде

$$\frac{E}{B} = \frac{\omega_n (r_a + r_k)}{2(n + pN)} \tag{7.18}$$

Так как  $E \approx U_a / (r_a - r_k)$ , то из (7.18) определим величину порогового анодного напряжения  $U_{a,пор}$  при котором выполняется условие синхронизма:

$$U_{a,пор} = \frac{\omega_n (r_a^2 - r_k^2) B}{2(n + pN)} \tag{7.19}$$

По этой формуле связь между пороговым напряжением и индукцией  $B$  линейная. Поэтому графики этой зависимости, построенные на рис. 7.8,а, называют *пороговыми прямыми*:

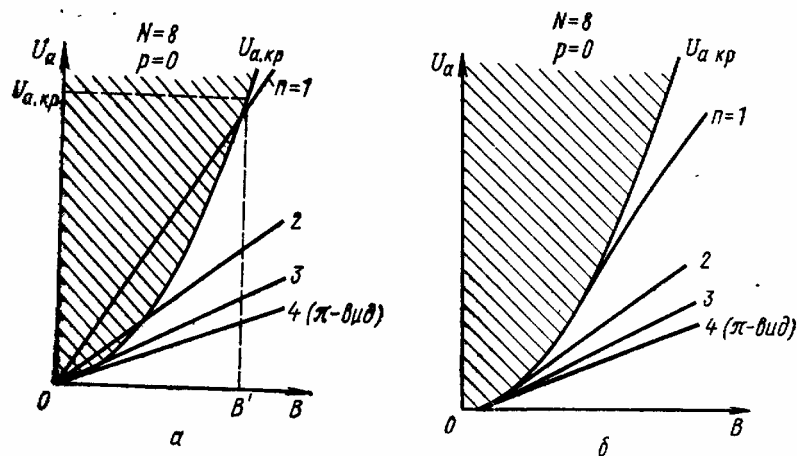


Рис. 7.8

Прямые проходят через начало координат, а их наклон зависит от номера вида колебаний  $n$  и номера пространственной гармоники  $p$ , который на рисунке принят равным нулю.

Пороговые прямые, построенные по формуле (7.19), пересекают параболу критического режима. Но при значениях  $U_a$ , соответствующих точкам заштрихованной области, генерации колебаний не должно быть, так как электроны в этом случае очень быстро уходят на анод, не успевая эффективно взаимодействовать с СВЧ-полем. Для выбранного значения  $B=B'$  при  $U_a < U_{a,кр}$  (ниже параболы) в точках на пороговых прямых, начинается возбуждение колебаний, так как в «закритическом» режиме из-за циклоидального движения возможно длительное взаимодействие с СВЧ-полем.

Наименьшие пороговые напряжения соответствуют колебаниям  $\pi$ -вида ( $n=N/2$ ), что является важным преимуществом этого вида колебаний.

Уравнение пороговой прямой (7.19) приближенное. При его выводе неявно предполагалось, что кинетическая энергия электрона при попадании на анод равна нулю. Но и в общем случае зависимость пороговых значений напряжения от  $B$  по-прежнему линейна (рис. 7.8,б). Однако пороговые прямые уже не проходят через начало координат и не пересекают параболу критического режима, а только касаются ее. Минимальное значение порогового напряжения для каждой пороговой прямой соответствует точке касания. Это пороговое напряжение называют *напряжением синхронизации*. Очевидно, что минимальное пороговое напряжение требуется в том случае, когда электроны движутся параллельно поверхности анода со скоростью, равной фазовой скорости волны. В этом случае условие синхронизма должно быть записано не для среднего радиуса (7.16), а для радиуса анодного блока  $r_a$ . Таким образом, напряжение синхронизации соответствует выполнению условия самовозбуждения в предельном случае, вблизи критического режима работы магнетрона.

Зависимости, изображенные на рис. 7.8, называют *диаграммой рабочих режимов* или рабочей диаграммой магнетрона. В таком виде диаграмма идеализирована, так как предполагается, что условие самовозбуждения выполняется только при  $U_a$  и  $B$ , соответствующих пороговым прямым.

В действительности в магнетроне существует генерация колебаний при изменении анодного напряжения в некоторой области значений до 10—20%  $U_{a,пор}$  для данного вида колебаний. Объясняется это следующим образом. Воспользуемся механической моделью описания движения электрона. Рост анодного напряжения должен приводить к увеличению радиуса диска и переносной скорости электронов  $v_n$  в соответствии с формулой (5.9). Однако увеличение  $U_a$  означает рост энергии, передаваемой электронами

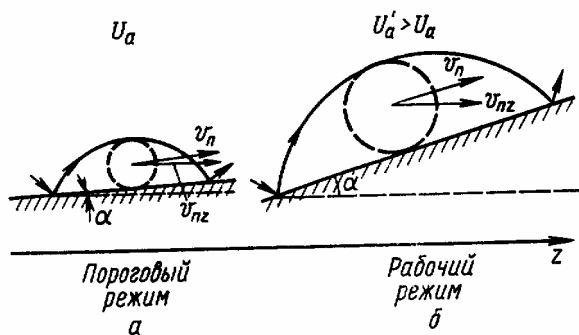


Рис. 7.9

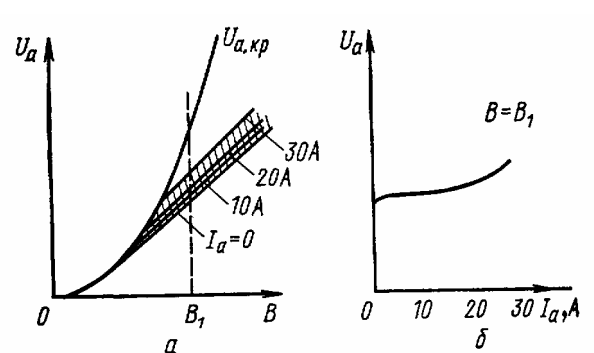


Рис. 7.10

полно, и рост СВЧ-поля, поэтому за один виток циклоиды электроны передают полю большую энергию и сильнее смещаются к аноду, т. е. угол наклона направляющей, по которой катится диск в модели (рис. 7.9), возрастает. Поэтому, несмотря на рост



переносной скорости, продольная ее проекция  $v_{pz}$  остается постоянной, т. е. условие синхронизма не нарушается. Однако увеличение радиального компонента скорости ( $v_{pz}$ ) означает увеличение числа электронов, попадающих на анод в единицу времени, т. е. рост постоянной составляющей анодного тока  $I_a$ . Следовательно, превышение  $U_a$  над пороговым приводит к увеличению анодного тока и выходной мощности. Можно считать, что пороговые прямые на рис. 7.8 соответствуют появлению анодного тока ( $I_a=0$ ) или началу самовозбуждения колебаний. На **рис. 7.10,а** для одного вида колебаний показаны пороговая прямая ( $I_a=0$ ) и линии, соответствующие постоянным значениям тока  $I_a$ , а на рис. 7.10,б – вольт-амперная характеристика магнетрона.

Таким образом, на реальной рабочей диаграмме для каждого вида колебаний вместо одной пороговой прямой имеется область, как на рис. 7.10,а, в пределах которой возможно самовозбуждение колебаний.

Обычно рабочим видом колебаний является  $\pi$ -вид с нулевой пространственной гармоникой ( $p=0$ ). Ниже рабочей пороговой прямой располагаются пороговые прямые низших видов колебаний ( $n < N/2$ ) с ненулевыми номерами пространственных гармоник (например,  $p=\pm 1$ ). Поэтому при изменении напряжения от нуля до рабочего значения для  $\pi$ -вида колебаний имеется опасность самовозбуждения на ненулевых пространственных гармониках низших видов колебаний, частота которых отличается от частоты рабочего вида колебания.

### § 7.4. Стабилизация рабочего вида колебаний

В магнетронах широко используется частотное разделение видов колебаний применением связок между резонаторами (рис. 7.11,а) или неодинаковых резонаторов (разнорезонаторные магнетроны) (рис. 7.11,б).

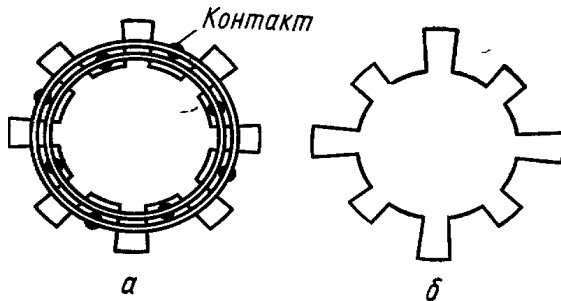


Рис. 7.11

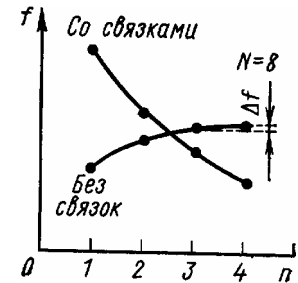


Рис. 7.12.

Зависимость частоты колебаний от номера  $n$  для эквивалентной схемы колебательной системы восьмirezонаторного магнетрона с емкостной связью между резонаторами без связок, определяемая формулой (7.7), приведена на рис. 7.12. Наименьшая разница частот  $\Delta f$  получается между рабочим видом ( $n=4$ ) и видом  $n=3$ . В общем случае разница частот между  $\pi$ -видом ( $n=N/2$ ) и ближайшим видом  $n=N/2-1$  становится меньше при увеличении числа резонаторов  $N$  и уменьшении величины емкостной связи отношения  $C_1/C$ , (см. рис. 7.4). Величина  $\Delta f/f$  небольшая – порядка 1% или меньше. Для устойчивой работы магнетрона на  $\pi$ -виде колебаний желательно иметь различие частот 10–20%. При одинаковых резонаторах  $\Delta f$  увеличивается с помощью связок.

Связки представляют собой проволочные или ленточные проводники, расположенные над торцами анодного блока и присоединенные в определенной последовательности к его сегментам. На рис. 7.11,а показан вариант двойных кольцевых связок. Каждая связка присоединена к анодному блоку, через один сегмент. Если в магнетроне возбуждены колебания  $\pi$ -вида, то каждая связка соединяет точки с одинаковым потенциалом и не изменяет распределения поля. Однако между связкой и анодным блоком имеется емкость, которая понижает резонансную частоту  $\pi$ -вида колебаний по сравнению со случаем отсутствия связок.

Предположим теперь, что возбуждаются другие виды колебаний ( $n < N/2$ ). Тогда точки присоединения связок уже не имеют одинакового потенциала. По связкам потекут уравнительные токи, влияние которых эквивалентно подключению индуктивности параллельно двум резонаторам. Это повышает частоты нерабочих видов колебаний.

На рис. 7.12 показана зависимость частоты видов колебаний от номера  $n$  для восьмirezонаторного магнетрона со связками и без них. В результате применения связок частота л-вида колебаний уменьшилась, и частота других видов повысилась, т. е. увеличилась разница частот.

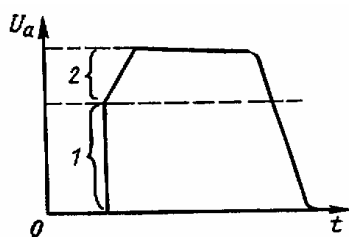


Рис. 7.13

Применение связок, правильный выбор рабочего напряжения и его стабилизация позволяют подавить паразитные виды колебаний в магнетроне с непрерывным режимом работы. Однако в импульсных магнетронах существует опасность возбуждения паразитных видов колебаний на переднем фронте импульса. Уже отмечалось, что ниже пороговой прямой, соответствующей  $\pi$ -виду колебаний, располагаются пороговые прямые для

пространственных гармоник других видов колебаний (низковольтные виды). При очень пологом фронте импульса, т. е. при малой скорости нарастания напряжения, могут успеть установиться колебания этих видов. Для того чтобы низковольтные колебания не возбуждались совсем или не успели нарасти до заметной амплитуды, необходимо начальную часть фронта 1 импульса (**рис. 7.13**) сделать крутой. В части 2 фронта, которая соответствует напряжению возбуждения л-вида колебаний, наклон необходимо уменьшить, чтобы успели установиться колебания этого вида. Идеализированный импульс напряжения такой формы и показан на рис. 7.13. К форме импульса предъявляются серьезные требования, для каждого типа магнетрона необходима оптимальная форма импульса.

Возможно эффективное подавление паразитных видов колебаний при синхронизации (подвозбуждении) магнетрона от генератора, частота которого совпадает с частотой л-вида колебаний.

## 7.5. Параметры и характеристики многорезонаторного магнетрона

**Электронный КПД.** Приближенно будем считать, что максимальная потенциальная энергия электрона, которая может перейти в энергию СВЧ-поля при анодном напряжении  $U_a$ ,  $W_{\text{п}}=eU_a$ . Однако часть этой энергии преобразуется в кинетическую энергию электрона и рассеивается в виде тепла при соударении электронов с анодом  $W_{\text{к}}=mv_a^2/2$ , где  $v_a$  – скорость электрона у анода. Поэтому электронный КПД можно определить по формуле

$$\eta_{\text{э}}=(W_{\text{п}}-W_{\text{к}})/W_{\text{п}}=1-W_{\text{к}}/W_{\text{п}}=1-W_{\text{к}}/eU_a. \quad (7.20)$$

Рассмотрим наихудший случай, когда электрон попадает на анод с максимальной скоростью, которую можно считать равной скорости электрона в верхней точке циклоиды. По формуле (5.13)

$$v_{\text{а макс}}=2v_{\text{п}}=2E/B \approx 2U_a/dB, \quad (7.21)$$

где  $v_{\text{п}}$  – скорость переносного движения;  $E$  – напряженность статического поля в пространстве взаимодействия;  $B$  – индукция;  $d$  – зазор между анодом и катодом. Следовательно,  $W_{\text{к макс}}=2mU_a^2/d^2B^2$  и

$$\eta_{\text{э}}=1-2mU_a^2/d^2B^2. \quad (7.22)$$

В критическом режиме работы магнетрона существует связь  $U_{\text{а.кр}}$  и  $B_{\text{кр}}$ , устанавливаемая выражением (7.3) или (7.4). Используя (7.4), можно преобразовать (7.22) к виду

$$\eta_{\text{э}}=1-(U_a/U_{\text{а.кр}})(B_{\text{кр}}/B)^2.$$

Это соотношение устанавливает связь электронного КПД с режимом работы магнетрона, определяемым анодным напряжением и индукцией. В критическом режиме  $U_a=U_{\text{а.кр}}$ ,  $B=B_{\text{кр}}$  и  $\eta_{\text{э}}=0$ . В этом случае, как уже указывалось ранее, нет самовозбуждения. Чем сильнее режим работы отличается от критического, тем выше электронный КПД. В реальных многорезонаторных магнетронах электронный КПД достигает 50–70% и более. Как правило, магнетрон – это мощный генератор СВЧ-колебаний, для которого получение значительного электронного КПД весьма существенно.

Рассмотрим влияние индукции  $B$  на электронный КПД. Величины  $U_a$  и  $B$  в (7.22) связаны условием синхронизма. Эта связь изображается пороговыми прямыми в соответствии с уравнением (7.19). Подставляя (7.19) непосредственно в (7.22), получаем КПД для нулевой пространственной гармоники:

$$\eta_{\text{э}}=1-\frac{m\omega_n(r_a^2-r_k^2)}{ednB}. \quad (7.23)$$

По формуле (7.23) с увеличением индукции  $B$  происходит рост электронного КПД. При увеличении  $B$  необходимо пропорционально увеличивать  $U_a$ , чтобы сохранилось условие синхронизма (нахождение на одной пороговой прямой). Поэтому переносная скорость  $v_{\text{п}}$  и максимальное значение скорости около анода  $v_{\text{а макс}}$  в (7.21) остаются неизменными. Таким образом, в (7.20) энергия  $W_{\text{к}}$  не изменилась, а  $W_{\text{п}}$  увеличилась из-за роста анодного напряжения  $U_a$ , следовательно, электронный КПД должен возрасти.

Из (7.23) можно также сделать очень важный вывод о зависимости электронного КПД от номера вида колебаний при постоянной индукции  $B$ . Наибольший КПД получают при  $\pi$ -виде колебаний, так как с ростом  $n$  КПД увеличивается. На рис. 7.14 показана теоретическая зависимость электронного КПД от индукции  $B$  и номера вида. В соответствии с (7.23) кривые имеют вид гипербол.

**Электронное смещение частоты.** Электронным смещением частоты называют связь частоты генерируемых колебаний с анодным током, по которому обычно контролируют режим работы магнетрона (рис. 7.15).

Крутизна электронного смещения частоты в рабочем режиме

$$S_{\text{эсч}}=df_f/dI_a, \text{ МГц/А.}$$

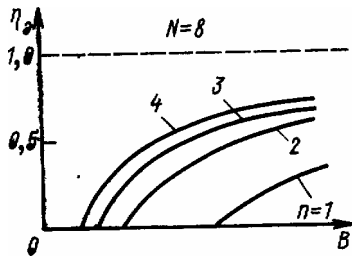


Рис. 7.14

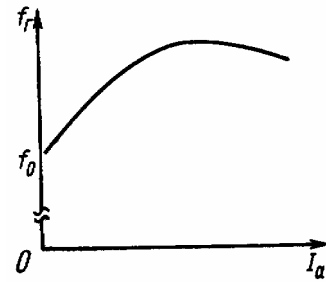


Рис. 7.15

Наибольшую  $S_{ЭСЧ}$  получают для данного магнетрона при малых анодных токах: она может составлять несколько десятков мегагерц на ампер или больше.

**Рабочие характеристики.** Рабочими характеристиками магнетрона называют связь между анодным напряжением и током при постоянных мощности, КПД, частоте или индукции поля, т. е. эти характеристики позволяют выбрать режим работы ( $U_a, I_a$ ) при заданных мощности, КПД, частоте или индукции.

Связь  $U_a$  и  $I_a$  при  $B = \text{const}$  называют вольт-амперной характеристикой магнетрона, или кривой постоянной индукции (рис. 7.16,а). Объяснение хода вольт-амперных характеристик непосредственно следует из диаграммы рабочих режимов (см. рис. 7.10,а). Возбуждение колебаний начинается при пороговом напряжении. Дальнейшее повышение  $U_a$ , приводит к быстрому возрастанию  $I_a$ . При переходе к другому значению индукции характеристика смещается, так как самовозбуждение в соответствии с диаграммой рабочих режимов начнется при большем  $U_a$ .

Кривые постоянной генерируемой мощности показаны на рис. 7.16,б. Генерируемая мощность  $P = \eta_3 I_a U_a$ . Если бы электронный КПД  $\eta_3$  оставался постоянным при различных

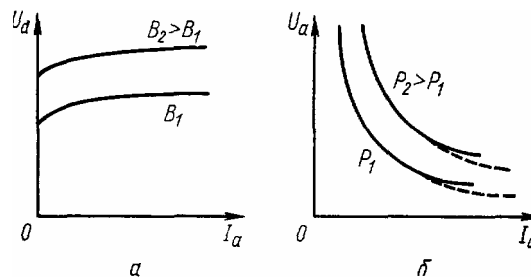


Рис. 7.16

$I_a$ , то связь  $U_a$  и  $I_a$  при заданной мощности изображалась бы гиперболой. В действительности  $\eta_3$  зависит от  $I_a$  и поэтому кривые постоянной мощности отклоняются от гиперболы. Кривые постоянной частоты определяются электронным смещением частоты.

## §7.6. Особенности устройства и применения многорезонаторных магнетронов

Различные по назначению магнетроны перекрывают диапазон частот от 300 МГц до 300 ГГц. Выходная мощность магнетронов непрерывного действия составляет от долей ватта до нескольких десятков киловатт, а магнетронов импульсного действия—от 10 Вт до 10 МВт. Электронный КПД магнетронов может превышать 70%. Полный КПД, равный произведению электронного КПД и КПД колебательной системы, также высокий, так как собственная добротность резонаторов велика (порядка 1000). Магнетроны используют в мощных передающих устройствах, например в передатчиках радиолокационных станций. Магнетроны применяют также в ускорителях заряженных частиц и в установках для высокочастотного нагрева.

Основные элементы магнетрона: анодный блок (колебательная система), катодный блок, узел вывода СВЧ-энергии, система перестройки частоты и магнитная система. Часть этих элементов показана на [рис. 7.1](#).

Для создания магнитного поля обычно используют постоянные магниты, но в мощных магнетронах и электромагниты. Индукция поля составляет 0,1—0,5 Т, причем большие значения обычно соответствуют магнетронам с меньшей длиной волны и импульсным магнетронам. В некоторых магнетронах магниты конструктивно составляют единое целое с вакуумной камерой. Такие магнетроны называют *пакетированными*.

Число резонаторов в анодном блоке зависит от рабочей частоты и изменяется от 8 до 40 при переходе из сантиметрового в миллиметровый диапазон волн. Резонаторы могут быть щелевые (см. [рис. 7.11](#)), типа «щель—отверстие» (см. [рис. 7.1](#)) и лопаточного типа (секторные резонаторы). Для улучшения охлаждения наружную поверхность блока делают ребристой. В мощных магнетронах применяют принудительное воздушное или водяное охлаждение. Для вывода энергии из магнетрона используют коаксиальные (см. [рис. 7.1](#)), волноводные и коаксиально-волноводные системы.

Выпускают магнетроны, работающие на фиксированной частоте, и магнетроны, частоту которых можно перестраивать в небольшом диапазоне (от 5 до 10%) механическим изменением емкости или индуктивности резонаторов (перестраиваемые магнетроны). Механическая перестройка инерционна и по величине диапазона недостаточна для некоторых применений.

Исследования электронного смещения частоты привели к созданию нового класса приборов магнетронного типа—*митронов*.

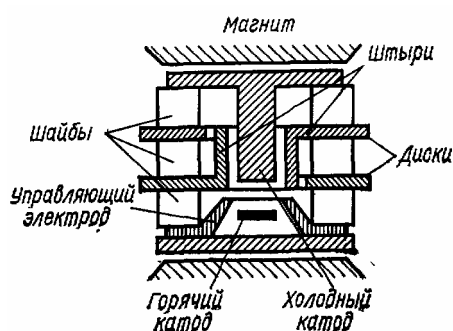


Рис. 7.17

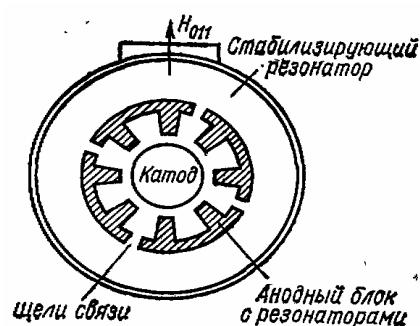


Рис. 7.18

Схема митрона показана на [рис. 7.17](#). Высокочастотной системой митрона служит встречно-штыревая структура, свернутая в кольцо. Штыри укреплены на двух дисках. Структура связана с внешней колебательной системой, имеющей низкую добротность (1,5—10). Внутри высокочастотной анодной структуры находится холодный катод.

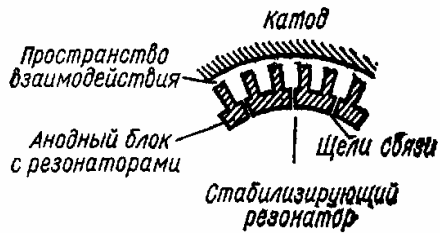


Рис. 7.19

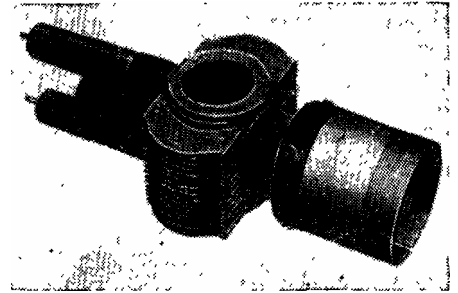


Рис. 7.20

Горячий катод, эмиттирующий электроны, расположен ниже анодной структуры. Между горячим катодом и анодной структурой находится управляющий электрод. Вся система элементов механически связана при помощи керамических шайб и помещена между полюсами магнита.

Кольцевой электронный поток входит в пространство между высокочастотной анодной структурой и холодным катодом (пространство взаимодействия). В результате взаимодействия азимутальных флуктуации электронного потока (электронно-волновые колебания) с колебательной системой возникают колебания магнетронного типа, а электронный поток приобретает форму спиц. Митрон, как и обычный магнетрон, работает на  $\pi$ -виде колебаний.

При регулировке анодного напряжения изменяются напряженность радиального электрического поля в пространстве взаимодействия и скорость вращения спиц вокруг холодного катода. Это должно вызывать электронное смещение частоты. С изменением частоты в узких пределах (5—20%) выходная мощность митронов в непрерывном режиме составляет 3—150 Вт, а при широких пределах (примерно до двух раз)—0,5—3 Вт. Достоинство митронов—хорошая линейность частотной характеристики и безынерционность перестройки частоты.

Обычно в магнетроне рабочим является  $\pi$ -вид колебаний. В § 7.4 рассмотрена стабилизация этого вида колебаний. Устойчивое возбуждение колебаний  $\pi$ -вида можно обеспечить также применением высокодобротного контура, связанного с резонансной системой магнетрона. Собственная частота этого стабилизирующего контура должна быть равна частоте  $\pi$ -вида колебаний. Такой способ выделения  $\pi$ -вида колебаний используется в коаксиальном магнетроне (рис. 7.18). Снаружи анодного блока расположен резонатор, связанный с помощью щелей с резонаторами.

Таблица 6

Параметры некоторых магнетронов

Тип	Диапазон частот, ГГц	Выходная мощность, кВт	Анодное напряжение, кВ	Анодный ток, А	КПД, %
Магнетрон непрерывного действия	2,425—2,475	2,5	4,5	0,75	70
Магнетрон импульсного действия	2,750—2,860	4500	76	135	45
То же	1,220—1,350	600	28	46	45
" "	9,850—10,000	225	22	25	40

В коротковолновой части сантиметрового и в миллиметровом диапазонах волн применяют *обращенный коаксиальный магнетрон* (фрагмент показан на рис. 7.19), в котором сплошной катод расположен снаружи анодной резонаторной системы, а стабилизирующий коаксиальный резонатор сделан внутри анодного блока, по оси прибора.

В табл. 6 приведены параметры многорезонаторных магнетронов и его разновидностей, а на рис. 7.20—внешний вид импульсного магнетрона.

## Глава 8 ПЛАТИНОТРОН (АМПЛИТРОН И СТАБИЛОТРОН)

Платинотрон—усилительный или генераторный прибор со скрещенными электрическим и магнитным полями (типа М), имеющий сходство как с лампой обратной волны типа М (см. [гл. 6](#)), так и с многорезонаторным магнетроном (см. [гл. 7](#)). Сходство с ЛОВМ заключается в использовании взаимодействия электронов с полем обратной пространственной гармоники в обычной (разомкнутой) замедляющей системе, а сходство с многорезонаторным магнетроном—в замкнутости электронного потока. Ниже рассмотрены усилительный платинотрон (амплитрон) и генераторный платинотрон (стабилотрон).

### §8.1. Принцип работы амплитрона

Устройство амплитрона ([рис. 8.1](#)) имеет много общего с магнетроном. Как и в многорезонаторном магнетроне, имеется сплошной цилиндрический катод и анодный блок с резонаторами. В магнетроне замедляющая система, образованная цепочкой резонаторов, замкнута, а в амплитроне разомкнута. Последнее обычно достигается разрывом системы связей. СВЧ-сигнал возбуждает через связи поле в резонаторах. Усиленный сигнал выводится с другого конца связей.

В амплитроне рабочей является обратная пространственная гармоника. В этом состоит сходство амплитрона с ЛОВ типа М. Чтобы не происходило, как в магнетроне, самовозбуждения на л-виде колебаний, число резонаторов в амплитроне обычно нечетное.

Таким образом, амплитрон имеет много общего с многорезонаторным магнетроном и ЛОВМ. Для наглядности сравнения амплитронов с другими приборами типа М на [рис. 8.2](#) приведены схемы амплитрона, многорезонаторного магнетрона, генераторной ЛОВМ и усилительной ЛОВМ. У магнетрона замкнутый электронный поток (спицы) и колебательная система

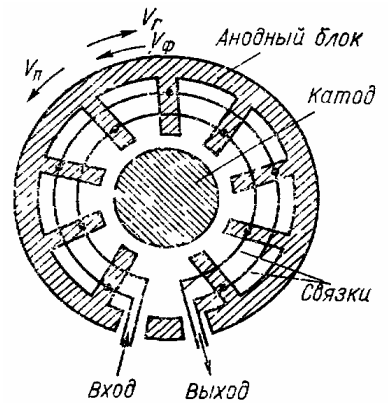


Рис. 8.1

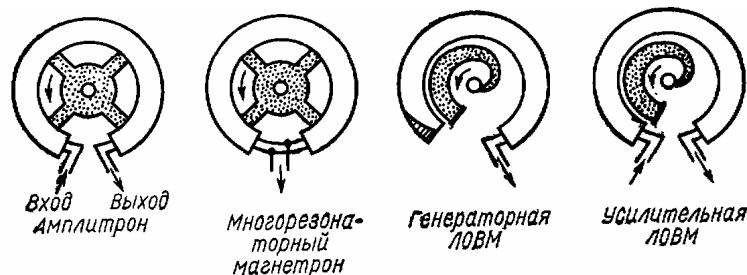


Рис. 8.2

ЛОВМ имеют незамкнутые (ленточный) электронный поток и колебательную систему. Амплитрон занимает промежуточное положение: у него, как у магнетрона, замкнутый электронный поток, и, как у ЛОВМ, незамкнутая СВЧ-система. Амплитрон сохраняет преимущества магнетрона (высокий КПД, простота устройства, малые габариты) и ЛОВМ (усиление колебаний в сравнительно широкой полосе частот, определяемой в основном полосой пропускания используемых разомкнутых замедляющих систем). В магнетронах



колебательная система узкополосная, так как она является замкнутой системой из высокодобротных резонаторов.

Электронный поток в амплитроне возвращается к началу пространства взаимодействия (куда подводится входной сигнал) сгруппированным в виде спицы, начинающейся у катода и заканчивающейся на аноде. Все спицы в пространстве взаимодействия одинаковы.

Спицы пространственного заряда должны иметь, такую же периодичность, как и СВЧ-поле усиливаемого сигнала. Электронный поток устойчив, если

$$\varphi N = 2\pi n, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (8.1)$$

где  $N$  — число сегментов анодного блока;  $\varphi$  — сдвиг фазы СВЧ-поля на одну ячейку анодного блока. Условие (8.1) аналогично условию цикличности СВЧ-поля в магнетроне. Амплитрон может работать на частотах сигнала, для которых фазовый сдвиг на ячейку из (8.1) равен

$$\varphi = 2\pi n / N. \quad (8.2)$$

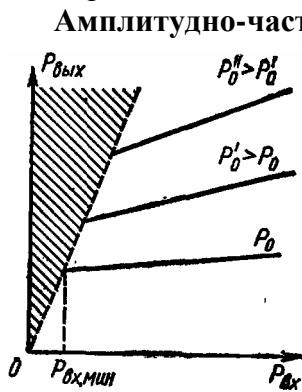
Действительно, в этом случае спица, образуемая в тормозящем СВЧ-поле, совершив один оборот вокруг катода, снова попадает в максимум тормозящего поля и будет взаимодействовать с ним и т. д. Если частота не удовлетворяет условию (8.2), то спица после одного оборота не попадает в прежнюю фазу входного сигнала. Если сдвиг по фазе  $\psi$  окажется больше  $\pm 90^\circ$ , спицы после одного оборота попадают в ускоряющее поле и будут распадаться. Это рассуждение позволяет приближенно определить полосу пропускания амплитрона из соотношения

$$\varphi N = 2\pi n \pm \psi. \quad (8.3)$$

## § 8.2. Параметры и характеристики амплитрона

**Амплитудная характеристика.** Наибольший интерес представляет амплитудная характеристика амплитрона (рис. 8.3). Экспериментально обнаружено, что амплитрон устойчиво работает в ограниченной области входных сигналов, причем ширина этой области зависит от постоянной мощности  $P_0 = I_0 U_0$ . При выбранной величине  $P_0$  имеется минимальный сигнал  $P_{вх.мин}$ , начиная с которого в амплитроне происходит усиление. Поясним эту особенность амплитрона.

При слабом сигнале не происходит формирования устойчивых спиц пространственного заряда, необходимых для нормальной работы амплитрона. Но при определенной достаточно большой мощности входного сигнала  $P_{вх.мин}$ , частота которого лежит в области рабочих частот амплитрона, происходит формирование спиц, обеспечивающих усиление входного сигнала. Однако далее выходная мощность слабо растет при увеличении входного сигнала, т. е. амплитрон переходит в режим насыщения. Для увеличения  $P_{вых}$  и коэффициента усиления при том же входном сигнале необходимо увеличение мощности источника питания  $P_0$ . В режиме насыщения  $P_{вых}$  и КПД максимальны, но коэффициент усиления невелик. Поэтому амплитрон оказался удобным прибором для усиления очень больших входных сигналов и получения больших КПД, т. е. для применения в мощных оконечных каскадах усилителей.



**Амплитудно-частотная характеристика.** Полоса рабочих частот амплитрона в основном ограничена условием замкнутости электронного потока. Кроме того, она зависит от режима работы и степени согласования в элементах ввода и вывода энергии. В амплитроне полоса сильно зависит от амплитуды входного сигнала, с ростом которого полоса увеличивается. Полоса рабочих частот амплитрона достигает 5—10%.

**Нагрузочные характеристики амплитрона.** Характерная особенность амплитрона—слабое влияние нагрузки на выходную мощность. Линии постоянной мощности на нагрузочной диаграмме близки к окружности.

**Фазочастотная характеристика и электронное смещение фазы.** Фазочастотная характеристика, снимаемая при постоянном анодном токе в типовом амплитроне в пределах изменения частоты  $\pm 50$  МГц от среднего значения практически линейна (отклонение не более  $4^\circ$ ).

Изменение электрического режима амплитрона (тока или напряжения) приводит к дополнительному небольшому изменению фазы выходного сигнала относительно

Т а б л и ц а 7

Параметры некоторых амплитронов и стабилотронов

Тип	Частота, ГГц	Полоса, %	$P_{вых}$ (импульсная), МВт	$P_{вых}$ (средняя), кВт	КПД, %	Коэффициент усиления, дБ	$U_a$ , кВ	$I_a$ , А
Амплитрон непрерывного действия	3,000	5	—	400	72	10	—	—
То же	2,295	5	—	0,070	60	20	2,4	0,05
Амплитрон импульсного действия	1,300	8	10	18	60	8	83	180
То же	2,800	7,1	3	15	75	10	53	60
Стабилотрон импульсного действия	1,260—1,350	—	0,75	—	52	—	36	40

входного — электронное смещение фазы (ЭСФ).

Величина ЭСФ обычно не превышает  $0,5—0,8^\circ$  на 1% изменения анодного тока. Малое ЭСФ также является важной особенностью амплитрона.

**Выходная мощность и КПД.** В амплитроне принципиально не существует ограничения на выходную мощность. Однако практически она определяется эмиссионной способностью катода и допустимой мощностью, рассеиваемой на аноде. В непрерывном режиме мощность достигает 500 кВт, а в импульсном—10 МВт. Обычно амплитроны имеют КПД не менее 55—60%, а отдельные типы мощных и сверхмощных приборов 70—85%. В табл. 7 приведены параметры некоторых амплитронов.

### § 8.3. Принцип работы стабилотрона

Стабилотрон — это генератор высокостабильных по частоте колебаний, выполненный на основе платинотрона. Схема устройства стабилотрона показана на **рис. 8.4**, а внешний вид — на **рис. 8.5**. На выходе платинотрона расположены отражатель-фазовращатель и нагрузка, к входу присоединены высокодобротный резонатор и нагрузка (поглотитель).

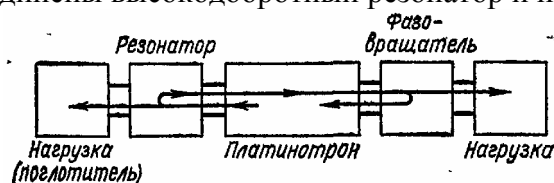


Рис. 8.4

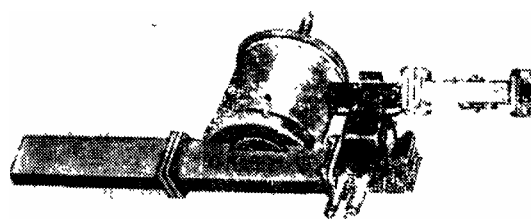


Рис. 8.5

Если на выходе платинотрона появился шумовой сигнал, то часть его отразится от фазовращателя и начнет двигаться в обратном направлении. Отраженный сигнал практически без затухания проходит через замедляющую систему на вход платинотрона и попадает в резонатор. Часть пришедшей энергии отразится от резонатора и пойдет к входу платинотрона, усилится в нем и вернется к фазовращателю, опять отразится и т. д. Таким образом, появляется замкнутая цепь обратной связи. Если сдвиг фазы по петле обратной связи кратен  $2\pi$ , то связь положительная и возможно самовозбуждение колебаний.

Основным элементом, стабилизирующим частоту автоколебаний, является резонатор. Фаза коэффициента отражения в месте расположения резонатора сильно зависит от частоты, полный фазовый сдвиг вблизи резонансной частоты  $f_0$  резонатора имеет резкий скачок. Необходимо, выполнить баланс фазы именно на частоте  $f_0$ . Применение высокодобротного резонатора повышает стабильность генерируемой частоты в 100—200 раз. Частота изменяется перестройкой резонатора и одновременной подстройкой фазовращателя. Фазовращатель позволяет обеспечить перестройку частоты в сравнительно широком диапазоне (до 10%).

По сравнению с магнетроном при той же мощности стабилотрон имеет более высокую стабильность частоты при изменении условий работы (нагрузка, анодный ток и др.). В стабилотроне электронное смещение частоты значительно меньше.

Параметры стабилотрона приведены в [табл. 7](#).

## Глава 9 ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ СО СПЕЦИАЛЬНЫМИ ВИДАМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

### § 9.1. Приборы с параметрическим усилением в электронном потоке

Параметрическое взаимодействие электронов с СВЧ-полем рассмотрим на примере квадрупольного усилителя, предложенного в 1958 г. Адлером (рис. 9.1).

В этом приборе принципиальное значение имеет продольное магнитное поле, совпадающее с осью электронного потока. Электроны, вылетевшие из электронного прожектора, последовательно проходят резонаторы—входной, накачки и выходной. Во

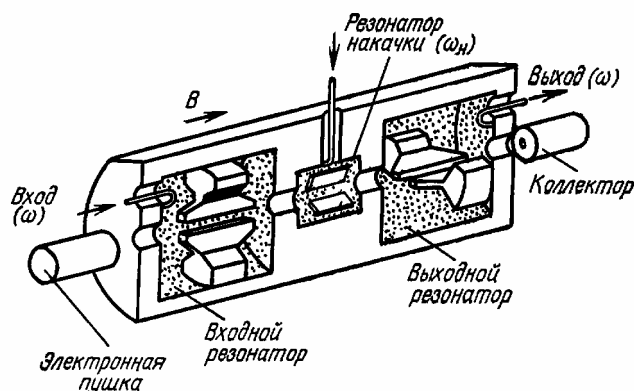


Рис. 9.1

входном и выходном резонаторах пространством взаимодействия служит конденсаторный промежуток, в котором электрическое поле перпендикулярно оси электронного потока. Оба резонатора настроены на частоту сигнала  $\omega$ , подводимого к первому резонатору.

При отсутствии сигнала электроны движутся по оси прибора и достигают коллектора. Если к входному резонатору подведен сигнал, то в зазоре конденсатора электроны испытывают поперечное воздействие электрического поля. В скрещенных магнитном и электрическом полях электроны двигаются по спиральной линии, ось которой совпадает с направлением магнитного поля. Вращение в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, происходит с циклотронной частотой [см. формулу (5.5)], а радиус спирали зависит от напряженности электрического поля. Напряженность магнитного поля выбрана так, что циклотронная частота равна частоте сигнала ( $\omega_{ц}=\omega$ ). Ускоряющее напряжение между коллектором и катодом берется настолько малым (несколько вольт), чтобы на длине электродов наблюдалось значительное число циклотронных орбит (витков винтовой линии).

Поперечное смещение электронов можно представить как «поперечные» волны электронного потока с напряженностью электрического поля, направленной перпендикулярно оси электронного пучка. Эти волны характеризуются циклотронной частотой (частотой обращения электронов в магнитном поле) и названы циклотронными.

В электронном потоке возбуждаются как медленная, так и быстрая циклотронная волны, фазовые скорости которых по направлению оси определяют по формулам

$$v_{ф.м} = \frac{v_0}{1 + \omega_{ц}/\omega}; \quad (9.1)$$

$$v_{ф.б} = \frac{v_0}{1 - \omega_{ц}/\omega}. \quad (9.2)$$

Различие в величинах  $v_{ф.м}$  и  $v_{ф.б}$  зависит от  $\omega_{ц}$ , т. е. от напряженности магнитного поля. Если оно таково, что  $\omega_{ц}=\omega$ , то  $v_{ф.м}=v_0/2$ , а  $v_{ф.б} \rightarrow \infty$ . В этом частном случае можно пренебречь временем распространения быстрой волны вдоль прибора.

Будем считать, что  $\omega_{ц}=\omega$ . При этом условии энергия сигнала переходит в энергию поперечных колебаний электронов и скорость вращательного движения увеличивается. Результирующая траектория электрона во входном резонаторе может быть представлена спиральной линией с непрерывно возрастающим радиусом, причем радиус на выходе резонатора пропорционален амплитуде входного сигнала.

В резонаторе накачки с помощью квадрупольного конденсатора создается поперечное СВЧ-поле, вращающееся с частотой поля накачки  $\omega_{н}$  (рис. 9.2). Рассмотрим случай, когда

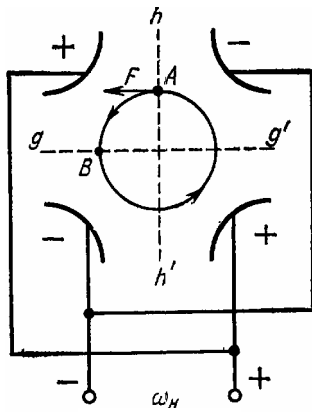


Рис. 9.2

$\omega_{н}=2\omega$ . Пусть электрон  $A$ , вошедший в квадрупольный конденсатор в некоторый момент времени, вращается влево с циклотронной частотой  $\omega_{ц}$ , равной частоте сигнала  $\omega$ . Электрическое поле накачки является для электрона  $A$  ускоряющим, так как сила  $F$  увеличивает его вращательную скорость. Через четверть оборота, т. е. через полпериода сигнала, электрон  $A$  придет в точку  $B$ , но электрическое поле изменит в этот момент времени направление по сравнению с указанным на рис. 9.2. Электрон  $A$  снова будет ускоряться и т. д. Ускорение должно сопровождаться увеличением радиуса вращения электрона  $A$ , так как радиус пропорционален поперечной скорости. Аналогично, если в момент влета в квадрупольный конденсатор электрон оказался в точке  $B$  с тормозящим полем, то в дальнейшем этот электрон будет непрерывно тормозиться, а

радиус его спиральной траектории — уменьшаться. Очевидно, наиболее благоприятное начальное положение электронов соответствует линии  $hh'$ , наиболее неблагоприятное —  $gg'$ .

Увеличение и уменьшение радиуса спирали во времени происходит по экспоненциальному закону, однако для него прирост величины всегда больше убыли при том же изменении показателя. Поэтому при равновероятном распределении электронов во входном сечении далее в среднем происходит увеличение энергии поперечных колебаний на частоте сигнала.

Электроны, двигаясь в выходном резонаторе, создают наведенный ток, теряют полученную ранее в квадрупольном конденсаторе энергию и двигаются по сворачивающейся спирали. Выходная мощность равна энергии, отдаваемой на частоте  $\omega$  электронным потоком.

Если частота сигнала  $\omega$  несколько отличается от  $\omega_{н}/2$ , то сечение электронного потока, вращаясь в плоскости рис. 9.2, попадает периодически то в условия максимального усиления, то в условия максимального затухания. Однако в среднем выходной сигнал будет больше входного сигнала по указанной выше причине. Следует отметить, что в этом случае выходной сигнал имеет характер биений двух колебаний; с частотой сигнала  $\omega$  и разностной частотой  $\omega_{н}-\omega$ .

Ширина полосы определяется только входным и выходным устройствами и составляет 40—50 МГц на частоте до 1000 МГц. Коэффициент усиления зависит от мощности генератора накачки и достигает 20 дБ. Теория и эксперимент показывают, что усилитель имеет очень низкий уровень шума, в лучших экземплярах коэффициент шума не превышает 1 дБ, что соответствует эффективной шумовой температуре около 50 К. По этому параметру усилитель сравним с лучшими малошумящими ЛБВ.

Важным преимуществом квадрупольных усилителей является низкое, как у транзисторов, постоянное напряжение. Усилители однонаправлены и не требуют применения ферритовых вентиляей. Кроме того, они не боятся перегрузки: при большом входном сигнале электроны попадают на электроды входного резонатора, вызывая лишь появление режима насыщения.

Квадрупольные усилители весьма перспективны, так как имеют преимущества перед другими приборами, в частности перед полупроводниковыми параметрическими усилителями, а по уровню шумов и перед транзисторами.

В заключение следует отметить, что возможно также параметрическое усиление циклотронных волн в лучевых приборах со скрещенными полями.

## § 9.2. Приборы с циклотронным резонансом

В этих приборах, в разработку которых внесли большой вклад советские ученые А. В. Гапонов и др., используется криволинейное движение электронов в однородном магнитном поле.

Схема прибора с циклотронным резонансом показана на **рис. 9.3**. Катод прибора имеет коническую форму, а эмиттирующая часть его выполнена в виде кольца. Магнитное поле  $B$  направлено вдоль оси катода. Электроны, вылетающие с эмиттирующего кольца в результате совместного действия поля ускоряющего электрода и продольного магнитного поля  $B$ , движутся по спиральным траекториям и входят в резонатор или линию передачи.

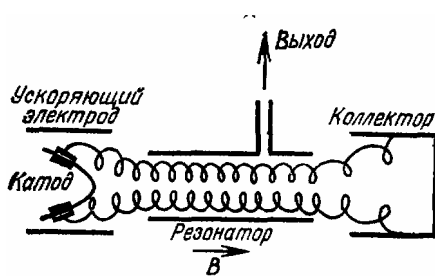


Рис. 9.3

В случае равенства частоты электромагнитного поля в резонаторе  $\omega$  и циклотронной частоты  $\omega_{\text{ц}}$  взаимодействие поля и электронов может приводить к группированию электронов в сгустки, которые, в свою очередь, будут передавать энергию резонатору.

Условием такого взаимодействия является равенство фазовой скорости одной из циклотронных волн потока и фазовой скорости волны в линии передачи. Это условие и определяет режим работы, называемый циклотронным резонансом.

В системе координат, которая движется со скоростью электронов, электроны вращаются по окружности с циклотронной частотой  $\omega_{\text{ц}}$ . Если волна в линии передачи правополяризованная, то сгустки образуются в ускоряющем поле волны (**рис. 9.4,а**). В случае левополяризованной волны сгустки образуются в тормозящем поле (**рис. 9.4,б**). Образовавшиеся сгустки неподвижны относительно волны, хотя продольная скорость электронов в потоке отлична от фазовой скорости волны. Взаимодействие электронов с правополяризованной волной в линии передачи соответствует синхронизму этой волны с быстрой циклотронной волной, а взаимодействие с левополяризованной волной — синхронизму с медленной циклотронной волной. В последнем случае вследствие взаимодействия сгустков с тормозящим полем волны в линии передачи возможно усиление или генерирование колебаний.

Приборы с циклотронным резонансом еще не нашли широкого применения, так как для их создания требуются большие магнитные поля, особенно в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн. В сантиметровом и миллиметровом диапазоне волн удается

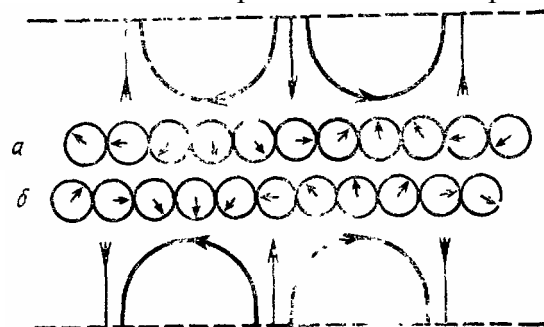


Рис. 9.4

получать в непрерывном режиме мощность в несколько киловатт. Это позволяет утверждать, что приборы с циклотронным резонансом имеют большое будущее.

### § 9.3. Приборы с дифракционным излучением

Принцип работы этих приборов основан на использовании дифракционного излучения, возникающего при прохождении электронного потока над периодической дифракционной решеткой. Наиболее весомый вклад в развитие этого направления внесли советские ученые\*.

Схема генератора дифракционного излучения (ГДИ) показана на **рис. 9.5**. На поверхности нижнего зеркала находится дифракционная решетка, над которой пропускается ленточный электронный поток, фокусируемый продольным магнитным полем. Верхнее зеркало полусферическое. Оба зеркала образуют открытый резонатор. Вывод энергии из резонатора производится через волновод.

ГДИ—прибор с длительным взаимодействием, похож на лампу обратной волны, но его существенное отличие от других приборов с длительным взаимодействием состоит в использовании высокодобротного открытого резонатора, как в оптических квантовых генераторах (см. § 15.1). В ГДИ, как и в ЛОВ, происходит взаимодействие электронов с СВЧ-полем периодической структуры (замедляющей системы), т. е. взаимодействие с медленными пространственными волнами (пространственными гармониками). В ЛОВ почти вся энергия СВЧ-поля сосредоточена вблизи замедляющей системы и очень быстро убывает при удалении от нее. Поле между зеркалами в ГДИ является суперпозицией поверхностных (медленных) волн вблизи решетки и объемных (быстрых) волн, уходящих

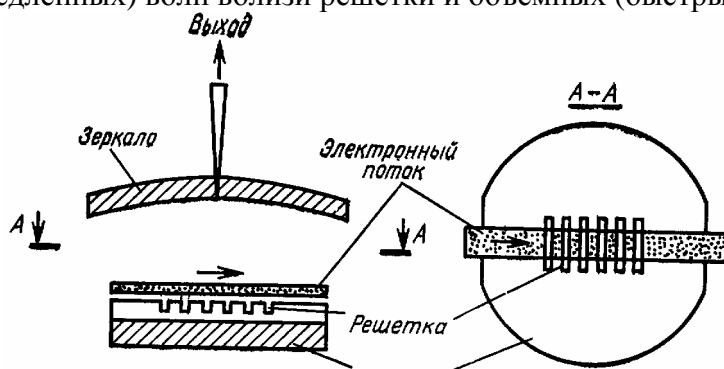


Рис. 9.5

от решетки в объем резонатора. При этом, в отличие от ЛОВ, в ГДИ большая часть энергии СВЧ-поля запасается в объеме открытого резонатора, между зеркалами, а не у поверхности дифракционной решетки.

Электронный поток в ГДИ взаимодействует с поверхностными волнами, образующимися как в результате возбуждения поля движущимися вблизи решетки электронами (подобно ЛОВ), так и в результате дифракции на решетке объемных волн, установившихся в открытом резонаторе.

В ГДИ для обратной связи используются поля быстрых объемных волн, однако взаимодействует электронный поток с медленными поверхностными гармониками поля вблизи решетки, при этом, как в ЛОВ, требуется выполнить условие примерного синхронизма, а для начала генерации ток пучка электронов должен превысить пусковой ток.

Применение полусферических открытых резонаторов с плоским зеркалом, частично

\*Шестопапов В.П. Дифракционная электроника. Харьков, «Высшая школа», 1976, с. 231



покрытым дифракционной решеткой, позволило создать ГДИ миллиметрового диапазона длин волн. При укорочении длины волны поле медленной пространственной гармоника, с которой обеспечивается синхронизм электронного потока, все более прижимается к поверхности периодической структуры. Это уменьшает эффективную толщину электронного потока, взаимодействующего с СВЧ-полем, и снижает мощность излучения ГДИ. Кроме того, при сохранении прежнего ускоряющего напряжения необходимо пропорционально длине волны уменьшать период решетки.

Различные ГДИ работают в диапазоне длин волн  $\lambda=8—0,96$  мм. В этих приборах применяют дифракционные решетки с периодом  $L=0,8—0,1$  мм, выполненные в виде прямоугольных выступов с толщиной  $(0,5—0,6)L$  и высотой  $0,25\lambda$ . Ускоряющее напряжение  $1—5$  кВ, выходная мощность — от нескольких сот милливатт до десятков ватт при увеличении тока пучка до 280 мА. Напряженность магнитного поля — несколько десятых теслы. Перестройка частоты в одном приборе достигает октавы.

В ГДИ имеется электронная перестройка частоты, однако из-за высокой добротности открытого резонатора она значительно меньше, чем в ЛОВ. При нарушении синхронизма изменением ускоряющего напряжения перестройка частоты составляет сотые доли процента. Для ГДИ четырехмиллиметрового диапазона диапазон электронной перестройки составляет  $10—20$  МГц при снижении выходной мощности на 1 дБ. Крутизна электронной перестройки на частотах 63 и 76 ГГц составляет 0,25 и 0,37 МГц/В соответственно, что примерно в 30 раз меньше, чем у этих приборов, работающих в режиме ЛОВ.

Изменение частоты в ГДИ производится перемещением вогнутого зеркала, т. е. изменением собственной частоты открытого резонатора при неизменном ускоряющем напряжении. Такая перестройка частоты вида колебаний в резонаторе достигает 1,5 ГГц при колебаниях мощности в этом диапазоне до 10 дБ. При уменьшении расстояния между зеркалами можно найти области с перестройкой до 400 МГц с колебаниями мощности до 3 дБ. Крутизна механической перестройки зависит от частоты и от расстояния между зеркалами и составляет 3—4 ГГц/мм при расстоянии между зеркалами около 25 мм.

Проблема создания ГДИ субмиллиметрового диапазона волн связана с применением дифракционных решеток малых геометрических размеров и, следовательно, с большими техническими трудностями. Тем не менее имеется перспектива создания таких приборов.

## Раздел второй

## ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СВЧ ПРИБОРЫ

Полупроводниковые СВЧ-приборы можно разделить на диоды и транзисторы.

По типу структуры и технологическим особенностям изготовления диодов их подразделяют на диоды с  $p-n$ -переходом; с контактом металл—полупроводник (диоды с барьером Шоттки); со структурой металл—окисел—полупроводник (МОП-диоды) или металл — диэлектрик — полупроводник (МДП-диоды); со структурой типа  $p-i-n$ ; диоды с накоплением заряда (ДНЗ); туннельные и обращенные диоды; лавинно-пролетные диоды (ЛПД); приборы с объемной неустойчивостью заряда (диоды Ганна).

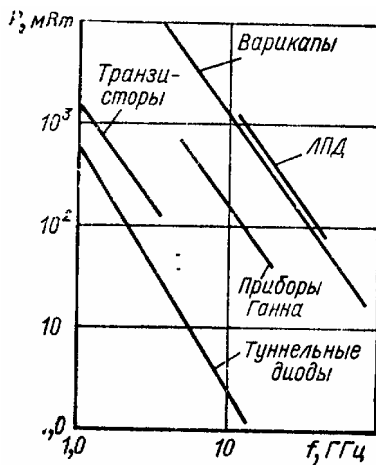


Рис. 10.1

Применение различных типов диодов связано с использованием особенностей: униполярной проводимости, нелинейного сопротивления (варисторы), нелинейной емкости (варикапы), управляемого импеданса ( $p-i-n$ -диод), отрицательного дифференциального сопротивления (туннельный диод, лавинно-пролетный диод, диод Ганна), электроакустического эффекта и др. Эти диоды используются для детектирования, преобразования, частоты, модуляции, переключения цепей, генерации колебаний и усиления.

В связи с успехами полупроводниковой технологии широкое применение нашли биполярные СВЧ-транзисторы, а в последнее время все более перспективными становятся полевые СВЧ-транзисторы на арсениде галлия. Полевые транзисторы на арсениде галлия (GaAs) с затвором на основе барьера Шоттки имеют высокую максимальную частоту генерации, более широкую полосу частот, хорошие шумовые параметры и высокую линейность амплитудной характеристики.

Сопоставление полупроводниковых приборов произведено на **рис. 10.1**.

## Глава 10 ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫЕ ДИОДЫ (ЛПД)

Лавинно-пролетный диод—это полупроводниковый СВЧ-диод, в котором для получения носителей заряда используется лавинное умножение (ударная ионизация) в области электрического перехода и взаимодействие этих носителей с переменным полем в переходе в течение времени пролета. При определенных условиях взаимодействие обеспечивает получение отрицательного дифференциального сопротивления, что позволяет использовать ЛПД для создания генераторов и усилителей. Первый полупроводниковый прибор с отрицательным дифференциальным сопротивлением («кристадин») был использован О. В. Лосевым в 1922 г. для генерации и усиления высокочастотных колебаний (до 20 МГц).

Существуют ЛПД с различными структурами ( $p-n$ ,  $p-i-n$ ,  $p-n-i-p$  и др.) и режимами работы. Первой предложена ЛПД со структурой типа  $p-n-i-p$  (диод Рида, 1959 г.), однако эта структура была реализована только в 1965 г. Первый ЛПД создан в

СССР А. С. Тагером с сотрудниками на основе обнаруженного в 1959 г. эффекта генерации СВЧ-колебаний при лавинном пробое германиевых диодов.

### § 10.1. Лавинное умножение носителей

**Ударная ионизация.** Если энергия движущихся в электрическом поле носителей заряда превысит некоторую определенную величину, начнется ударная ионизация: соударение носителя с нейтральным атомом кристаллической структуры приводит к образованию пары новых носителей—электрона и дырки.

Для количественной характеристики этого процесса вводят коэффициенты ионизации  $a_n$  и  $a_p$  для электронов и дырок—число электронно-дырочных пар, создаваемых на единице пути (1 см) электроном и дыркой соответственно. Коэффициенты  $a_n$  и  $a_p$  сильно зависят от напряженности поля. Ударная ионизация наблюдается при большой напряженности электрического поля ( $E > 10^5$  В/см). Зависимость  $a_n$  и  $a_p$  от напряженности поля для германия, кремния и арсенида галлия показана на **рис. 10.2**. Увеличение  $E$  в два-три раза может привести к росту коэффициентов ионизации на четыре-пять порядков. В рассматриваемой области значений напряженности поля зависимость  $a_n$  и  $a_p$  от  $E$  может быть представлена степенной функцией с показателем, лежащим в пределах от 3 до 9. Более точной является аппроксимация вида

$$a = A \exp(E/b)^m, \quad (10.1)$$

где  $A$  и  $b$  — постоянные величины, определяемые экспериментально;  $m=1$  для Ge и Si;  $m=2$  для GaAs. Из **рис. 10.2** видно, что коэффициенты  $a_n$  и  $a_p$  зависят от материала полупроводника. В арсениде галлия и фосфиде галлия (GaP) коэффициенты  $a_n = a_p$ , т. е.  $A$  и  $b$  одинаковы для электронов и дырок. В кремнии и германии  $a_n \neq a_p$ .

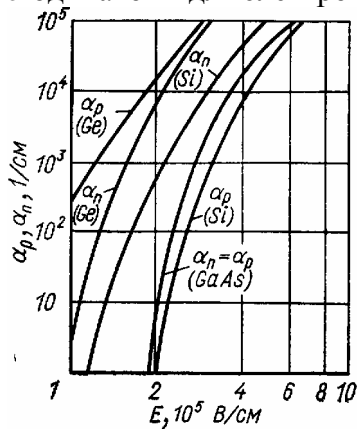


Рис. 10.2

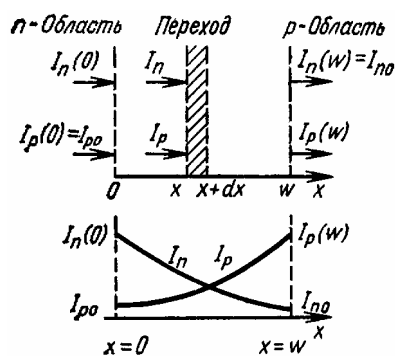


Рис. 10.3

**Лавинное умножение носителей в p—n-переходе.** В полупроводниковых диодах ударная ионизация может происходить в области p—n-перехода, если в нем создана достаточно большая напряженность поля. С этим явлением связан резкий рост обратного тока перехода, называемый лавинным пробоем.

Ток через переход при обратном напряжении связан с движением неосновных носителей. Дырки, экстрагированные из n-области, двигаются в переходе по направлению к p-области, а электроны, экстрагированные из p-области, перемещаются к n-области. Пусть начальный дырочный ток на левой границе перехода ( $x=0$ )  $I_{p0}$ , а начальный электронный ток на правой границе ( $x=w$ )  $I_{n0}$  (**Рис. 10.3,а**). Вследствие ударной ионизации число двигающихся дырок растет слева направо, а электронов—в противоположном направлении. Соответственно в этих направлениях возрастают дырочная и электронные составляющие тока.

Обозначим значения дырочного и электронного токов в сечении с координатой  $x$   $I_n$  и  $I_p$ . Выделим слой толщиной  $dx$ . Через этот слой в 1 с проходит  $I_p/e$  дырок и  $I_n/e$  электронов ( $e$ —заряд электрона). Каждая проходящая дырка на пути  $dx$  создает  $\alpha_p dx$  пар электрон—дырка, а каждый проходящий электрон  $\alpha_n dx$  пар. Увеличение числа дырок на длине  $dx$

$$dI_p/e = (I_p/e) \alpha_p dx + (I_n/e) \alpha_n dx,$$

а рост дырочного тока

$$dI_p = I_p \alpha_p dx + I_n \alpha_n dx,$$

или

$$dI_p/dx = \alpha_p I_p + \alpha_n I_n. \quad (10.2)$$

Удобнее записать уравнение (10.2) в виде

$$dI_p/dx - (\alpha_p - \alpha_n) I_p = \alpha_n I, \quad (10.3)$$

где  $I = I_p + I_n$  — суммарный (полный) ток в переходе, не зависящий от координаты.

Повторяя все рассуждения, можно получить аналогичное (10.2) уравнение для изменения электронного тока:

$$-dI_n/dx = \alpha_n I_n + \alpha_p I_p, \quad (10.4)$$

где знак минус отражает рост тока в направлении, противоположном положительному направлению оси  $x$ . Уравнение (10.4) можно привести к виду

$$-dI_n/dx - (\alpha_n - \alpha_p) I_n = \alpha_p I. \quad (10.5)$$

Граничными условиями при решении дифференциальных уравнений (10.3) и (10.5) являются токи (рис. 10.3, б): при  $x=0$  начальный дырочный  $I_p(0) = I_{p0}$  и конечный электронный  $I_n(0)$ , а при  $x=w$  конечный дырочный  $I_p(w)$  и начальный электронный  $I_n(w) = I_{n0}$ .

Увеличение токов в переходе принято характеризовать коэффициентами умножения дырок

$$M_p = I_p(w) / I_p(0) = I_p(w) / I_{p0} \quad (10.6)$$

и электронов

$$M_n = I_n(0) / I_n(w) = I_n(0) / I_{n0}. \quad (10.7)$$

Для упрощения задачи рассмотрим случай, когда одной из составляющих начального тока перехода  $I = I_{p0} + I_{n0}$  можно пренебречь, например  $I_{p0} \gg I_{n0}$ . (Последнее справедливо, если концентрация доноров в  $n$ -области много больше концентрации акцепторов в  $p$ -области.) Тогда ток при  $x=w$  с учетом лавинного умножения

$$I = I_p(w) + I_{n0} = M_p I_{p0} + I_{n0} \approx M_p I_{p0}.$$

В других сечениях будет содержаться дырочная и электронная составляющие, но суммарный ток останется равным

$$I \approx M_p I_{p0}. \quad (10.8)$$

В этом случае решение уравнения (10.3) приводят к виду, удобному для последующего анализа лавинного пробоя:

$$1 - 1/M_p = \int_0^w \alpha_p \exp \left[ - \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx' \right] dx. \quad (10.9)$$

**Лавинный пробой.** Принято считать, что лавинный пробой наступает при таком обратном напряжении на переходе, когда коэффициент лавинного умножения обращается в бесконечность. Если начало лавинного умножения вызвано дырками ( $I_{p0} \gg I_{n0}$ ), то условие лавинного пробоя можно найти из выражения (10.9), считая, что  $M_p \rightarrow \infty$ . Это возможно при

$$\int_0^w \alpha_p \exp \left[ - \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx' \right] dx = 1. \quad (10.10)$$

Если лавинный пробой вызван электронами ( $I_{n0} \gg I_{p0}$ ), то условие лавинного пробоя следует записать в виде, аналогичном (10.10):

$$\int_0^w \alpha_n \cdot \exp \left[ - \int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx = 1 \quad (10.11)$$

Когда  $\alpha_p = \alpha_n = \alpha$ , условия (10.10) и (10.11) приводятся к виду

$$\int_0^w \alpha \cdot dx = 1 \quad (10.12)$$

Условие (10.12) имеет простой физический смысл: для возникновения лавинного пробоя необходимо, чтобы каждый электрон и каждая дырка, вошедшие в переход и возникающие в переходе, создавали в среднем по одной электронно-дырочной паре. Если  $\alpha_p \neq \alpha_n$ , то носители, имеющие больший коэффициент ионизации, должны создавать при прохождении перехода в среднем более одной пары, чтобы скомпенсировать влияние меньшего коэффициента ионизации носителей другого типа. Иногда для упрощения анализа вместо условий (10.10) и (10.11) используют (10.12), называя величину  $\alpha$  эффективным коэффициентом ионизации.

Коэффициенты  $\alpha_p$  и  $\alpha_n$  зависят от напряженности поля, распределение которого в переходе можно найти из решения уравнения Пуассона, считая напряженность поля на границах перехода нулевой. Тогда в уравнениях (10.10) и (10.11) неизвестным будет только ширина перехода  $w$ . Следовательно, можно определить ширину перехода, при которой наступит лавинный пробой, а затем по известному распределению напряженности поля и напряжению пробоя.

## § 10.2. Пролетный режим работы ЛПД

Этот режим работы диода основан на использовании лавинного пробоя и эффекта времени пролета носителей в обедненной области различных полупроводниковых структур. Распределение поля в этой области, определяющее физические процессы в диоде, зависит от типа структуры и закона распределения концентрации примеси в областях структуры. Ниже будет рассмотрена структура типа  $n^+—p—i—p^+$  (диод Рида), так как физические процессы в этом диоде наиболее четко выражены.

**Принцип работы ЛПД с  $n^+—p—i—p^+$ -структурой (рис. 10.4,а).** Распределение концентрации примесей в областях структуры показано на рис. 10.4,б. Концентрация примеси в крайних областях  $p^+$ ,  $n^+$  много больше, чем в  $p$ -области, по концентрации носителей  $i$ -область близка к собственному полупроводнику (если эта область имеет небольшую донорную примесь, т. е. обладает слабой электронной электропроводностью, то вводят обозначение  $n^+—p—v—p^+$ , а при слабой дырочной электропроводности  $n^+—p—\pi—p^+$ . Напряженность поля  $E$  линейно уменьшается в  $p$ -области и остается постоянной в  $i$ -области (рис. 10.4,в).

Вследствие сильной зависимости от напряженности поля коэффициенты ионизации  $\alpha_n$  и  $\alpha_p$  будут изменяться по направлению  $x$  более резко, чем  $E$ . (Рис. 10.4,г). Зависимость  $\alpha(x)$  размещается в пределах  $p$ -области. Для упрощения принято, что  $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$ . Условие лавинного пробоя (10.12) означает равенство единице площади кривой  $\alpha(x)$ . Слой умножения, где возможно лавинное умножение носителей, очень узкий и находится, в основном, справа от сечения  $x=0$ , в котором напряженность поля максимальна. Левая граница слоя приблизительно совпадает с сечением  $x=0$ . За правую границу условно примем координату  $x_L$ , такую, чтобы на участке  $0—x_L$  в результате лавинного умножения появлялось 95% носителей, возникающих в этом процессе, т. е.

$$\int_0^{x_L} \alpha \cdot dx = 1. \quad (10.13)$$

Часть структуры от  $x=x_L$  до границы между  $i$ -областью и  $p^+$ -областью называют *слоем дрейфа* носителей. В этом слое лавинным умножением носителей можно пренебречь, в нем приходит только дрейфовое движение носителей, приходящих из слоя умножения.

Принцип работы ЛПД поясним с помощью пространственно-временной диаграммы, показанной на рис. 10.5.

Предположим, что в слое умножения и дрейфа имеется одинаковая и достаточно большая напряженность электрического поля, изменяющаяся во времени по синусоидальному закону  $E(t)$ . Позже будет объяснено, что при большой амплитуде поля лавинный процесс приводит к образованию короткого сгустка, запаздывающего на четверть периода от максимума поля. Этому сгустку соответствует короткий импульс лавинного тока  $i_L(t)$  на границе  $x=x_L$  между слоями умножения и дрейфа. Далее носители сгустка двигаются в электрическом поле слоя дрейфа, пока не достигнут его границы

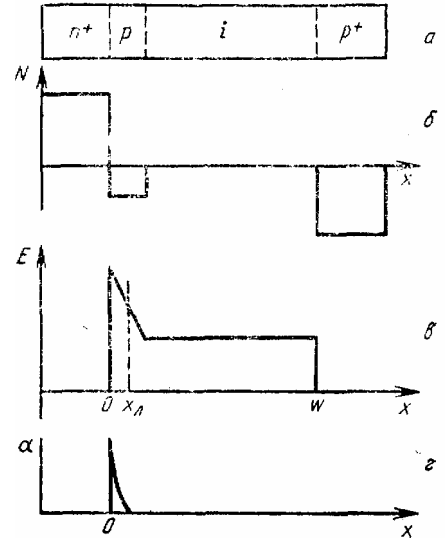


Рис. 10.4

( $x=w$ ) при угле пролета  $\theta_{др}$ . Пространственно-временная диаграмма для слоя дрейфа изображена на 10.5 прямыми линиями, так как дрейфовая скорость носителей постоянна.

Угол пролета при выбранной ширине слоя  $w$  зависит от частоты. Если  $\theta_{др} < \pi$ , то носители все время пролета находятся в тормозящем полупериоде поля и отдают свою энергию полю, вызывая увеличение этого поля. При  $\theta_{др} > \pi$  последнюю часть пути в области дрейфа носители летят в ускоряющем полупериоде поля, что ослабляет эффект предыдущего взаимодействия и приводит в целом к снижению энергии, передаваемой носителями полю за все время пролета. Если  $\theta_{др} = 2\pi$ , то эффект взаимодействия

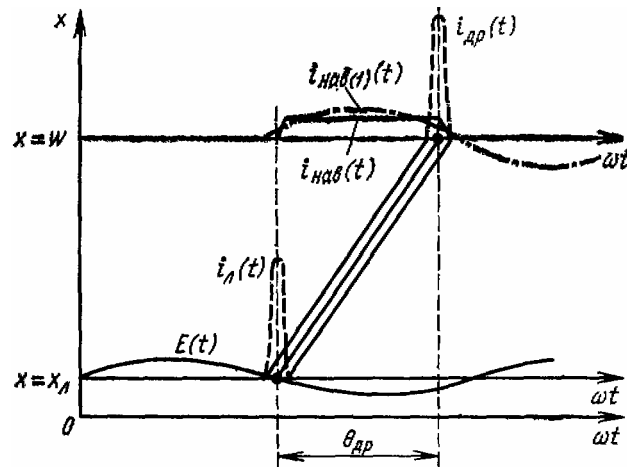


Рис. 10.5

носителей и поля исчезает.

На рис. 10.5 при  $x=w$  показана зависимость дрейфового тока от времени  $i_{др}(t)$  в виде узкого импульса, повторяющего импульс  $i_n(t)$ . Одновременно изображена кривая наведенного тока  $i_{наб}(t)$  созданного движением короткого сгустка на пути от  $x=x_n$  до  $x=w$ . В случае короткого сгустка форма кривой наведенного тока близка к прямоугольной. Разложением в ряд Фурье может быть определена первая гармоника  $i_{наб(1)}$  этого тока. В идеальном случае она совпадает по фазе с полем, если,  $\theta_{др} = \pi$ . По величине амплитуды первой гармоники наведенного тока и амплитуде поля можно найти мощность, передаваемую потоком носителей электрическому полю (см. § 10.4).

**Ток проводимости в слое умножения.** Уравнение непрерывности для слоя умножения можно записать в виде

$$S \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial I_p}{\partial x} + Sav(n+p);$$

$$\bar{S} \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial I_n}{\partial x} + (Savn) + (Savp),$$
(10.14)

где  $v$ -скорость электронов и дырок (для упрощения приняты равными);  $S$ -площадь сечения структуры. Левая часть каждого уравнения есть изменение количества носителей в слое длиной 1 см и сечением  $S$  за 1 с. Первые слагаемые в правой части учитывают уменьшение числа носителей за 1 с вследствие прохождения тока. Слагаемые  $Savn(n+p)$  показывают, сколько пар носителей в рассматриваемом объеме образуется за 1 с электронами ( $Savn$ ) и дырками ( $Savp$ ). В уравнениях (10.14) не учтена рекомбинация носителей в слое умножения, так как обычно время пролета носителей в этом слое много меньше времени жизни.

В слое умножения ток вызван дрейфовым движением носителей. Дырочная и электронная составляющие тока равны

$$I_p = S_e v_p, \quad I_n = S_e v_n, \quad (10.15)$$

а весь ток

$$I = I_p + I_n = S_e v (p + n). \quad (10.16)$$

При большой напряженности поля, характерной для лавинного пробоя, скорость носителей равна так называемой скорости насыщения — максимально возможной скорости носителей в полупроводниках ( $v \approx 10^7$  см/с). Поэтому время пролета носителей в слое лавинного умножения

$$\tau_n = x_n / v_n. \quad (10.17)$$

Для решения уравнений (10.14) предположим, что слой умножения очень узкий, а ток  $I = I_p + I_n$  в пределах этого слоя не зависит от координаты и является только функцией времени. Тогда из формул (10.15) можно найти:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dI_p}{dt} \frac{1}{S_e v}; \quad \frac{dn}{dt} = \frac{dI_n}{dt} \frac{1}{S_e v}.$$

Подставляя эти выражения в уравнения (10.14), и произведя их сложение с учетом (10.16) и (10.17), получаем одно дифференциальное уравнение для тока  $I$ .

Интегрируя полученное уравнение в пределах от  $x=0$  до  $x=x_n$ , имеем

$$\tau_n \frac{dI}{dt} = -[I_p - I_n]_0^{x_n} + 2I \int_0^{x_n} \alpha dx. \quad (10.18)$$

В сечении  $x=x_n$  дырочный ток равен обратному току  $I_{n0}$ , связанному с концентрацией неосновных носителей в области  $n+$ . Следовательно, при  $x=0$  с учетом, что  $I(0) = I_p(0) + I_n(0)$ ,

$$I_p(0) - I_n(0) = 2I_p(0) - I(0) = 2I_{p0} - I(0). \quad (10.19)$$

При  $x=x_n$  электронный ток равен  $I_{n0}$  току, создаваемому в результате тепловой генерации неосновных носителей в  $p$ -области, т. е. подобно (10.19)

$$I_p(x_n) - I_n(x_n) = -2I_{n0} + I(x_n) \quad (10.20)$$

Подставляя значения (10.19) и (10.20) в уравнение (10.18), получаем

$$\frac{\tau_n}{2} \frac{dI}{dt} = I \left( \int_0^{x_n} \alpha dx - 1 \right) + I_0, \quad (10.21)$$

где

$$I_0 = I_{p0} + I_{n0}. \quad (10.22)$$

Условием пробоя является выражение, аналогичное (10.12):

$$\int_0^{x_n} \alpha dx = 1, \quad (10.23)$$

при котором  $I \rightarrow \infty$ .

Рассмотрим решения уравнения (10.21) при небольшом скачкообразном изменении поля.

На **рис. 10.6,а** показаны изменения напряженности поля до величины  $E = E_{кр}$ ,  $E < E_{кр}$  и  $E > E_{кр}$ .



Когда  $E = E_{кр}$ ,  $\int_0^{x_l} \alpha \cdot dx = 1$ , а при  $E < E_{кр}$  и  $E > E_{кр}$  значение интеграла

меньше и больше единицы соответственно. Решая дифференциальное уравнение (10.21) и считая, что  $I = I_0$  при  $t = 0$ , получаем линейный закон изменения тока (кривая 2 на рис. 10.6,б) при скачке поля до:  $E = E_{кр}$ :

$$I = I_0(1 + 2t/\tau_n), \quad (10.24)$$

В этом случае ток растет с постоянной скоростью  $dI/dt = 2 I_0/\tau_n$  пропорциональной исходному току  $I_0$  и обратно пропорциональной времени пролета  $\tau_n$  носителей в слое умножения. Легко убедиться, что при  $E > E_{кр}$  ток растет по экспоненциальному закону (кривая 3 на рис. 10.6,б), а при  $E < E_{кр}$  асимптотически стремится к некоторому значению (кривая 1 на рис. 10.6,б).

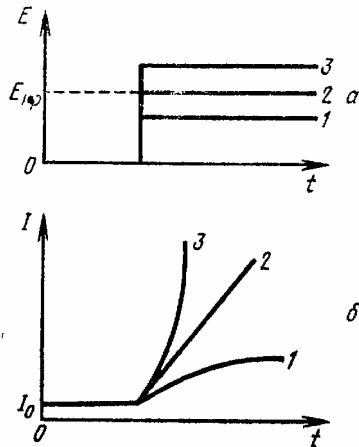


Рис. 10.6

Во всех случаях наблюдается запаздывание тока относительно скачка напряженности поля, что нетрудно понять. Действительно, для получения заданного тока необходимо появление определенного числа пар носителей. Время достижения тока равно произведению числа пар на интервал времени между соударениями, при которых возникают пары носителей. Очевидно, чем больше поле  $E$ , тем больше коэффициенты ионизации и меньше число соударений и время, необходимые для получения заданного тока.

**Токи в слое умножения при малой амплитуде поля.** Обычно вводят среднюю величину коэффициента ионизации по слою умножения

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{x_n} \int_0^{x_n} \alpha dx. \quad (10.25)$$

Тогда вместо уравнения (10.21) можно написать

$$\frac{\tau_n}{2} \frac{dI}{dt} = I(\bar{\alpha} x_n - 1) + I_0.$$

Пренебрегая в последнем уравнении величиной  $I_0$ , получаем

$$dI/dt \approx 2I(\bar{\alpha} x_n - 1) + I_0. \quad (10.26)$$

Используем уравнение (10.26) для определения величины переменного тока, появляющегося при приложении к диоду переменного напряжения. Рассмотрим случай малой напряженности электрического поля в слое умножения (режим слабого сигнала или малых амплитуд), когда

$$E = E_{кр} + \hat{E}_n \exp(j\omega t), \quad (10.27)$$

где

$$|\hat{E}_n| \ll E_{кр}. \quad (10.28)$$

Будем также считать в этом режиме малыми изменения коэффициента ионизации  $\alpha$  и тока  $I$ , т.е.

$$\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_0 + \hat{\alpha}_n \exp(j\omega t), \quad |\hat{\alpha}_n| \ll \bar{\alpha}_0; \quad (10.29)$$

$$I = I_0 + \hat{I}_n \exp(j\omega t), \quad |\hat{I}_n| \ll I_0, \quad (10.30)$$

где  $\alpha_n$  и  $I_n$  — комплексные амплитуды соответствующих величин.

В первом приближении можно записать

$$\dot{\alpha}_n \approx \frac{d\alpha}{dE} \dot{E}_n = \alpha' \dot{E}_n. \quad (10.31)$$

Используя выражения (10.29) и (10.31), получаем

$$\bar{\alpha} \approx \bar{\alpha}_0 + \alpha' \dot{E}_n \exp(j\omega t). \quad (10.32)$$

Определим величину,  $\bar{\alpha} \cdot x$  входящую в уравнение (10.26). На основании выражения (10.32)

$$\bar{\alpha} x_n = \bar{\alpha}_0 x_n + \alpha' \dot{E}_n x_n \exp(j\omega t).$$

По условиям пробоя (10.23) и определению (10.25)  $\bar{\alpha} \cdot x_n = 1$  поэтому

$$\bar{\alpha} x_n = 1 + \alpha' \dot{E}_n x_n \exp(j\omega t). \quad (10.33)$$

Подставляя выражения (10.30) и (10.33) в уравнение (10.26) и пренебрегая членами второго порядка малости, получаем

$$I_n = \frac{2I_0}{j\omega\tau_n} \alpha' x_n E_n. \quad (10.34)$$

Если ширина слоя умножения  $x_n$  сравнительно небольшая, то мал и переменный заряд в этом слое. Поэтому напряженность переменного поля практически одинаковая по всему слою, так что падение напряжения на слое умножения

$$\dot{U}_n = \dot{E}_n x_n. \quad (10.35)$$

Используя выражения (10.34) и (10.35), получаем

$$I_n = (2I_0 \alpha' / j\omega\tau_n) \dot{U}_n = \dot{U}_n / j\omega L_n, \quad (10.36)$$

где

$$L_n = \tau_n / 2I_0 \alpha' \quad (10.37)$$

эквивалентна индуктивности, так как ток отстает от напряжения на  $90^\circ$ , и названа *лавинной индуктивностью*.

Полученный результат является следствием инерционности процесса образования лавины носителей (см. рис. 10.6). Когда поле пройдет максимальное значение и начнет уменьшаться, концентрация носителей еще продолжает возрастать. Максимумы концентрации носителей и тока в линейной теории достигаются к моменту времени, когда

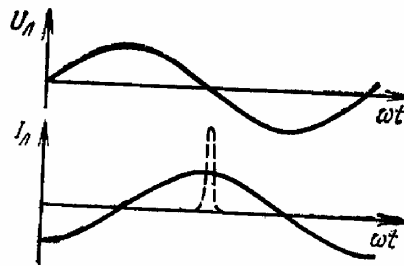


Рис. 10.7

переменная составляющая поля, уменьшаясь, проходит через нулевое значение (отставание по фазе на  $90^\circ$ ) (рис. 10.7).

С увеличением напряжения на слое умножения предположение о малости сигнала перестанет выполняться. Изменение тока во времени будет все сильнее отличаться от синусоидального закона (10.30) и начнет приобретать импульсный характер. Как показывает специальное решение уравнения (10.26), максимумы импульсов тока (пунктир на рис. 10.7) практически не смещаются по отношению к максимальным значениям тока при слабом сигнале. Поэтому слой умножения приближенно можно рассматривать как источник импульсов тока, запаздывающих по отношению к максимальному значению напряжения на четверть периода.

Ток смещения в слое умножения с учетом выражений (10.27) и (10.35)

$$I_{см} = \epsilon S \frac{\partial E}{\partial t} = j\omega C_{л} \dot{U}_{л}, \tag{10.38}$$

где

$$C_{л} = \epsilon \cdot S / x_{л} \tag{10.39}$$

эквивалентная емкость слоя умножения, а  $S$ —площадь сечения.

Полный ток слоя равен сумме тока проводимости (10.36) и тока смещения (10.38), но последний при пренебрежении влиянием переменного заряда совпадает с емкостным током. Поэтому

$$I_{полн} = I_{л} + I_{см} = \left( \frac{1}{j\omega L_{л}} + j\omega C_{л} \right) \dot{U}_{л}. \tag{10.40}$$

Соответственно полная проводимость слоя умножения

$$Y_{л} = I_{полн} / \dot{U}_{л} = 1 / j\omega L_{л} + j\omega C_{л}. \tag{10.41}$$

Эквивалентная схема слоя умножения при малой амплитуде поля. В соответствии с формулой (10.41) слой умножения может быть представлен эквивалентной схемой —

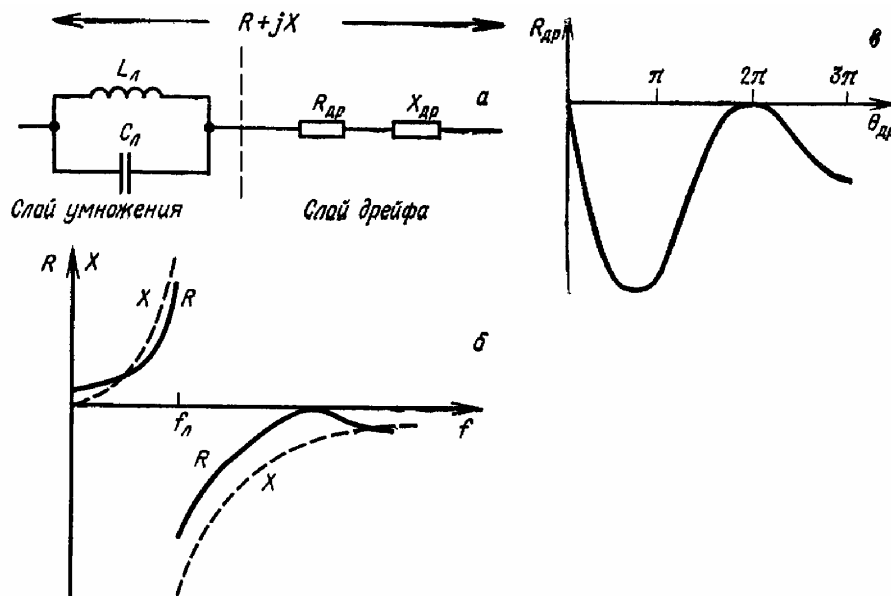


Рис. 10.8

параллельным колебательным контуром, содержащим индуктивность  $L_{\text{л}}$  и емкость  $C_{\text{л}}$  (рис. 10.8,а). Импеданс слоя из выражения (10.41)

$$Z_{\text{л}} = 1/Y_{\text{л}} = 1/j\omega C_{\text{л}} \left( 1 - \frac{\omega_{\text{л}}^2}{\omega^2} \right), \quad (10.42)$$

где

$$\omega_{\text{л}} = 1/\sqrt{L_{\text{л}}C_{\text{л}}} \quad (10.43)$$

собственная резонансная частота контура, называемая *лавинной частотой*. С учетом формул (10.17), (10.37) и (10.39)

$$f_{\text{л}} = \frac{\omega_{\text{л}}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2j_0\alpha'v_{\text{н}}}{\epsilon}}, \quad (10.44)$$

где  $j_0 = I_0/S$ —плотность тока, а  $v_{\text{н}}$ —скорость насыщения. Лавинная частота  $f_{\text{л}}$  пропорциональна корню квадратному из плотности тока и производной от коэффициента ионизации по напряженности поля  $\alpha'$ .

**Токи в слое дрейфа при малой амплитуде ноля.** Рассмотрим теперь составляющие полного тока слоя дрейфа и его импеданс.

В случае малого сигнала плотность переменного заряда незначительна не только в слое умножения, но и в слое дрейфа. Поэтому амплитуда напряженности переменного поля в последнем остается практически неизменной и равной  $\dot{E}_{\text{л}}$  в слое умножения. Тогда падение напряжения на слое дрейфа

$$U_{\text{др}} = \dot{E}_{\text{л}}(\omega - x_{\text{л}}). \quad (10.45)$$

В слое дрейфа напряженность поля меньше критической величины  $E_{\text{кр}}$ , но достаточно велика, чтобы скорость носителей оставалась практически равной скорости насыщения  $v_{\text{н}}$ . При постоянстве скорости ток проводимости в любом сечении  $x$  в момент времени  $t$  равен тому току, который был в начале слоя дрейфа в более ранний момент времени  $t - \tau_x$ , где  $\tau_x$  — время пролета от начала слоя до данного сечения. Для удобства рассмотрения поместим начало координат на границе слоев умножения и дрейфа, тогда

$$\tau_x = x/v_{\text{н}}. \quad (10.46)$$

Теперь ток проводимости в области дрейфа

$$I_{\text{др}}(x, t) = I(0, t - \tau_x),$$

где  $I(0, t - \tau_x)$ —ток проводимости в начале слоя дрейфа ( $x=0$ ) в момент времени  $t - \tau_x$ ; можно определить по формуле (10.30):

$$I_{\text{др}}(0, t - \tau_x) = I_0 + I_{\text{л}} \exp(j\omega t) \times \exp(-j\omega\tau_x).$$

Переменная составляющая тока проводимости

$$I_{\text{др}}(x, t) = I_{\text{л}} \exp(-j\omega\tau_x) \exp(j\omega t). \quad (10.47)$$

Определим наведенный ток, создаваемый переменным зарядом в слое дрейфа в момент времени  $t$ . Подставив (10.47) в формулу (1.16), получим

$$\begin{aligned} I_{\text{нав}}(t) &= \frac{1}{\omega - x_{\text{л}}} \int_0^{\omega - x_{\text{л}}} I_{\text{др}}(x, t) dx = \\ &= \frac{I_{\text{л}}}{j\omega\tau_{\text{др}}} [1 - \exp(-j\omega\tau_{\text{др}})] \exp(j\omega t), \end{aligned} \quad (10.48)$$

где

$$\tau_{\text{др}} = (\omega - x_{\text{л}})/v_{\text{н}} \quad (10.49)$$

— время пролета в слое дрейфа.

Комплексная амплитуда наведенного тока в выражении (10.48)

$$i_{\text{нав}} = \frac{I_{\text{л}}}{j\omega\tau_{\text{др}}} [1 - \exp(-j\omega\tau_{\text{др}})], \quad (10.50)$$

Емкостной ток слоя дрейфа

$$I_{\text{емк}} = j\omega C_{\text{др}} \dot{U}_{\text{др}}, \quad (10.51)$$

где

$$C_{\text{др}} = \varepsilon S / (w - x_{\text{л}}) \quad (10.52)$$

—емкость слоя дрейфа. Полный ток с учетом выражений (10.50) и (10.51)

$$i_{\text{полн}} = i_{\text{нав}} + i_{\text{емк}} = \frac{I_{\text{л}}}{j\omega\tau_{\text{др}}} [1 - \exp(-j\omega\tau_{\text{др}})] + j\omega C_{\text{др}} \dot{U}_{\text{др}}. \quad (10.53)$$

Из формулы (10.40) можно найти связь  $\dot{I}_{\text{л}}$  с полным током  $\dot{I}_{\text{полн}}$ :

$$\gamma = \frac{I_{\text{л}}}{I_{\text{полн}}} = \frac{j\omega L_{\text{л}}}{Y_{\text{л}}} = \left[ 1 - \frac{\omega^2}{\omega^2_{\text{л}}} \right]^{-1}. \quad (10.54)$$

Следовательно, вместо выражения (10.53) можно записать

$$i_{\text{полн}} \left[ 1 - \frac{\gamma}{j \cdot \omega \cdot \tau_{\text{др}}} (1 - \exp(-j \cdot \omega \cdot \tau_{\text{др}})) \right] = j \cdot \omega \cdot C_{\text{др}} \cdot U_{\text{др}}$$

откуда импеданс слоя дрейфа

$$Z_{\text{др}} = \frac{\dot{U}_{\text{др}}}{i_{\text{полн}}} = \frac{1}{j\omega C_{\text{др}}} \left\{ 1 - \frac{\gamma}{j\omega\tau_{\text{др}}} [1 - \exp(-j\omega\tau_{\text{др}})] \right\}. \quad (10.55)$$

**Эквивалентная схема слоя дрейфа при малой амплитуде поля.** После преобразований выражение (10,55) сводится к виду

$$Z_{\text{др}} = R_{\text{др}} + jX_{\text{др}}, \quad (10.56)$$

где  $R_{\text{др}}$  — активное сопротивление дрейфового слоя:

$$R_{\text{др}} = \frac{1}{\omega C_{\text{др}}} \cdot \gamma \left( \frac{1 - \cos \theta_{\text{др}}}{\theta_{\text{др}}^2} \right), \quad (10.57)$$

а  $X_{\text{др}}$  — реактивное сопротивление дрейфового слоя:

$$X_{\text{др}} = \frac{1}{\omega C_{\text{др}}} \left( -1 + \frac{\gamma \sin \theta_{\text{др}}}{\theta_{\text{др}}} \right). \quad (10.58)$$

В выражениях (10.57) и (10.58) использовано обозначение для угла пролета

$$\theta_{\text{др}} = \omega\tau_{\text{др}} \quad (10.59)$$

Эквивалентная схема слоя дрейфа показана на рис. 10.8,а.

Из формулы (10.57) следует, что активное сопротивление слоя дрейфа отрицательно на всех частотах  $\omega > \omega_{\text{л}}$  ( $\gamma < 0$ ), кроме частот, на которых  $R_{\text{др}} = 0$  ( $\theta_{\text{др}} = \omega\tau_{\text{др}} = 2\pi n$ ;  $n=1, 2$  и т. д.). Зависимость  $R_{\text{др}}$  от угла пролета  $\theta_{\text{др}}$  показана на рис. 10.8,в. Максимум отрицательного сопротивления наблюдается вблизи  $\theta_{\text{др}} = \pi$ . При дальнейшем увеличении  $\theta_{\text{др}}$  до  $3\pi/2$   $R_{\text{др}}$  уменьшается до нуля.

Таким образом, диапазон частот, в котором может быть обеспечено отрицательное сопротивление, велик. Однако обычно считают, что ЛПД хорошо работает лишь на частотах, соответствующих углу пролета  $\theta_{\text{др}} = \omega\tau_{\text{др}} = \pi$ . Из этого условия с учетом формулы (10.49) для узкого слоя умножения ( $x_{\text{л}} \ll w$ ) можно определить значение частоты, называемой *пролетной частотой*

$$f_{\text{пр}} = \omega_{\text{пр}} / 2\pi = 1 / 2\tau_{\text{др}} = v_{\text{н}} / 2w. \quad (10.60)$$

Если  $w=5$  мкм и  $v_n \approx 10^7$  см/с, то  $f_{пр}=20$  ГГц.

**Эквивалентная схема ЛПД в пролетном режиме работы для малого сигнала** показана на рис. 10.8,а. Контур  $L_{л}, C_{л}$  характеризуют процессы в слое умножения, а  $R_{др}$  и  $X_{др}$ —процессы в слое дрейфа. Полное сопротивление ЛПД  $Z=R+jX$ . Примерная зависимость активного  $R$  и реактивного  $X$  сопротивлений от частоты показана на рис. 10.8,б. На частотах ниже лавинной  $f_{л}$  активное сопротивление ЛПД положительное, а реактивное имеет индуктивный характер. На частотах выше  $f_{л}$  активное сопротивление отрицательное, а реактивное становится емкостным. Наличие отрицательного сопротивления и позволяет использовать ЛПД для создания генераторов и усилителей СВЧ.

### § 10.3. Режим работы ЛПД с захваченной плазмой\*

В этом режиме работы, открытом экспериментально в 1967 г., получены высокие значения электронного КПД (более 50%), но однако на частотах в несколько раз меньших пролетной частоты (10.60).

Исследования показали, что новый режим работы возникает при большой плотности тока в ЛПД, когда необходимо учитывать влияние объемного заряда дрейфующих в переходе носителей на величину и распределение электрического поля в нем. Это влияние проявляется в образовании электронно-дырочной плазмы с большой концентрацией носителей. Вследствие значительного понижения напряженности поля в плазме скорость носителей в ней оказывается малой и плазма существует время в несколько раз большее, чем время пролета в пролетном режиме работы ЛПД. Эта особенность и отмечается словами «захваченная плазма» в названии нового режима работы.

Экспериментально установлено, что режим генерации колебаний в новом режиме можно получить на основе самозапуска из пролетного режима работы ЛПД. Образование захваченной плазмы вызывается импульсом тока, текущим в пролетном режиме. Если время существования захваченной плазмы примерно равно времени пролета в пролетном режиме, то частота колебаний в режиме с захваченной плазмой будет в два раза меньше пролетной частоты.

При этом к колебательной цепи (линии передачи), в которую включен диод, предъявляются определенные требования. Она должна содержать перед нагрузкой фильтр, пропускающий колебания частоты генерации режима с захваченной плазмой, и создавать отражение для волны напряжения, идущей от диода.

Процесс запуска исследовали с помощью ЭВМ и экспериментально. На рис. 10.9,б показано изменение в процессе запуска напряжения на диоде, а на рис. 10.9,а—тока. Процесс начинается с подачи импульса напряжения с малым временем фронта. Начальная часть кривой напряжения имеет пульсации, связанные с многократными отражениями от конца линии передачи. Среднее значение напряжения (пунктирная линия) определяется временем фронта импульса напряжения.

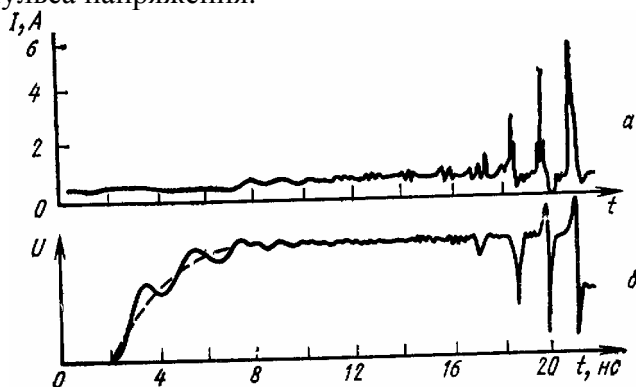


Рис. 10.9

Когда напряжение одной из пульсаций превысит критическое значение (напряжение пробоя), возникнут колебания тока и напряжения в пролетном режиме работы, но они исчезают, как только напряжение станет меньше критического. Однако возникший импульс напряжения пролетного режима вызовет в линии волну напряжения, которая распространяется к концу линии передачи, отражается от него и направляется к диоду.

\* В иностранной литературе называют режимом TRAPATT (TRApped Plasma Avalanche Triggered Transit – захваченная плазма, пробег области лавинного умножения).

При надлежащем выборе параметров линии приходящий к диоду отраженный импульс увеличит напряжение на нем, что приведет к росту импульса тока в пролетном режиме. От диода к концу линии пойдет возросшая волна напряжения, которая после отражения снова увеличит напряжение на диоде, и т. д. С каждым отражением импульсы тока и напряжения на диоде возрастают. Когда импульс тока достигнет такой большой величины, что возникнет плазма, начинаются колебания в режиме с захваченной плазмой.



## § 10.4. Параметры и характеристики генераторов и усилителей на ЛПД в пролетном режиме

**Режимы генерации и усиления.** На основе ЛПД можно создать СВЧ-генераторы (ГЛПД) и усилители (УЛПД). В обоих случаях ЛПД включен в колебательную систему. Генерацию или усиление объясняют наличием при определенном режиме работы ЛПД отрицательного дифференциального сопротивления.

Отрицательное сопротивление зависит от тока ЛПД, поэтому в ГЛПД с заданным сопротивлением потерь (сопротивления нагрузки, резонатора и областей диода) существует минимальный пусковой ток, начиная с которого возможна генерация. При токе менее пускового обеспечивается усилительный режим. Простейшая схема ГЛПД показана на **рис. 10.10**. Схема содержит коаксиальный резонатор, перестраиваемый с помощью поршня (плунжера) и ЛПД, помещенного между центральным проводником резонатора и его торцом (ЛПД находится в пучности напряжения).

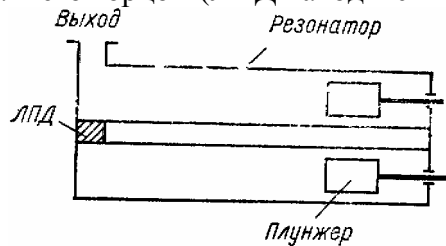


Рис. 10.10

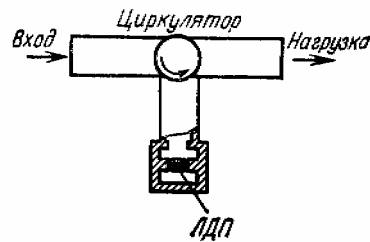


Рис. 10.11

Простейшим вариантом УЛПД является регенеративный усилитель (**рис. 10.11**). Источник сигнала и нагрузка включены в два плеча циркулятора. К третьему плечу присоединена колебательная система с ЛПД. Усиление сигнала происходит в результате его взаимодействия с колебательной системой, имеющей отрицательную добротность, и может рассматриваться как поступление в нагрузку через циркулятор отраженного усиленного сигнала.

**Выходная мощность ГЛПД.** Произведем оценку мощности ГЛПД, работающего в пролетном режиме, без учета влияния объемного заряда. Будем считать, что импульсы наведенного тока имеют прямоугольную форму, напряжение на слое дрейфа ЛПД синусоидальное и сдвиг по фазе оптимальный ( $180^\circ$ ).

Если среднее значение наведенного тока  $I_0$ , то при указанной форме импульса наведенный ток изменяется от 0 до  $2I_0$ , а амплитуда первой гармоники  $I_1=4I_0/\pi$ . При оценках предполагается, что амплитуда переменного напряжения на слое дрейфа  $U_{др1}$  примерно равна половине постоянного падения напряжения на этом слое  $U_{др0}$  ( $U_{др1} \approx 1/2 U_{др0}$ ). Тогда мощность колебаний

$$P = I_1 U_{др1} / 2 \approx I_0 U_{др0} / \pi \quad (10.61)$$

Однако  $I_0$  и  $U_{др0}$  ограничены значениями, при которых в слое дрейфа начинается лавинное умножение (пробой). Постоянное напряжение на диоде равно сумме напряжений на слое умножения  $U_{л0}$  и слое дрейфа  $U_{др0}$ :

$$U_0 = U_{л0} + U_{др0}$$

Для оценки мощности будем считать, что  $U_{л0} \ll U_{др0}$ . Тогда вместо формулы (10.61) можно написать:

$$P=I_0U_0/\pi=P_0/\pi, \quad (10.62)$$

где  $P_0$ —мощность, потребляемая от источника питания.

Выходная мощность не может превышать потребляемой мощности. Поэтому обычно для оценки максимальной выходной мощности рассматривают максимальную потребляемую диодом мощность

$$P_{0\max}=I_{0\max}U_{0\max}, \quad (10.63)$$

где  $U_{0\max}$  и  $I_{0\max}$  — максимальное допустимое напряжение на диоде и соответствующий ему максимальный ток.

Очевидно, что самое большое значение  $U_{0\max}$  будет в том случае, когда по всей длине перехода  $w$  поле будет одинаковым и равным критическому, т.е.  $U_{0\max} = w E_{кр}$ . По теореме Гаусса заряд в переходе  $q = \varepsilon S E_{кр}$ , а максимальный ток по времени пролета  $\tau_{пр} = w/v_n$  составит  $I_{0\max} = q/\tau_{пр} = \varepsilon S E_{кр} v_n$ . Подставляя значения  $U_{0\max}$  и  $I_{0\max}$  в формулу (10.63), получаем

$$P_{0\max} = \varepsilon S v_n E_{кр}^2. \quad (10.64)$$

Обычно это условие записывают в ином виде, вводя емкостное сопротивление перехода

$$X_C = 1/\omega C = w/\omega \varepsilon S \quad (10.65)$$

С учетом формулы (10.65) условие (10.64) приводится к виду

$$P_{0\max} f^2 = v_n^2 E_{кр}^2 / 8 \pi X_C \quad (10.66)$$

Условие (10.66) означает, что при постоянном емкостном сопротивлении прибора  $X_C$  потребляемая мощность обратно пропорциональна квадрату частоты

$$P_{0\max} f^2 = \text{const}. \quad (10.67)$$

На более низких частотах ограничение связано не с процессами в переходе, а с теплоотводом, и вместо условия (10.67) получено условие

$$P_{0\max} f = \text{const}. \quad (10.68)$$

На рис. 10.12 показана расчетная зависимость мощности от частоты, на которой имеются участки, соответствующие условиям (10.67) и (10.68).

Ограничение полезной мощности связано также с влиянием объемного заряда при больших плотностях тока, необходимых для получения значительной мощности. По теореме Гаусса перед движущимся электронным слоем поле увеличивается, а за ним уменьшается, по сравнению с полем, которое было до появления электронов (см. рис. 11.5). Соотношение напряженности полей по обе стороны слоя зависит от его положения, т. е. изменяется во времени. Снижение поля за сгустком вызовет уменьшение коэффициентов умножения, а, следовательно, и лавинного тока, который пройдет через максимальное значение ранее, чем показано на рис. 10.7. С ростом объемного заряда отставание импульса тока от СВЧ напряжения уменьшается. Последнее приведет к уменьшению амплитуды СВЧ-колебаний, так как образовавшийся сгусток, войдя в слой

дрейфа, некоторое время двигается в ускоряющем поле и отбирает энергию от СВЧ-поля. По этой причине плотность тока ЛПД не превышает нескольких сот ампер на квадратный сантиметр.

**Электронный КПД.** Теоретическое значение КПД в пролетном режиме в соответствии с формулой (10.62) составляет приблизительно 30%. Формула (10.62) получена при условии, что напряжение на слое умножения много меньше, чем на слое дрейфа. Последнее возможно, если ширина первого слоя значительно меньше второго. Однако реально  $U_{л0} \approx \left(\frac{1}{3} \div 1\right) U_{др0}$ , и поэтому КПД оказывается в 2—3 раза меньше теоретического значения.

Кроме того, КПД зависит от объемного заряда. Уже отмечалось, что увеличение объемного заряда приводит к снижению выходной мощности. Для повышения КПД необходимо работать с малыми плотностями тока ЛПД, т. е. при малой выходной мощности. Имеется еще одна причина, приводящая к снижению КПД при увеличении тока  $I_0$ . Чем больше ток  $I_0$ , тем меньшее значение коэффициента умножения требуется для получения заданного лавинного тока и, следовательно, меньшее время необходимо для достижения максимума лавинного тока. Это уменьшает запаздывание лавинного тока относительно максимума переменного напряжения, уменьшает отбираемую от носителей энергию в слое дрейфа, т. е. снижает полезную мощность и КПД.

У самых высокочастотных ЛПД с малой шириной обедненной области  $w$  для получения ударной ионизации необходима напряженность поля  $E > 10^6$  В/см. Однако при таком поле возможен туннельный пробой. Появляющийся туннельный ток синфазен с переменным напряжением, т. е. исчезает запаздывание, необходимое для получения отрицательного сопротивления. Кроме того, при  $E > 10^6$  В/см коэффициенты ионизации слабо зависят от поля. Это приводит к расширению лавинного импульса, изменению формы наведенного тока и уменьшению полезной мощности и КПД.

**Шумы.** Уровень шумов в ЛПД в основном определяется флуктуациями лавинного тока, выходящего из слоя умножения. Эти флуктуации объясняются, во-первых, статистическим разбросом моментов поступления носителей в слой умножения, а во-вторых, флуктуацией числа частиц в лавинах, образованных каждым пришедшим носителем заряда. Флуктуации, связанные с первой причиной, подобны дробовому шуму, растут с увеличением тока.

Рассмотрим подробнее вторую причину. Каждый пришедший в слой умножения носитель дает начало лавине с полным числом частиц, равным коэффициенту умножения  $M$ . Частицы лавины вылетают из слоя умножения в различные моменты времени. Последние появляющиеся в лавине частицы выйдут из слоя умножения через среднее время  $M\tau_{л}$ , если считать, что за время пролета в слое умножения  $\tau_{л}$  каждый носитель заряда в лавине создает одну электронно-дырочную пару [последнее является условием лавинного пробоя, см. формулу (10.12)]. В ЛПД значение  $M$  может составлять  $10^3$ — $10^5$ . Расчет показал, что спектральная плотность флуктуации тока, связанная с флуктуациями момента вылета носителей из слоя умножения, значительно больше дробовых флуктуации исходного тока и растет с увеличением среднего числа носителей в лавине.

На рис. 10.13 приведены расчетные зависимости шумового напряжения усилителя на основе кремниевого ЛПД при различной плотности тока. Шум имеет максимальное значение на лавинной частоте  $f_{л}$  и

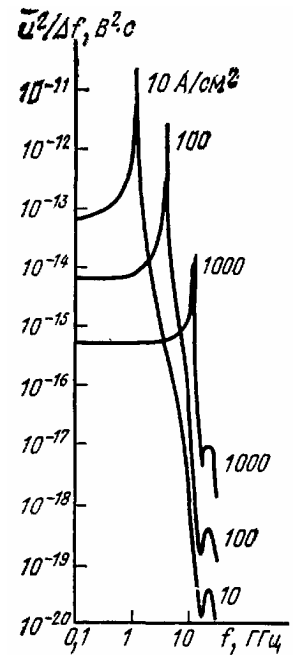


Рис. 10.13

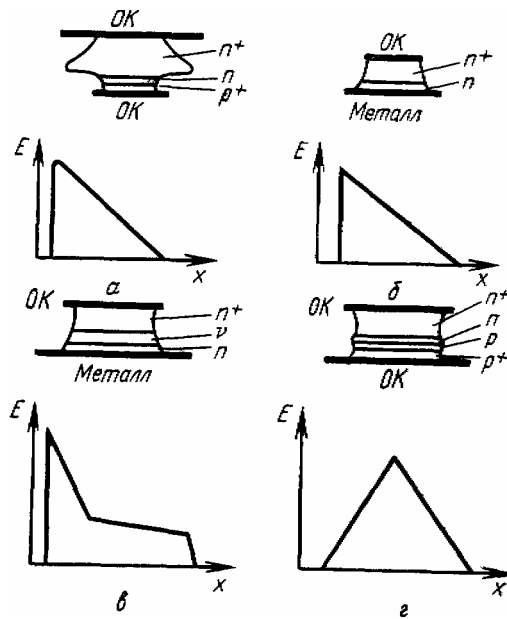
очень сильно уменьшается при  $f > f_{\text{л}}$ . Зависимость шума от плотности тока различна для низких и высоких частот: шум уменьшается при  $f < f_{\text{л}}$  с ростом тока, а при  $f > f_{\text{л}}$  — с понижением тока. Таким образом, для получения меньшего шума следовало бы работать на частотах значительно выше лавинной и при малом токе. Однако это противоречит условиям получения максимальной мощности и КПД.

Расчетно и экспериментально найдено, что в пролетном режиме работы минимальные шумы у ЛПД из арсенида галлия, а максимальные—у ЛПД из кремния. Меньший уровень шума в случае арсенида галлия объясняют равенством коэффициентов ионизации электронов и дырок ( $\alpha_n = \alpha_p$ ). Уровень шума ЛПД по сравнению с другими полупроводниковыми и электровакуумными приборами высок, что является существенным недостатком. Минимальный коэффициент шума УЛПД составляет около 20 дБ.

## § 10.5. Особенности устройства и применения ЛПД

Для изготовления ЛПД используют кремний, германий и арсенид галлия требуемую структуру получают методами эпитаксиального наращивания, диффузии и ионного легирования. На **рис. 10.14** показано несколько структур ЛПД и распределение напряженности поля в них (ОК — омический контакт)

Для создания ЛПД миллиметрового диапазона применяют метод ионного легирования—получение необходимого закона распределения примесей бомбардировкой полупроводника ионами, ускоренными до высокой энергии (десятки—сотни килоэлектронвольт). Этот метод позволяет легко контролировать закон распределения и концентрацию примеси и создавать очень узкие переходы (десятые доли микрометра).



**Рис. 10.14**

При этом появляется возможность получения при очень узких переходах так называемых двухпролетных ЛПД миллиметрового диапазона (рис. 10.14,з). Одновременное использование эффекта пролета электронов и дырок, возникающих в общем слое умножения, приводит к росту выходной мощности и КПД примерно в два раза.

Мощность и КПД генераторов на ЛПД сравнительно невелики, зависят от рабочей частоты и от теплоотвода. Для улучшения теплоотвода в мощных ЛПД в качестве подложки используют алмаз. Мощность в пролетном режиме на частотах 4—12 ГГц порядка 5 Вт в непрерывном режиме (табл. 8). В непрерывном режиме на частоте 50 ГГц на однопролетных ЛПД получена мощность 0,5 Вт при КПД -10%, а на двухпролетных – 1 Вт при КПД ~14%. В двухпролетных ЛПД на частоте 92 ГГц достигнута мощность 0,18 Вт при КПД~77%.

ЛПД работающие в пролетном режиме, используют также для усиления колебаний, однако из-за большого коэффициента шума (20—40 дБ) они не пригодны для входных устройств. Коэффициент усиления при каскадном включении достаточно велик (до 30 дБ и более).

Схема для получения режима работы ЛПД с захваченной плазмой сложнее, чем в пролетном режиме, так как необходимо обеспечить условия запуска: усложняется колебательная система, требуется большая плотность тока. Сведения о мощности и КПД в этом режиме приведены в табл. 8. Как уже отмечалось ранее, преимущества режима с захваченной плазмой проявляются на более низких частотах. Наилучший результат по

мощности—1,2 кВт в импульсном режиме получен на пяти последовательно соединенных ЛПД на частоте 1,1 ГГц при КПД 25%.

В пролетном режиме работы ЛПД отрицательное сопротивление существует в широкой полосе рабочих частот. Следовательно, можно изменять частоту генерации в больших пределах (более октавы) механической перестройкой колебательной системы. Широко применяют также электрические способы перестройки частоты. Один из способов состоит в изменении собственной частоты колебательной системы (резонатора) с помощью варакторного СВЧ-диода. Диапазон перестройки в зависимости от схемы включения варакторного диода доходит до 3—5%. Применяют для перестройки также ферритовые элементы, помещенные в резонатор ГЛПД, при этом диапазон перестройки

Т а б л и ц а 8

Параметры ЛПД

Режим работы	Частота, ГГц	Выходная мощность, Вт		КПД, %	Материал
		в непрерывном режиме	в импульсном режиме		
Пролетный	2—4	—	40	20	Si
	8,2—12,4	2,7	10	10—11	Si
	100	0,16	—	7	Si
	4—8	4	10	5—17	GaAs
	8,2—12,4	4	—	5—17	GaAs
С захваченной плазмой	1—2	10	500	60	Si
	12,4—18	—	30	5	Si

может достигать 10%. Для перестройки частоты в небольших пределах используют зависимость частоты от постоянного тока (электронное смещение частоты). Крутизна электронного смещения частоты в сантиметровом диапазоне—несколько мегагерц на миллиампер, а диапазон перестройки — несколько десятых долей процента.

Следует отметить, что важное значение для ГЛПД имеет температурная стабильность частоты генерации. Температурный коэффициент частоты конкретного генератора зависит не только от изменения параметров самого диода, но и от изменения параметров колебательной системы. ТКЧ одноконтурного ГЛПД составляет около  $\pm 10^{-4}$  град<sup>-1</sup>, но может быть уменьшен принятием специальных мер.

Как уже отмечалось, ЛПД имеют высокий уровень шумов. Эту особенность ЛПД можно использовать для создания генераторов шума в СВЧ-диапазоне. Генераторы шума на ЛПД очень просты, имеют большую спектральную плотность мощности шума, низкую потребляемую мощность, малую массу и габариты, т. е. выгодно отличаются от электровакуумных генераторов шума.

## Глава 11 ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ С ОБЪЕМНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ (ДИОДЫ ГАННА)

Полупроводниковые СВЧ-приборы с объемной неустойчивостью—это приборы, в которых генерация или усиление колебаний вызваны неустойчивостью объемного заряда в полупроводниковом материале вследствие отрицательной дифференциальной подвижности носителей. Возможность получения отрицательно дифференциальной подвижности в полупроводниковом материале предсказывалась почти сразу после появления транзистора, а в 1963 г. была теоретически обоснована такая возможность для арсенида галлия (GaAs). Теория получила экспериментальное подтверждение в 1964 г. в результате открытия эффекта Ганна. Поэтому полупроводниковые приборы с объемной неустойчивостью называют также диодами Ганна.

### § 11.1. Виды неустойчивости объемного заряда

**Отрицательная дифференциальная проводимость полупроводников.** Общим условием усиления или генерации колебаний является наличие отрицательного дифференциального сопротивления, или дифференциальной проводимости. Найдем условие, при котором возможно существование отрицательной дифференциальной проводимости в однородных полупроводниках.

Плотность тока в полупроводнике с электронной электропроводностью

$$j = \sigma E = en\mu E = env, \quad (11.1)$$

где  $\sigma$ —проводимость;  $\mu$ —подвижность и  $n$ —концентрация электронов;  $v = \mu E$ —дрейфовая скорость электронов в поле напряженностью  $E$ .

Дифференциальная проводимость

$$\sigma_d = \frac{dj}{dE} = en \frac{dv}{dE}. \quad (11.2)$$

Если подвижность не зависит от поля ( $\mu = \text{const}$ ), то  $dv/dE = \mu$ , а  $\sigma_d = \sigma$ . Дифференциальная проводимость станет отрицательной, если в формуле (11.2)

$$\frac{dv}{dE} = \frac{d(\mu E)}{dE} < 0. \quad (11.3)$$

Это неравенство имеет смысл только в случае, когда подвижность зависит от поля. Тогда условие (11.3) можно переписать в виде

$$\mu + E \frac{d\mu}{dE} < 0$$

или

$$\frac{dE}{E} + \frac{d\mu}{\mu} < 0. \quad (11.4)$$

По условию (11.3) для получения  $\sigma_d < 0$  необходимо, чтобы дрейфовая скорость уменьшалась с ростом поля. Но это произойдет только в том случае, если в выражении (11.4) подвижность уменьшается ( $d\mu < 0$ ) при увеличении поля ( $dE > 0$ ) и притом уменьшается сильнее, чем растет поле, т. е. при

$$\frac{dE}{E} < \frac{|d\mu|}{\mu}. \quad (11.5)$$

Для получения отрицательной величины  $\sigma_d$  принципиально необходима зависимость подвижности от поля ( $\mu \neq \text{const}$ ), поэтому целесообразно вместо  $\mu = v/E$  ввести дифференциальную подвижность

$$\mu_d = \frac{dv}{dE}. \quad (11.6)$$

С учетом этого определения условие (11.3) означает, что для получения  $\sigma_d < 0$  необходима отрицательная дифференциальная подвижность

$$\mu_d < 0.$$

Остановимся на особенностях арсенида галлия, для которого впервые была обоснована возможность получения отрицательной дифференциальной подвижности.

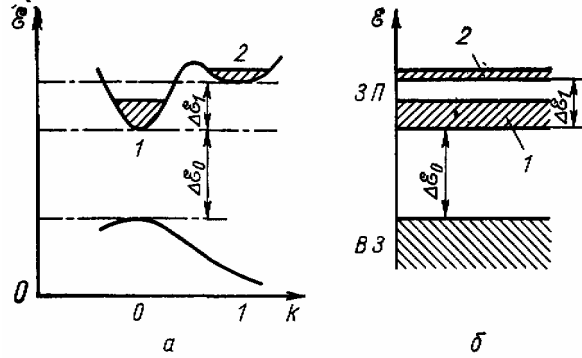


Рис. 11.1

На рис. 11.1,а показана связь энергии электронов в валентной зоне и в зоне проводимости GaAs с волновым числом  $k$ . Волновое число отложено в единицах  $\pi/a$  ( $a$  — постоянная кристаллической решетки). Как известно, волновое число определяет импульс частицы  $p = \hbar k$  ( $\hbar$  — постоянная Планка). Зависимость энергии  $\epsilon$  от  $k$  в зоне проводимости имеет два минимума (долины). Строго говоря, в зоне проводимости GaAs имеется семь минимумов: один главный, соответствующий самой минимальной энергии, и шесть боковых. Однако обычно эту сложную систему заменяют двухдолинной моделью зоны проводимости, в которой вместо шести боковых долин используется одна боковая, но с некоторой средней эффективной массой электронов.

Известно, что энергия и эффективная масса электронов в боковой (верхней) долине 2 больше, чем в главной (нижней) долине 1:  $m_{\text{эф}2} = 1,2m$ ,  $m_{\text{эф}1} = 0,07m$  где  $m$  — масса свободного электрона. Подвижность «тяжелых» носителей в верхней долине  $\mu_2$  много меньше подвижности «легких» носителей в нижней долине  $\mu_1$ :  $\mu_1 \approx 5000$  и  $\mu_2 \approx 100 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ .

Интервал энергии между минимумами энергии в долинах в GaAs  $\Delta \epsilon_1 = 0,36$  эВ. Ширина запрещенной зоны, определяемая как интервал энергии между главным минимумом в зоне проводимости  $3\Pi$  и максимумом в валентной зоне  $BЗ$   $\Delta \epsilon_0 = 1,4$  эВ. Наличие двух долин можно рассматривать как появление в зоне проводимости двух подзон, отличающихся подвижностью и эффективной массой электронов (рис. 11.1,б).

Вероятность перехода электрона из долины 1 в долину 2 при заданной температуре  $T$  определяется величиной

$$\exp(-\Delta \mathcal{E}_1/kT).$$

Поэтому соотношение концентрации электронов в долинах

$$n_2/n_1 = (N_2/N_1) \exp\left(-\frac{\Delta \mathcal{E}_1}{kT}\right), \quad (11.7)$$

где  $N_1$  и  $N_2$  — плотности энергетических состояний в долинах, связанные с эффективными массами соотношением

$$N_2/N_1 = (m_{\text{эф}2}/m_{\text{эф}1})^{3/2} = (1,02/0,07)^{3/2} \approx 70. \quad (11.8)$$

При комнатной температуре ( $T \approx 300$  К)  $kT = 0,025$  эВ, следовательно,  $\Delta \epsilon_1 \gg kT$  и по формуле (11.7)

$$n_2/n_1 = 70 \exp(-0,36/0,025) \approx 7 \cdot 10^{-5}. \quad (11.9)$$

Таким образом, при отсутствии внешних воздействий и комнатной температуре концентрация электронов в верхней долине пренебрежимо мала. Будем считать, что все электроны находятся в нижней долине ( $n_1 \gg n_2$ ). Однако соотношение  $n_1$  и  $n_2$ , резко



изменится, если в полупроводнике создано сильное электрическое поле, т. е. нарушено термодинамическое равновесие.

В состоянии термодинамического равновесия все свободные электроны совершают хаотическое (тепловое) движение. Это позволяет рассматривать коллектив электронов как электронный газ с некоторой температурой  $T_3$ , определяемой из формулы  $mv^2_T/2=3/2kT_3$ . В состоянии термодинамического равновесия средняя тепловая скорость электронов  $v_T$  определяется температурой кристаллической решетки (вещества), т. е.  $T_3=T$ . Однако при наличии в полупроводнике электрического поля происходит увеличение скорости электронов на длине пробега между двумя соударениями при сохранении хаотичности движения из-за соударений. Увеличение средней кинетической энергии в электрическом поле эквивалентно возрастанию электронной температуры по сравнению с температурой решетки ( $T_3>T$ ). В этом случае электроны называются *горячими электронами*.

Рост энергии электронов увеличивает вероятность их перехода из долины 1 в долину 2. При этом в формулы (11.7) и (11.9) необходимо вместо  $T$  подставить  $T_3$ . При напряженности поля более некоторой *пороговой напряженности* ( $E>E_n$ ) основная часть электронов переходит из нижней долины в верхнюю, так что становится возможным получение соотношения  $n_2 > n_1$ . Для арсенида галлия  $E_n \approx 3$  кВ/см. Переход электронов из нижней долины в верхнюю сопровождается уменьшением подвижности и дрейфовой скорости, т. е. эквивалентно появлению отрицательной дифференциальной подвижности.

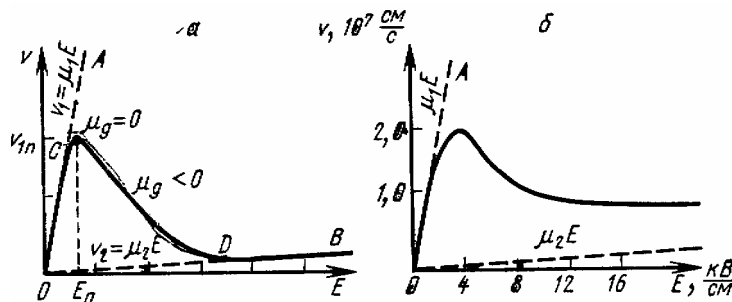


Рис. 11.2

Зависимость дрейфовой скорости от напряженности поля в GaAs показана на **рис. 11.2,а**. Пунктирные прямые  $OA$  и  $OB$  соответствуют формулам  $v_1 = \mu_1 E$  и  $v_2 = \mu_2 E$  при этом  $\mu_1$  и  $\mu_2$  считаются постоянными, а  $\mu_1/\mu_2 \approx 50$ . Зависимость дрейфовой скорости электронов при  $E < E_n$  совпадает с отрезком прямой  $OA$ , так как все электроны находятся в нижней долине, а при слабых полях  $\mu = \text{const}$ . С ростом поля кривая отклоняется вниз от прямой  $OA$ , так как обычно происходит уменьшение подвижности носителей. Однако при  $E = E_n$  начнется переход электронов в верхнюю долину и появятся электроны с подвижностью  $\mu_2 \approx \mu_1/50$ . После перехода всех электронов зависимость  $v$  от  $E$  должна представляться участком  $DB$  прямой  $OB$ . Переходной участком зависимости  $CD$  соответствует интервалу полей, когда имеются электроны в обеих долинах, но соотношение концентраций непрерывно изменяется: левее точки  $C$   $n_1 \gg n_2$ , правее точки  $D$   $n_2 \gg n_1$ . На участке  $CD$  можно говорить о некоторой эффективной (средней) дрейфовой скорости электронов обеих долин, определяемой по формуле

$$v = (n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2) / n_0, \quad (11.10)$$

где  $n_0 = n_1 + n_2$  — общее число электронов.

При  $n_2 \ll n_1$ ,  $v = v_1 = \mu_1 E$ , а при  $n_2 \gg n_1$ ,  $v = v_2 = \mu_2 E$ . Участку  $CD$  соответствует отрицательная дифференциальная подвижность  $\mu_d = dv/dE < 0$ . Более строгие расчеты показывают, что при  $E > E_n$  не наблюдается роста скорости по прямой  $OB$ , она остается

постоянной, равной скорости насыщения  $v_n=10^7$  см/с. Экспериментальные исследования подтверждают этот вывод (рис. 11.2,б).

В реальных условиях к полупроводниковому образцу кроме постоянного напряжения приложено СВЧ-напряжение. Поэтому важно знать, как быстро устанавливается значение дрейфовой скорости при изменениях напряжения, т. е. какова частотная зависимость скорости. Расчеты показывают, что инерционность определяется главным образом временем установления электронной температуры в нижней долине, которое близко к  $10^{-12}$  с. Влиянием самого времени перехода электронов из нижней долины в верхнюю можно пренебречь, оно равно примерно  $5 \cdot 10^{-14}$  с.

Инерционность процесса с повышением частоты приводит к появлению фазового сдвига между скоростью и полем. Выяснено, что на частоте 30 ГГц отставание по фазе составляет около  $45^\circ$ . Влияние фазового сдвига выражается в увеличении порогового поля и уменьшении абсолютного значения дифференциальной подвижности.

**Доменная неустойчивость (эффект Ганна).** В 1963 г. Дж. Ганн экспериментально обнаружил, что в образце из GaAs с электронной электропроводностью при напряженности поля более  $\sim 3$  кВ/см появляются периодические колебания тока, с периодом примерно равным времени пролета электронов в образце. Это явление, названное эффектом Ганна, объясняется только что рассмотренным влиянием поля на подвижность носителей.

Напряженность поля  $E$  в однородном образце пропорциональна напряжению, а ток — дрейфовой скорости. Поэтому естественно предположить, что кривая  $v(E)$  на рис. 11.2,а одновременно, но в другом масштабе, изображает вольт-амперную характеристику всего образца. Однако это было бы полностью справедливо только в том случае, если переход электронов из нижней долины в верхнюю, сопровождающийся снижением дрейфовой скорости, происходит во всем объеме, а напряженность поля остается одинаковой во всех точках образца. Тогда статическая вольт-амперная характеристика образца, определенная по току во внешней цепи и напряжению на образце, имела бы падающий участок с отрицательной дифференциальной проводимостью. Экспериментально наблюдать в статическом режиме падающий участок не удастся. Поэтому остается предположить, что отрицательная дифференциальная проводимость присуща лишь некоторой области образца (область объемной неустойчивости), напряженность поля в которой отличается от напряженности поля в остальном объеме.

Действительно, исследования показывают, что пороговое значение напряженности  $E_n$ , при котором начинается междолинный переход электронов, достигается лишь в узкой области образца, где имеется неоднородность концентрации примеси или флуктуация электрического поля.

Предположим, что на некотором небольшом участке с протяженностью  $\delta$  концентрация донорной примеси несколько меньше, чем в остальной части образца (рис. 11.3,а). Увеличение электрического сопротивления приведет к росту падения напряжения на участке  $\delta$  по сравнению с другими участками такой же длины и к росту напряженности поля  $E$  в нем (рис. 11.3,б). Пусть напряженность поля на участке  $\delta$  несколько выше, а вне его несколько ниже пороговой напряженности  $E_n$ . Тогда на участке  $\delta$  начнется переход электронов из нижней долины в верхнюю, сопровождающийся понижением дрейфовой скорости электронов. Оказавшиеся в верхней долине электроны начинают отставать от опережающих электронов, так что в левой части участка наблюдается избыток электронов (отрицательный объемный заряд), а в правой — недостаток электронов, т. е. объемный положительный заряд донорных ионов, который теперь не компенсируется зарядом электронов.

Образующийся двойной электрический слой объемного заряда (рис. 11.3,в) называется *электрическим доменом*. В целом домен должен быть электрически нейтральным. Так как

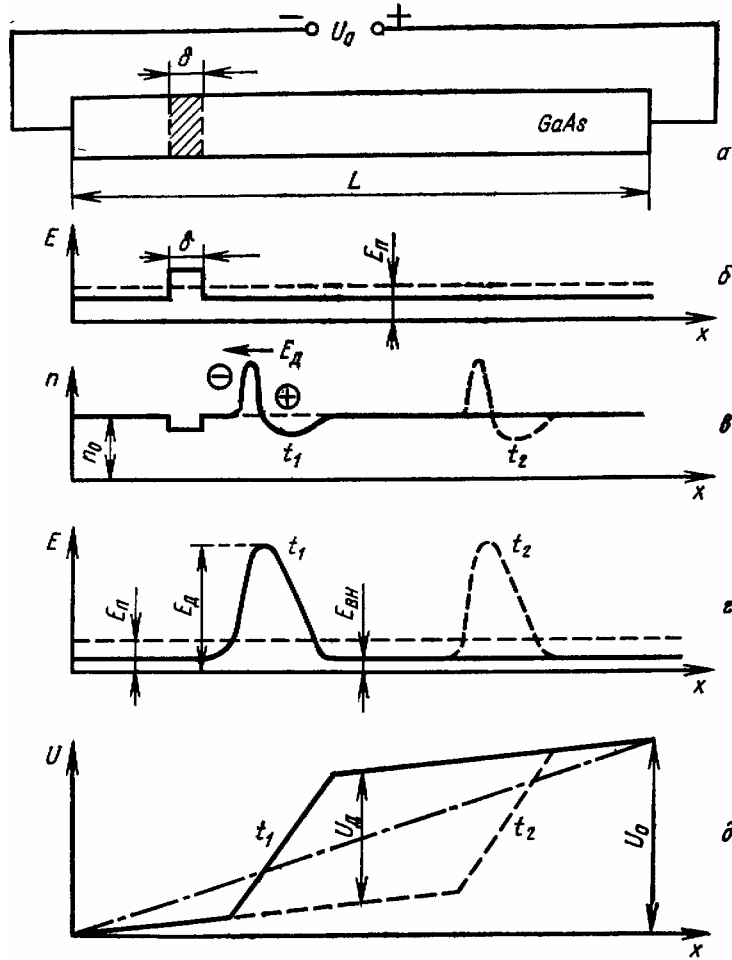


Рис. 11.3

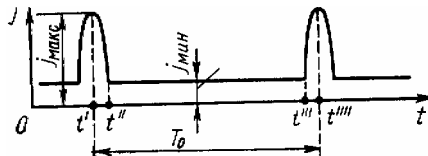


Рис. 11.4

электроны в образце двигаются, то и домен перемещается в том же направлении (на рис. 11.3 вправо), уходя от участка; с неоднородностью. На рис. 11.3,в изображены положения домена в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ .

Образование домена означает увеличение напряженности поля в нем (рис. 11.3,з) и разности потенциалов на участке, занимаемом доменом (рис. 11.3,д). При постоянном внешнем напряжении  $U_0$  на образце это должно приводить к уменьшению падения напряжения на остальной части образца и напряженности поля вне домена. Поле на участке неоднородности становится значительно меньше порогового, что препятствует возникновению нового домена. Однако повышение напряженности поля в самом домене должно приводить к возрастанию скорости электронов, в соответствии с участком  $DB$  на рис. 11.2,а.

Следует отметить, что одновременное понижение поля вне домена, где дрейфовая скорость определяется участком ОС на рис. 11.2,а, должно сопровождаться уменьшением этой скорости от максимальной величины  $v_{1п}$ , бывшей при  $E=E_{п}$ .

Рост заряда и напряженности в домене будет происходить до тех пор, пока скорость электронов в домене, а следовательно, и скорость домена  $v_d$ , не станет равной скорости электронов вне домена  $v_{вн}$ . Так как  $v_d = \mu_2 E_d$ , а  $v_{вн} = \mu_1 E_{вн}$  где  $E_d$  и  $E_{вн}$  — напряженность поля в домене и вне его, то равенство  $v_d = v_{вн}$  определяет связь напряженностей  $E_d$  и  $E_{вн}$  после окончания формирования домена:

$$\mu_1 E = \mu_2 E_d, \quad (11.11)$$

В момент начала междолинного перехода  $t'$  скорость электронов в нижней долине была максимальной  $v_{1п}$ , поэтому и плотность тока была максимальной (рис. 11.4):

$$j_{\max} = en_1 v_d \approx en_0 v_{1п} \quad (11.12)$$

В момент завершения формирования домена  $t''$  скорость электронов равна скорости домена ( $v_d < v_{1п}$ ) и плотность тока уменьшается до

$$j_{\min} = en_2 v_d \approx en_0 v_d \quad (11.13)$$

Этот ток остается неизменным до момента времени  $t'''$ , когда домен достигнет конца образца. Электроны из домена уходят во внешнюю цепь, домен начинает исчезать (рассасываться), напряженность поля в нем из-за уменьшения числа электронов падает, а напряженность поля в остальной части образца возрастает. Поэтому в процессе исчезновения домена электроны в образце увеличивают дрейфовую скорость в соответствии с участком ОС на рис. 11.2,а, что сопровождается ростом плотности тока до значения  $j_{\max}$  в момент  $t''''$ . В момент  $t''''$  исчезновения домена поле в образце восстановится и на участке неоднородности превысит пороговое значение. После этого начнется образование нового домена и т. д.

Таким образом, в образце движется только один домен, место возникновения которого определяется неоднородностью. Исследования показали, что если образец имеет высокую однородность, то домен возникает около омического контакта (катода), соединенного с отрицательным полюсом источника питания. В этом случае время движения домена от катода к аноду зависит от длины образца  $L$  и скорости домена  $v_d (T_0 = L/v_d)$ . Скорость  $v_d$  определяется процессами в образце и не зависит от внешнего напряжения. Время  $T_0$  называют временем пролета в образце. Оно определяет периодичность прихода доменов к аноду, т. е. период импульсов тока во внешней цепи. Например, при скорости домена примерно равной скорости насыщения  $v_n \approx 10^7$  см/с, длине образца  $L = 50$  мкм период  $T_0 = 5 \cdot 10^{-10}$  с, а частота следования импульсов  $f = 2$  ГГц. Таким образом, при коротких образцах полупроводника из GaAs можно получить колебания СВЧ-диапазона.

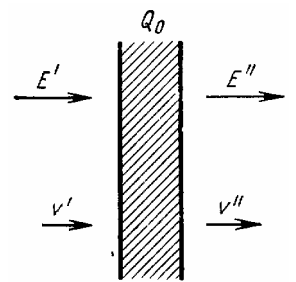


Рис.11.5

**Неустойчивость в виде волн объемного заряда.** Появление отрицательной дифференциальной подвижности электронов в сильном поле может привести также к возникновению нарастающих волн объемного заряда к другому, по сравнению с эффектом Ганна, виду объемной неустойчивости.

В образце, подчиняющемся закону Ома, любые возникающие флуктуации заряда затухают. Действительно, если в какой-то области образца возникает повышенная

напряженность поля, но меньшая пороговой ( $E < E_{\text{п}}$ ), то электроны внутри области двигаются быстрее и будут «убегать» из нее, вызывая исчезновение начальной флуктуации поля. Объемный заряд, вызвавший эту флуктуацию поля, рассасывается под действием этого поля.

Найдем закон изменения заряда в области, где появился избыточный заряд с абсолютным значением  $Q_0$ . Изменение заряда определяется уравнением непрерывности

$$\frac{dQ}{dt} = en_0(v' - v'') \quad (11.14)$$

и теоремой Гаусса

$$Q = \varepsilon(E'' - E'), \quad (11.15)$$

где  $n_0$  — концентрация электронов в полупроводнике  $v'$ ,  $v''$  и  $E'$ ,  $E''$  — скорость и напряженность поля по обе стороны слоя избыточного заряда (рис. 11.5). Изменения скорости и поля вызваны этим зарядом, при этом

$$v' = \mu' E', \quad v'' = \mu'' E'', \quad (11.16)$$

В уравнении (11.14) величина  $en_0v'$  определяет плотность тока слева от слоя (втекающий в слой поток электронов),  $en_0v''$  — справа (вытекающий поток).

Из уравнений (11.14) и (11.15) получим

$$\frac{dQ}{dt} = -Q \frac{en_0}{\varepsilon} \frac{v'' - v'}{E'' - E'} = Q \frac{en_0}{\varepsilon} \mu_{\text{д}}, \quad (11.17)$$

где

$$\mu_{\text{д}} = \frac{v'' - v'}{E'' - E'} = \frac{\Delta v}{\Delta E} \quad (11.18)$$

— дифференциальная подвижность электронов.

Введем обозначение, смысл индексов которого поясним ниже:

$$\tau_{\text{дМ}} = \frac{\varepsilon}{en_0\mu_{\text{д}}}. \quad (11.19)$$

Тогда уравнение (11.17) приводится к виду

$$\frac{dQ}{Q} = -\frac{dt}{\tau_{\text{дМ}}}, \quad (11.20)$$

а его решение

$$Q = Q_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{дМ}}}\right), \quad (11.21)$$

где  $Q_0$  — начальное значение заряда при  $t=0$ .

Если поле в образце  $E < E_{\text{п}}$ , то дифференциальная подвижность совпадает с обычной подвижностью электронов в долине  $I$  ( $\mu_{\text{д}} = \mu_1$ ). В этом случае величину, определяемую по формуле (11.19), обозначим  $\tau_{\text{М}}$ :

$$\tau_{\text{М}} = \varepsilon / en_0\mu_1. \quad (11.22)$$

Для GaAs  $\varepsilon = 12,5 \cdot 8,84 \cdot 10^{-12}$  Ф/м;  $\mu_1 \approx 5000$  см<sup>2</sup>/(В·с), поэтому  $\tau_{\text{М}} \approx 10^3/n$ . Если концентрация доноров  $N_{\text{д}} = 10^{15}$  1/см<sup>3</sup>, то  $n_0 \approx 10^{15}$  1/см<sup>3</sup> и  $\tau_{\text{М}} \approx 10^{-12}$  с. За это время концентрация избыточных электронов по формуле (11.21) уменьшается в 2,7 раза. Физически убывание

заряда связано с тем, что вследствие роста поля  $E''$  перед слоем электроны начинают двигаться быстрее и уходят из образца, а поступление электронов в слой уменьшается из-за спада поля за слоем (снижается скорость  $v'$ ). Величина  $\tau_M$ , определяемая формулой (11.22) называется *максвелловским временем релаксации*. При напряженности поля  $E > E_n$  дифференциальная подвижность отрицательная ( $\mu_d < 0$ ), т. е. по формуле (11.19)  $\tau_{dM} < 0$ . Следовательно, заряд будет нарастать по экспоненциальному закону, приводя к объемной неустойчивости. Величина  $\tau_{dM}$  называется *дифференциальным максвелловским временем релаксации*.

**Условие существования неустойчивости.** Рассмотренное в линейном приближении развитие неустойчивости применимо к начальной стадии образования электрических доменов в эффекте Ганна. Домен успеет сформироваться, если время пролета  $T_0$  электронов значительно больше характерного времени  $\tau_{dM}$ , определяемого формулой (11.19)

$$T > \tau_{dM} \quad (11.23)$$

или

$$L/v_d > \varepsilon / en_0 |\mu_d|.$$

Обычно это условие записывают в виде

$$n_0 L > \varepsilon v_d / e |\mu_d| = (n_0 L)_1. \quad (11.24)$$

Таким образом, необходимым условием образования домена является достаточная концентрация электронов  $n_0$  при выбранной длине образца  $L$ . Величина  $\mu_d$  зависит от напряженности поля, которая меняется в процессе формирования домена. При  $E = E_n$   $\mu_d = 0$ . Если  $n_0 L$  велико, то уже при малом превышении поля над  $E_n$ , т. е. еще при небольшом значении  $|\mu_d|$ , условие (11.24) оказывается выполненным и возникает домен. При уменьшении  $n_0 L$  для выполнения условия (11.24) требуется увеличить  $|\mu_d|$ , следовательно, необходимо большее превышение поля над  $E_n$ , чтобы возникал домен. Если величина  $n_0 L$  настолько мала, что даже максимальное значение  $|\mu_d|$  недостаточно для выполнения условия (11.24) и  $n_0 L < (n_0 L)_1$ , то домен не возникает, независимо от величины приложенного поля.

Зависимость порогового  $E_{n,d}$  поля, при котором возникает домен, от  $n_0 L$  показана на **рис. 11.6**. При  $n_0 L > (n_0 L)_1 = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  это поле не зависит от  $n_0 L$  и практически равно пороговому полю  $E_n$ , при котором начинается междолинный переход электронов. Поэтому условие (11.24) обычно пишут в виде

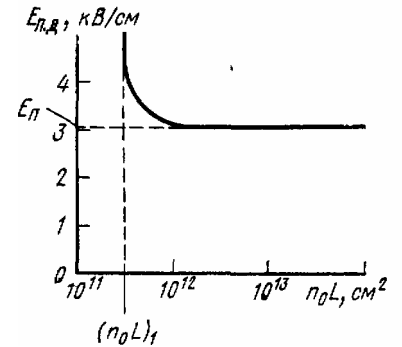
$$n_0 L \geq (n_0 L)_1 = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}. \quad (11.25)$$

Это неравенство можно считать условием пролетного режима, когда частота следования доменов определяется временем пролета и связана с ним соотношением

$$f = 1/T_0 = v_d/L = f_{пр} \quad (11.26)$$

и называется *пролетной частотой*. Используя (11.26), можно переписать условие (11.24) в виде

$$n_0/f \geq 2 \cdot 10^5 \text{ с} \cdot \text{см}^{-3}, \quad (11.27)$$



**Рис. 11.6**

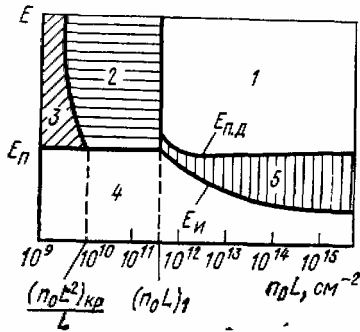


Рис. 11.7

если принять  $v_d \approx 10^7$  см/с. Последняя запись более удобна для расчетов генераторов, так как в нее входит частота. В образцах при  $n_0L < 5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> нет движущихся доменов, но в них могут быть нарастающие волны объемного заряда, которые используют для получения усилительного режима. Величина  $\exp(-t/\tau_{дм})$  в формуле (11.21) определит коэффициент усиления для слабого сигнала. Однако формула (11.21) не учитывает влияния диффузии носителей. Диффузия приводит к уменьшению коэффициента усиления, так как носители заряда перемещаются из областей максимума волны заряда в области минимума, вызывая уменьшение амплитуды волны. Для учета влияния диффузии необходимо сравнить постоянную времени нарастания  $\tau_{дм}$  в формуле (11.21) с характерным временем диффузионного процесса, определяемым формулой

$$\tau_D \approx L^2 / 4\pi^2 p^2 D, \tag{11.28}$$

где  $D$ —коэффициент диффузии;  $p$ —число волн, укладываемых на длине образца. Влияние диффузии несущественно, если

$$\tau_D \gg |\tau_{дм}|. \tag{11.29}$$

Поэтому с учетом формулы (11.19)

$$\frac{L^2}{4\pi p^2 D} \gg \frac{\varepsilon}{en_0 |\mu_d|}$$

или

$$n_0 L^2 \gg \frac{4\pi \varepsilon p^2}{e |\mu_d|} = (n_0 L^2)_{кр}. \tag{11.30}$$

Таким образом, влияние диффузии тем сильнее, чем меньше концентрация электронов  $n_0$ . Может случиться, что диффузия сделает невозможным нарастание волн. Последнее произойдет при  $n_0 L^2 < (n_0 L^2)_{кр}$  и будет означать невозможность усиления колебаний. В этом случае образец обладает положительным дифференциальным сопротивлением на всех частотах, включая пролетную частоту.

Итак, начало усилительного режима соответствует условию

$$n_0 L^2 \geq (n_0 L^2)_{кр}$$

или

$$n_0 L \geq (n_0 L^2)_{кр} / L. \tag{11.31}$$

Величина  $(n_0 L^2)_{кр} / L < (n_0 L)_1$  и составляет примерно  $10^{10}$  см<sup>-2</sup>, тогда вместо (11.31) можно записать

$$n_0 L \geq (n_0 L^2)_{кр} / L = 10^{10} \text{ см}^{-2}. \tag{11.32}$$

На рис. 11.7 отмечены различные режимы работы, в зависимости от значения  $n_0L$  и напряженности электрического поля.

Область 1, ограниченная условием  $n_0L > (n_0L)_1$  и кривой пороговой напряженности поля ( $E > E_{п}$ ), соответствует режиму образования доменов.

Область 2, соответствующая условиям  $(n_0 L^2)_{кр} / L \leq n_0 L \leq (n_0 L)_1$  и значениям  $E > E_{п}$ , определяет усилительный режим диода Ганна.

Область 3 [ $(n_0 L) < (n_0 L^2)_{кр} / L$ ,  $E > E_{п}$ ] благодаря стабилизирующему влиянию диффузии соответствует результирующему положительному дифференциальному сопротивлению, при котором невозможно ни усиление, ни генерация колебаний.

В области 4 диод Ганна представляет собой обычное омическое сопротивление. Эта область при  $n_0L < (n_0L)_1$  ограничена полем  $E_n$  ( $E < E_n$ ), а при  $n_0L > (n_0L)_1$  — кривой зависимости поля исчезновения домена от параметра  $n_0L(E < E_n)$ .

Область 5 является переходной между областями 4 и 1 ( $E_n < E < E_n$ ) при  $n_0L > (n_0L)_1$  и соответствует так называемому триггерному режиму работы.



## § 11.2. Доменные режимы работы генераторов на диодах Ганна

Доменные режимы характеризуются наличием полностью сформировавшихся доменов,двигающихся через полупроводниковый образец. Переменное напряжение на образце в режиме генерации СВЧ-колебаний оказывает обратное влияние на физические процессы в образце. В дальнейшем рассмотрим разновидности доменных режимов, однако предварительно дадим представление о вольт-амперной характеристике прибора с доменной неустойчивостью.

**Вольт-амперная характеристика прибора с доменной неустойчивостью.** Предварительно определим падение напряжения на домене (рис. 11.8)

$$U_{\text{д}} = \int_0^{l_{\text{д}}} (E - E_{\text{вн}}) dx, \quad (11.33)$$

где  $l_{\text{д}}$  — протяженность домена (рис. 11.8,а). Обычно распределение поля в домене считают линейным, как и в асимметричном резком  $p$ — $n$ -переходе (рис. 11.8,б), изменяющемся от  $E_{\text{д}}$  до  $E_{\text{вн}}$ . Следовательно, считается, что концентрация электронов в обогащенной части домена очень велика, а в обедненной — очень мала, как на рис. 11.8,а. Тогда

$$E(x) = E_{\text{д}} - en_0 x / \epsilon, \quad (11.34)$$

$$E_{\text{вн}} = E_{\text{д}} - en_0 l_{\text{д}} / \epsilon. \quad (11.34a)$$

Подставляя (11.34) и (11.34а) в (11.33), получаем

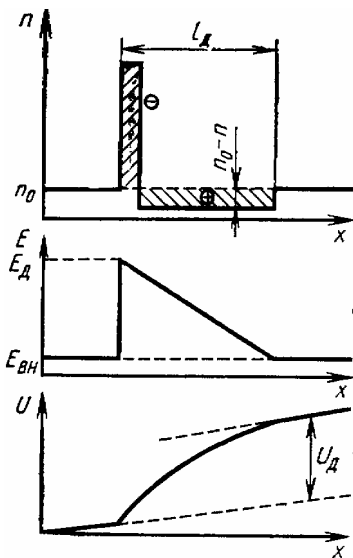
$$U_{\text{д}} = en_0 l_{\text{д}}^2 / 2\epsilon, \quad (11.35)$$

где длина  $l_{\text{д}}$  связана с распределением поля. Из уравнения Пуассона следует

$$\frac{dE}{dx} = e(n - n_0) / \epsilon. \quad (11.36)$$

Если  $n \ll n_0$ , то  $dE = -en_0 dx / \epsilon$  и

$$\int_{E_{\text{д}}}^{E_{\text{вн}}} dE = E_{\text{вн}} - E_{\text{д}} = -en_0 l_{\text{д}} / \epsilon. \quad (11.37)$$



а Используя формулы (11.37) и (11.35), получаем

$$U_{\text{д}} = \frac{\epsilon}{2en_0} (E_{\text{д}} - E_{\text{вн}})^2. \quad (11.38)$$

В этом выражении неизвестны  $E_{\text{д}}$  и  $E_{\text{вн}}$ , но они связаны между собой, так как скорость домена равна скорости электронов вне его. Теория приводит к следующему результату;

$$\int_{E_{\text{вн}}}^{E_{\text{д}}} [v(E) - v_{\text{д}}] dE = 0, \quad (11.39)$$

который позволяет определить поле в домене  $E_{\text{д}}$  при заданном поле  $E_{\text{вн}}$ .

Рис 11.8

Поясним полученный результат с помощью **рис. 11.9**. Скорость домена, соответствующая полю вне домена  $E_{вн}$ , равна скорости электронов вне домена:  $v_d = v_0$ . Заштрихованная часть рисунка показывает отклонение скорости электронов от значения  $v_d$ , т. е. определяет подынтегральное выражение в (11.39). В точке  $M$  знак отклонения меняется. При некоторой величине поля в домене  $E_d$  площади справа и слева от точки  $M$  равны, т. е. интеграл (11.39) обращается в нуль. Этот графический способ определения значения поля в домене называют *правилом равных площадей*. Применяя это правило для различных значений поля вне домена, можно построить кривую  $CF$ , связывающую скорость домена с напряженностью поля в домене.

Подставляя найденные значения  $E_d$  в формулу (11.38), можно найти связь поля вне домена  $E_{вн}$  и напряжения на домене  $U_d$ . Эта связь показана на **рис. 11.10** для различных концентраций  $n_0$ . Пока нет домена ( $v_d = 0$ ), напряженность поля в образце  $E = E_p$ , с появлением домена растет  $U_d$ , вне домена поле падает до значения,  $E_{мин}$ , соответствующего установившемуся режиму, когда домен полностью сформирован. Ток через образец пропорционален полю вне домена, поэтому каждая кривая на рис. 11.10 одновременно является (в другом масштабе) вольт-амперной характеристикой, которую называют *вольт-амперной характеристикой домена*.

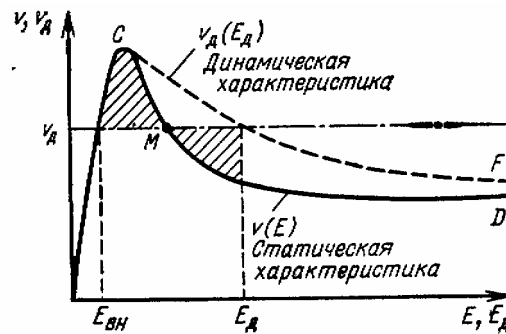


Рис. 11.9

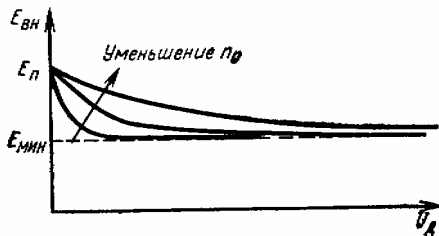


Рис. 11.10

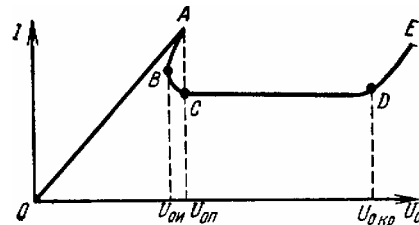


Рис. 11.11

Теперь построим вольт-амперную характеристику всего прибора—зависимость тока от напряжения на всем образце, а не только от напряжения на домене  $U_d$ .

Вольт-амперная характеристика прибора при напряжении меньше порогового ( $U_0 < U_{0n}$ ) должна совпадать по виду с зависимостью  $v$  от  $E$  на **рис. 11.2** при  $E < E_p$  (отрезок  $OA$  на **рис. 11.11**). После возникновения домена ( $U_0 > U_{0n}$ ) из-за уменьшения поля вне его все напряжение практически приложено к домену. Поэтому вольт-амперная характеристика прибора должна практически совпадать с характеристикой домена (кривая  $CD$  на рис. 11.11). Ток скачком переходит от значения  $I_{макс}$  почти к  $I_{мин}$  [соответствующих формулам (11.12) и (11.13)], далее с увеличением напряжения источника питания  $U_0$  возрастает напряжение на домене, а падение напряжения на остальной части образца и ток оказываются практически неизменными. При дальнейшем росте  $U_0$ , когда напряженность поля в GaAs станет более 150 кВ/см, в области домена начнется лавинный пробой, приводящий к росту тока (участок  $DE$ ). При последующем снижении напряжения  $U_0$  до

значения  $U_{0п}$  изменение тока изображено кривой *DCB*, Однако при  $U_0$  домен не исчезает, а существует далее до напряжения  $U_{0и}$  (напряжение исчезновения). Перед исчезновением домена скорость электронов и напряженность поля вне домена примерно соответствуют точке минимума *D* на [рис 11.2,а](#). При этом в образце течет минимальный ток, мало изменяющийся при уменьшении напряжения от  $U_{0п}$  до  $U_{0и}$ . Последнее можно объяснить тем, что при снижении напряжения на образце происходит одновременно уменьшение поля в домене и его длины, а следовательно, и уменьшение падения напряжения на домене. Напряженность поля вне домена и ток остаются практически постоянными, пока напряжение на приборе не станет меньше напряжения исчезновения домена  $U_{0и}$ . Таким образом, наблюдается гистерезис: напряжение возникновения домена больше напряжения исчезновения ( $U_{0п} > U_{0и}$ ). Если  $U_0 < U_{0и}$ , то произойдет увеличение тока (участок *BA* на рис. 11.11), а при дальнейшем уменьшении напряжения ток определяется начальным участком *OA*.

Вольт-амперная характеристика прибора при большом напряжении ограничена лавинным пробоем. Опасность начала ударной ионизации в домене при напряженностях поля более 150 кВ/см определяет максимально возможное значение  $n_0L$ . Действительно, для некоторой длины уже при пороговой напряженности поля в домене будет достигаться критическая напряженность поля  $E_{д.кр}$ , при которой возникает лавинный пробой. Тогда критическое напряжение на домене по формуле (11.38) равно

$$U_{кр} = U_{д.кр} = \frac{\epsilon}{2en_0} (E_{д.кр} - E_{вн})^2, \quad (11.40)$$

но оно же в рассматриваемом случае является и .пороговым:

$$U_{0п} = (E_{п} - E_{вн})L. \quad (11.41)$$

Сравнивая формулы (11.40) и (11.41), получаем

$$n_0L = \frac{\epsilon (E_{д.кр} - E_{вн})^2}{2e (E_{п} - E_{вн})}. \quad (11.42)$$

Так как  $E_{д.кр} \gg E_{вн}$  и  $E_{п} \gg E_{вн}$ , то по формуле (11.42) при  $E_{д.кр} \approx 150\text{—}200$  кВ/см

$$n_0L \approx 10^{14} \text{ см}^{-2}$$

Таким образом, при

$$n_0L > 10^{14} \text{ см}^{-2} \quad (11.43)$$

прибор работает неустойчиво из-за появления лавинного пробоя. Это условие ограничивает длину образца при заданной концентрации и концентрацию при заданной длине.

При  $n_0L < 10^{14} \text{ см}^{-2}$  разность критического напряжения и порогового называют шириной вольт-амперной характеристики

$$\Delta U_{ш} = U_{окр} - U_{оп} = \frac{\epsilon}{2en_0} (E_{д.кр} - E_{вн})^2 - (E_{п} - E_{вн})L. \quad (11.44)$$

**Пролетный режим генератора.** Обычно так называют режим работы, в котором колебательная система, связанная с прибором Ганна, имеет низкую добротность. В этом случае переменное напряжение на колебательной системе мало по сравнению с постоянным напряжением и не оказывает обратного влияния на процессы в образце из GaAs. Если постоянное напряжение превышает пороговое значение, то в образце возникнут импульсы тока, частота следования которых определяется временем пролета. Этот режим уже рассмотрен как эффект Ганна.

Частота генерации в пролетном режиме определяется формулой [\(11.26\)](#):

$$f = 1/T_0 = v_d/L = f_{пр},$$

где  $T_0$ —время пролета домена.

Условие пролетного режима было определено неравенством (11.25)

$$n_0 L \geq 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}.$$

Теоретический анализ показывает, что КПД в пролетном режиме максимален, когда  $n_0 L$  составляет от одной до нескольких единиц на  $10^{12} \text{ см}^{-2}$ , домен занимает примерно половину длины образца, а форма тока почти синусоидальная. Обычно  $\eta < 10\%$ . Мощность колебаний в пролетном режиме можно оценить по формуле

$$P = \eta P_0, \tag{11.45}$$

где  $P_0$  — потребляемая от источника мощность

$$P_0 = I_0 U_0. \tag{11.46}$$

Необходимое напряжение источника  $U_0 = E_{\text{п}} L$ , а ток  $I_0 = en_0 v S$  ( $v$  — средняя дрейфовая скорость;  $S$  — площадь сечения образца). Тогда  $P_0$  пропорциональна  $LS$ . Однако площадь влияет на сопротивление образца в слабом поле  $R_0$ :

$$R_0 = L / (en_0 \mu_1 S). \tag{11.47}$$

Для получения необходимой выходной мощности и КПД следует выбирать определенное отношение активного сопротивления нагрузки  $R_{\text{н}}$  и образца  $R_0$ . Таким образом, нельзя выбирать любую площадь образца: ее величина оказывается обратно пропорциональной сопротивлению  $R_{\text{н}}$ . На основании соотношений (11.45) — (11.47) можно получить произведение мощности на сопротивление

$$P R_{\text{н}} = \frac{\eta R_{\text{н}} v E_{\text{п}}}{R_0 \mu_1} L^2. \tag{11.48}$$

Таким образом,

$$\dot{P} R_{\text{н}} \sim L^2 \sim 1 / f^2, \tag{11.49}$$

т. е. произведение мощности на сопротивление обратно пропорционально квадрату частоты. Действительно, для увеличения пролетной частоты необходимо уменьшить длину образца, что приводит к уменьшению сопротивления образца  $R_0$  и необходимости снижения напряжения питания  $U_0$ . При постоянстве отношения  $R_{\text{н}}/R_0$  требуется уменьшить сопротивление нагрузки. Следовательно, уменьшение как  $U_0$ , так и  $R_0$  вызовет снижение полезной мощности.

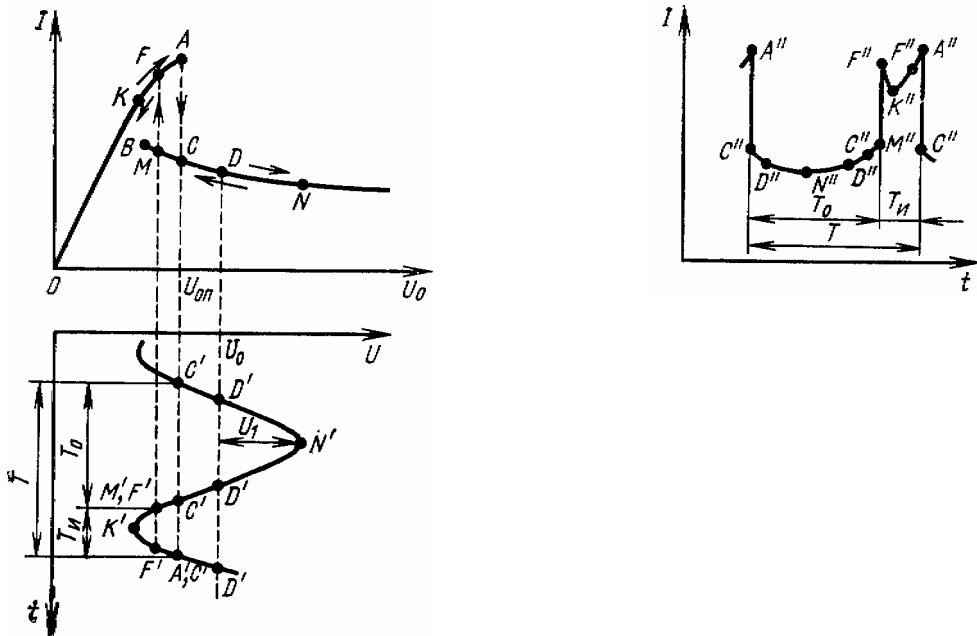


Рис. 11.12

Длина образца  $L$  определяется выбранной рабочей частотой, а концентрация  $n_0$  — условием  $n_0L \geq 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , поэтому сопротивление образца  $R_0$  можно изменять только выбором площади образца  $S$ . При этом можно обеспечить значение  $R_{\text{н}}/R_0$ , необходимое для получения заданной мощности и КПД. Из-за сильной зависимости мощности и КПД от частоты пролетный режим приборов с объемной неустойчивостью не нашел применения в СВЧ-генераторах.

**Режим с задержкой образования домена.** Этот режим наблюдается, когда резонатор имеет высокую добротность, постоянное напряжение больше порогового значения ( $U_0 > U_{0\text{п}}$ );  $a$  время пролета домена  $T_0$  меньше периода колебаний  $T$ .

На **рис. 11.12** показаны вольт-амперная характеристика прибора, изменение во времени напряжения на приборе в режиме генерации с амплитудой  $U_1$  и изменение во времени тока.

Когда напряжение на образце

$$U = U_0 + U_1 \sin \omega t = U_0 + U_1 \sin (2\pi t/T) \quad (11.50)$$

достигает порогового значения  $U_{0\text{п}}$ , возникает домен, ток уменьшается в соответствии с участком  $AC$  вольт-амперной характеристики. Далее зависимость тока от напряжения должна изображаться участком  $CDN$ , а после прохождения через амплитудное значение напряжения — обратным движением по ветви  $NDCB$ . Однако если время пролета  $T_0 < T$  настолько, что когда домен подойдет к аноду, напряжение станет меньше порогового (точка  $M$ ), домен исчезнет, а ток возрастет. Следующий домен возникнет только с задержкой на время  $T - T_0$ , когда  $U$  достигнет порогового значения. В интервале времени  $T_{\text{и}} = T - T_0$  (пассивная часть периода) образец является омическим сопротивлением и изменения тока и напряжения соответствуют на вольт-амперной характеристике сначала участку  $FK$ , а затем  $KFA$ . После этого возникает новый домен и весь процесс повторяется.

Период колебаний  $T$  определяется настройкой резонатора. При заданном времени пролета домена  $T_0$  возможна механическая перестройка частоты в некотором интервале, зависящем от выбора величин  $U_0$  и  $U_{0\text{п}}$ , которые определяют отношение  $T/T_0$ . Очевидно,  $T/T_0 \rightarrow 2$  при  $U_0 \rightarrow U_{0\text{п}}$ . Таким образом, при  $U_0 \approx U_{0\text{п}}$  частота генератора может изменяться настройкой резонатора в пределах от пролетной частоты  $f_{\text{пр}} = 1/T_0$  до вдвое меньшей величины  $f_{\text{пр}} > f > f_{\text{пр}}/2$ . Если  $U_0 > U_{0\text{п}}$ , диапазон перестройки уменьшается.

Уточним условия существования режима с задержкой образования домена. Кроме условия  $T_0 < T$  необходимо, чтобы амплитуда переменного напряжения не была настолько велика, что во время пролета домена напряжение упадет ниже значения напряжения исчезновения  $U_{0\text{и}}$ . В случае  $U_0 = U_{0\text{и}}$  необходимо, чтобы  $U_1 < (U_{0\text{п}} - U_{0\text{и}})$ .

В энергетическом отношении режим с задержкой образования домена более выгоден, чем пролетный режим. Длительность импульса тока  $T_{\text{и}} = T - T_0$  может превышать сумму времени нарастания и рассасывания домена, которая определяет длительность импульса в пролетном режиме. КПД возрастает с увеличением длительности импульса  $T_{\text{и}}$  и достигает максимального значения примерно при  $T_{\text{и}} = T/2 = T_0$ , т. е. на рабочей частоте, вдвое меньшей пролетной.

В режиме с задержкой образования домена КПД теоретически достигает 25%, а экспериментально получено 20% при отдаваемой импульсной мощности 100 Вт.

**Режим с подавлением домена.** В этом режиме домен исчезает (подавляется) раньше, чем он дойдет до анода, т. е. в момент времени, когда напряжение на образце становится меньше  $U_{0\text{и}}$ . На **рис. 11.13** этот момент смещен относительно момента возникновения домена на время  $T'_0$ , которое можно было бы назвать временем жизни домена или временем его существования, в отличие от времени пролета  $T_0$  в пролетном режиме, когда он проходит через весь образец ( $T_0 = L/v_{\text{д}}$ ,  $T'_0 = L'/v_{\text{д}}$ ,  $L' < L$ ). Следующий домен возникает лишь спустя время  $T_0 - T'_0$ , когда напряжение достигнет порогового значения. Пользуясь

вольт-амперной характеристикой, нетрудно определить изменение тока во времени. В интервале времени  $t_{и} = T_0 - T'_0$  образец ведет себя как омическое сопротивление.

Время жизни домена в режиме с подавлением домена меньше периода колебаний генератора ( $T'_0 < T_0$ ). Частоту колебаний удобно сравнивать с возможной пролетной частотой, которая определяется временем пролета  $T_0$  через образец. В нашем случае, очевидно,  $T'_0 < T_0$  (домен гибнет, не доходя до конца образца). Само же время пролета

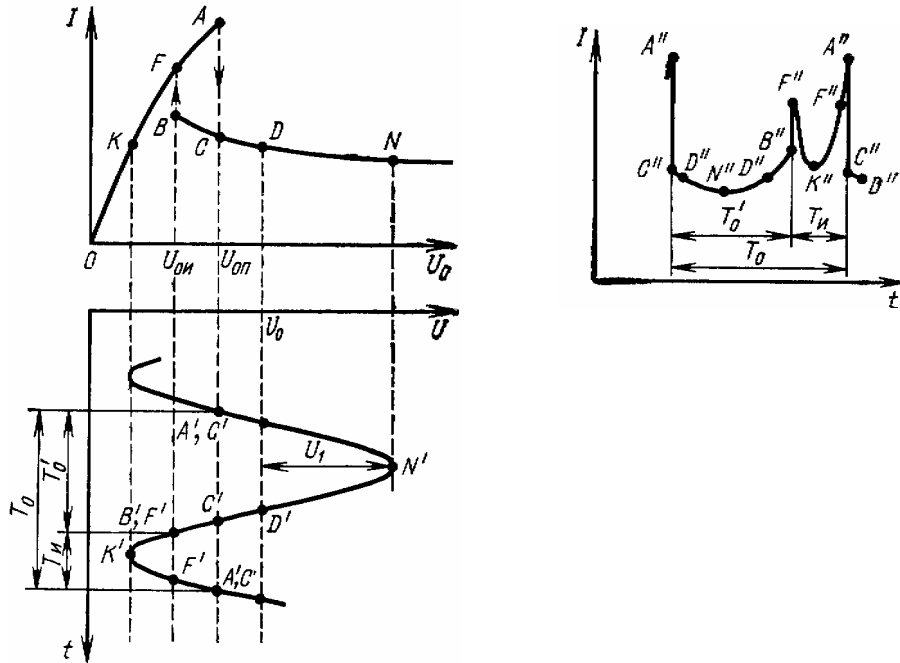


Рис. 11.13

может быть и больше периода колебаний, так как оно никак далее не влияет на процессы в образце. Таким образом, возможны два случая:

$$T'_0 < T_0 < T; \quad (11.51)$$

$$T'_0 < T < T_0. \quad (11.52)$$

Неравенству (11.51) соответствует частота генерируемых колебаний меньше пролетной частоты образца, при  $U_0 = U_{0п}$  она составляет примерно  $0,75 f_{пр}$ . Неравенство (11.52) означает возможность получения частоты больше пролетной. Ограничение по частоте сверху реально связано с тем, что период колебания не может быть меньше суммы времени формирования и исчезновения домена. Верхняя частота может в несколько раз превышать  $f_{пр}$ . Следовательно, диапазон механической перестройки частоты в режиме с подавлением домена оказывается достаточно широким.

При заданном напряжении питания  $U_0$  постоянная составляющая тока  $I_0$ , амплитуда первой гармоники  $I_1$ ; выходная мощность  $P_0$ , электронный КПД  $\eta$  и сопротивление нагрузки  $R_n$  зависят от амплитуды напряжения  $U_1$ . При определенных значениях  $U_1$ , соответствующих согласованной нагрузке генератора, КПД будет максимальным. Достоинством режима работы с подавлением домена, как показывает анализ, является то, что в широком диапазоне рабочих частот мощность в нагрузке и КПД генератора при неизменных напряжении питания и величине нагрузки остаются постоянными.

### § 11.3. Режим ограниченного накопления объемного заряда и гибридные режимы

**Режим ограниченного накопления объемного заряда (ОНОЗ).** Название режима связано с тем, что в нем домены не успевают сформироваться и объемный заряд в каждой неустойчивости оказывается ограниченным, т. е. меньшим заряда в полностью сформированном домене. Для получения такого режима период колебаний должен быть много меньше времени формирования домена ( $T \ll t_{\phi}$ ).

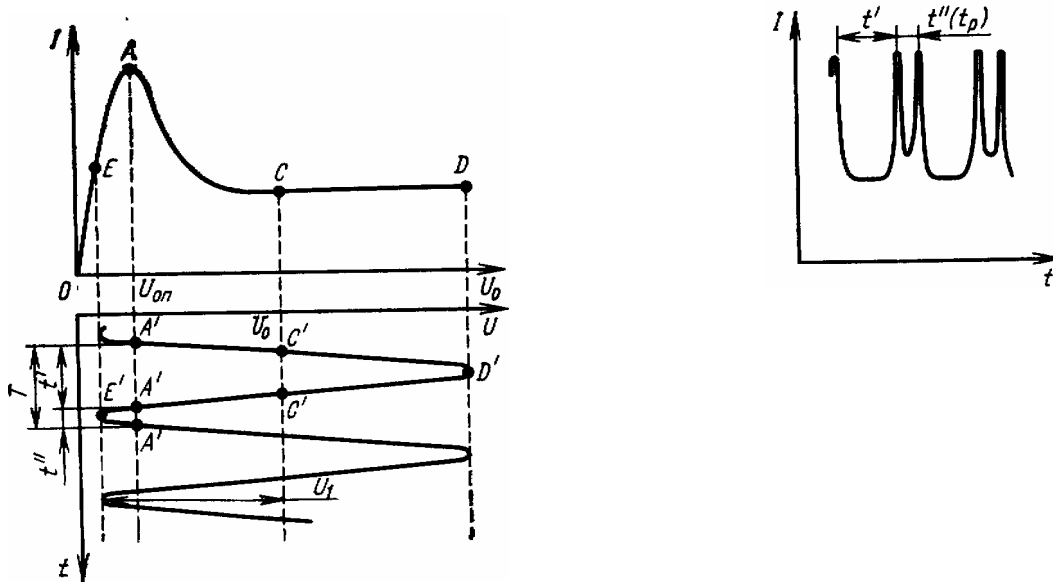


Рис. 11.14

Предположим, что к образцу приложено постоянное напряжение  $U_0$ , больше порогового значения ( $U_0 > U_{0n}$ ), и переменное напряжение с амплитудой  $U_1 > (U_0 - U_{0n})$ , как показано на рис. 11.14. Когда результирующее напряжение превысит  $U_{0n}$ , начинает образовываться домен. Если в ту часть периода, пока  $U_0 > U_{0n}$  домен не успевает сформироваться (условие режима ОНОЗ), то зависимость тока от поля не совпадает с вольт-амперной характеристикой прибора с доменной неустойчивостью, как в прежних режимах, а повторяет вольт-амперную характеристику образца без домена, т. е. зависимость дрейфовой скорости от поля. При этом ток сначала уменьшается, а затем растет до значения  $I_{\max}$  при  $U_0 = U_{0n}$ . В эту часть периода  $t'$  образец ведет себя как отрицательное сопротивление и происходит передача мощности в СВЧ-цепь. В оставшуюся часть периода  $t'' = T - t'$   $U < U_{0n}$  по определению режима объемный заряд должен рассасываться. Если он не успевает исчезнуть, то за несколько периодов накопится такой заряд, что прибор выйдет из режима ОНОЗ. В интервале  $t'$  прибор ведет себя как положительное сопротивление (поглощение мощности), а ток изменяется в соответствии с начальной ветвью вольт-амперной характеристики. Таким образом, изменение тока имеет сложный вид, определяемый характеристикой  $v(E)$ .

Наращение объемного заряда в активную часть периода  $t'$  определяется дифференциальным максвелловским временем (11.19), соответствующим падающему участку кривой  $v(E)$ :

$$\tau_{\text{дМ}} = \varepsilon / (en_0 \bar{\mu}),$$

где  $\bar{\mu}$  — средняя по времени отрицательная дифференциальная подвижность:

$$\bar{\mu} = \frac{1}{T - t''} \int_{t''}^T \frac{dv}{dE} dt.$$

Рассасывание заряда определяется максвелловским временем релаксации полупроводника в слабом поле по формуле (11.22):

$$\tau_M = \varepsilon / (en_0\mu_1).$$

Чтобы накопленный за время  $t'$  заряд рассасывался за время  $t'' = T - t' = t_p$ , необходимо

$$\mu_1 t_p > |\bar{\mu}| (T - t_p),$$

или

$$\frac{t_p}{T} > \frac{|\bar{\mu}|}{|\bar{\mu}| + \mu_1}. \quad (11.53)$$

Это условие ограничивает минимальное значение  $t_p/T$ , а, следовательно, и минимальную амплитуду напряжения  $U_1$  при заданном постоянном напряжении  $U_0$  (чем меньше  $U_1$ , тем меньше  $t_p$ ). Максимальное значение  $t_p$  определяется мощностью потерь.

СВЧ-мощность, создаваемая в единице объема при амплитудах первой гармоники тока  $I_1$  и напряжения  $U_1 = E_1$  ( $E_1$  – амплитуда напряженности поля), равна  $P = U_1 I_1 / 2$ . Отрицательное дифференциальное сопротивление образца

$$R_- = U_1^2 / 2P = (E_1 L)^2 / 2P. \quad (11.54)$$

Используя формулу (11.54), получаем

$$PR_- = E_1^2 L^2 / 2, \quad (11.55)$$

т. е. в режиме ОНОЗ произведение мощности на сопротивление не зависит от частоты и определяется амплитудой переменной составляющей поля в домене  $E_1$  и длиной образца  $L$ . Величина  $E_1$  ограничена условием (11.53) на время рассасывания. Связь  $E_1$  и  $t_p$  определяется очевидным соотношением (см. рис. 11.14)

$$E_1 \sin\left(\frac{2\pi t_p / 2}{2}\right) = E_0 - E_n.$$

Режим ОНОЗ особенно эффективен на высоких частотах ( $f/10$  ГГц), так как в нем, в отличие от других режимов, нет ограничения на время пролета и время формирования домена. Однако имеется принципиальное ограничение для частоты, связанное с тем, что, как уже отмечалось, на частотах более 20 ГГц зависимость дрейфовой скорости от поля заметно отличается от статической зависимости. Расчеты показывают, что максимальная частота генерации не может превысить 200 ГГц. Наибольшая достигнутая частота в режиме ОНОЗ составляет 160 ГГц. Отмеченное принципиальное ограничение приводит к падению КПД с ростом частоты. Максимальное значение КПД на частоте около 20 ГГц составляет 20—25%. Значение КПД можно несколько увеличить (до 30%), если обеспечить получение несинусоидальной формы напряжения на приборе. Подобное влияние гармоник на КПД проявляется и в других приборах. Для создания несинусоидальной формы напряжения необходимо, чтобы резонатор возбуждался колебаниями тока как на рабочей частоте, так и на ее гармониках.

Режим ОНОЗ характеризуется большой амплитудой колебаний. Однако ввод в этот режим представляет значительные трудности.

В режиме ОНОЗ частота колебаний определяется внешней цепью (резонатором), при этом применяют как механическую, так и электрическую перестройку последнего с помощью варакторного диода.

**Гибридный режим.** Этот режим является промежуточным между режимами ОНОЗ и с подавлением домена. Отличие от режима ОНОЗ состоит в том, что время формирования домена составляет большую часть периода, а от режима подавления—в том, что домен рассасывается, не успев полностью сформироваться.

При понижении рабочей частоты наблюдается плавный переход из режима ОНОЗ в гибридный режим, а далее из гибридного режима—в режим с подавлением домена. Таким образом, возможно изменение частоты в очень широком диапазоне, перекрывающем диапазоны отдельных режимов работы.



## § 11.4. Особенности устройства и применения диодов Ганна

Диоды Ганна изготавливают на основе монокристаллов или эпитаксиальных пленок арсенида галлия. В зависимости от выбираемого режима работы и параметров длина образцов составляет от 5 мкм до 1 мм, а площадь сечения  $2,5 \cdot 10^{-5}—10^{-2}$  см<sup>2</sup>. Необходим хороший омический контакт, обладающий линейной вольт-амперной характеристикой и малым сопротивлением по сравнению с сопротивлением объема образца.

Рост температуры образца влияет на концентрацию и подвижность электронов. Увеличение концентрации может привести к уменьшению ширины вольт-амперной характеристики, особенно длинных образцов. Для изготовления промышленных диодов обычно используют эпитаксиальный материал с концентрацией электронов, не зависящей от температуры. Однако изменение температуры влияет на подвижность электронов и,

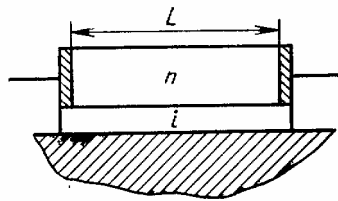


Рис. 11.15

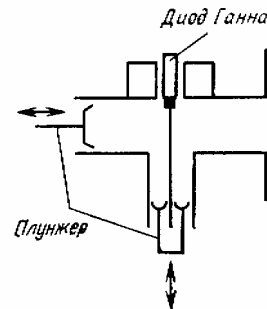


Рис. 11.16

следовательно, на дрейфовую скорость. Уменьшение подвижности с ростом температуры приводит к изменению зависимости скорости от поля  $v(E)$  и уменьшению выходной мощности и КПД. Экспериментально установлено, что диоды Ганна достаточно эффективно работают при температурах до 200—250°C. Перегрев диодов ограничивает максимальную мощность генераторов в непрерывном режиме и максимальную длительность импульсов в импульсном режиме. Другой причиной, которая также может ограничивать выходную мощность в пролетных режимах работы, является ударная ионизация.

Для работы в непрерывном режиме на более низких частотах используют планарную конструкцию диода Ганна (рис. 11.15), в которой теплоотвод от образца к металлу происходит через полуизолирующую подложку  $i$ . Наибольшая мощность в непрерывном режиме 0,6 Вт в трехсантиметровом диапазоне получена при использовании подложки из алмаза.

Частотный диапазон, перекрываемый генераторами Ганна, очень широк и составляет 100 МГц—150 ГГц. На частотах от 1 до 150 ГГц диоды Ганна используют, в основном, для создания СВЧ-генераторов.

Диоды Ганна включают в линии передачи и резонаторы, перестраиваемые по частоте. Коаксиально-волноводная секция с диодом Ганна, включаемая в волноводный тракт, показана на рис. 11.16. Короткозамыкающие поршни необходимы для перестройки генератора по частоте и согласования диода с нагрузкой.

Для сравнения различных полупроводниковых приборов используется произведение мощности на квадрат частоты ( $Pf^2$ ) [см., например, формулу (10.61) для ЛПД].

Увеличение рабочей частоты  $f$  требует уменьшения длины образца  $L$ , а, следовательно, и напряжения питания. Но мощность колебаний пропорциональна квадрату напряжения питания. Для диодов Ганна, работающих в доменных режимах,  $Pf^2 = 2—5 \cdot 10^3$  Вт·Гц<sup>2</sup>, а теоретический предел —  $Pf^2 \approx 10^4$  Вт·Гц<sup>2</sup>. В режиме ОНОЗ  $Pf^2 \approx 10^5$  Вт·Гц<sup>2</sup>, что отражает преимущества этого режима работы для получения больших мощностей.

Некоторые сведения о параметрах генераторов на диодах Ганна приведены в табл. 9.

Коэффициент полезного действия генераторов зависит от режима работы и составляет от единиц до 20%. В отдельных генераторах  $\eta \approx 30\%$ . Мощность в непрерывном режиме достигает 0,62 Вт на частоте 12,8 ГГц при КПД 3—4%. В импульсном режиме на частоте 7,0 ГГц получена мощность 2,1 кВт при  $\eta=4\%$ , на частоте 100 ГГц—около 100 мВт при  $\eta=5\%$ .

Генераторы на диодах Ганна перестраиваются по частоте изменением либо параметров резонаторов, либо напряжения питания. Механическую перестройку можно производить в широких пределах при условии плавного перехода из одного режима работы в другой. Кроме того, возможна перестройка с помощью варакторов, ферритов, железиттриевого граната и магнитного поля. Электронная перестройка частоты изменением напряжения питания в резонансных режимах работы мала и составляет 5—20 МГц/В. Эта перестройка связана с изменением емкости домена.

Т а б л и ц а . 9

Параметры генераторов на диодах Ганна

Режим работы	Частота, ГГц	Выходная мощность, Вт		КПД, %
		в непрерывном режиме	в импульсном режиме	
Доменный	1—2	—	250	4—6
	4—8	1	35	4—6
	40	0,075	—	4—6
ОНОЗ	1—2	—	6000	25
	4—8	—	2000	10—12
	12—18	—	200	10

Диоды Ганна принципиально не являются малошумящими приборами, так как эффективная температура электронов в области домена значительно превышает температуру кристаллической решетки («горячие» электроны). Шум в диодах обусловлен также случайным изменением момента зарождения домена, неоднородностью свойств диода в поперечном сечении и флуктуацией скорости домена. Диоды, работающие в режиме ОНОЗ, имеют уровень шума меньше, чем в доменных режимах из-за отсутствия процесса формирования доменов сильного поля и меньшей эффективной температуры электронов. Амплитудный шум генераторов примерно на 30 дБ меньше частотного, а последний близок к уровню шума клистронов. Для лучших генераторов частотный шум составляет: —110 дБ при смещении от основной частоты на 100 кГц; —130 дБ при смещении на 1 МГц; —160 дБ при смещении на 10 МГц.

В настоящее время генераторы на диодах Ганна находят применение в качестве СВЧ-гетеродинов и генераторов в маломощных передатчиках в сантиметровом и миллиметровом диапазонах.

## Часть вторая

### КВАНТОВЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ И ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

#### Глава 12 ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КВАНТОВЫХ ПРИБОРОВ

Квантовые приборы основаны на использовании взаимодействия электромагнитного излучения с веществом и явления вынужденного излучения.

Частицы (электроны, ядра, атомы, молекулы), подчиняющиеся квантовым законам, принято называть микрочастицами. Они могут совершать свободное или связанное движение. Свободное движение—это неограниченное в пространстве поступательное движение микрочастицы, например движение свободного электрона в вакууме или поступательное движение свободного атома или молекулы в газе. В противоположность этому связанное движение—это ограниченное в пространстве движение микрочастицы, взаимодействующей с другими микрочастицами или находящейся во внешнем электрическом или магнитном поле.

Как известно, энергия свободной частицы может принимать любые значения. Квантовая система, состоящая из связанных микрочастиц, характеризуется тем, что ее внутренняя энергия, т. е. энергия, не связанная с движением системы как целого, может принимать только дискретные значения. Поэтому говорят, что внутренняя энергия такой системы квантована. Возможные дискретные значения энергии квантовых систем называют энергетическими уровнями.

В случае газа, состоящего из свободных атомов, квантуется энергия электронов в атоме и возникает система энергетических уровней атома, или система электронных уровней, с расстоянием между уровнями 1—10 эВ. Если газ состоит из молекул, то следует рассматривать поступательное движение молекул, колебания атомов в молекуле, вращение молекул и движение электронов в атоме. Энергия всех видов движения, кроме поступательного, квантуется. Основой системы энергетических уровней такого газа является система электронных уровней, отстоящих друг от друга на 1—10 эВ. Между электронными уровнями располагаются колебательные уровни с расстоянием порядка 0,1 эВ, а между колебательными уровнями находятся вращательные уровни с интервалом порядка  $10^{-3}$  эВ и менее.

В твердых телах существует коллективное движение частиц, образующих кристаллическую решетку. В результате этого появляются зоны разрешенных и запрещенных энергетических уровней.

Кроме того, в кристаллах имеется индивидуальное движение примесных частиц. Это движение приводит к появлению в запрещенной зоне примесный уровень.

В квантовых приборах используются переходы из одного энергетического состояния в другое. Излучение или поглощение электромагнитного излучения связано с этими переходами. Переходы между электронными уровнями соответствуют излучению в видимом и ультрафиолетовом диапазонах, между колебательными, уровнями—инфракрасному, а между вращательными—СВЧ-диапазону.

## § 12.1. Квантовые переходы

**Спонтанные переходы.** Спонтанные переходы—самопроизвольные квантовые переходы частицы из верхнего энергетического состояния в нижнее, с меньшим значением энергии. Уровень, соответствующий наименьшей возможной энергии, называется основным, а остальные—возбужденными. Спонтанные переходы сопровождаются электромагнитным излучением (испусканием квантов энергии). Частота излучения определяется из постулата Бора, по которому квант энергии равен разности энергий уровней:

$$\epsilon_1 - \epsilon_2 = h\nu_{21}, \quad (12.1)$$

где  $\epsilon_1, \epsilon_2$ —энергия верхнего ( $j$ ) и нижнего ( $i$ ) уровней;  $h$ —постоянная Планка. Частота

$$\nu_{ji} = (\mathcal{E}_j - \mathcal{E}_i) / h \quad (12.2)$$

называется *частотой квантового перехода*.

Количество частиц в единице объема с одинаковой энергией, равной энергии данного уровня, называется *населенностью* этого уровня. Пусть номер верхнего уровня  $j=2$ , а нижнего  $i=1$  (рис. 12.2,а). Обозначим населенности этих уровней  $N_2$  и  $N_1$ . При спонтанных переходах происходит уменьшение населенности верхнего уровня и увеличение населенности нижнего уровня.

Уменьшение населенности уровня 2 в результате только спонтанных переходов за время  $dt$ , очевидно, пропорционально населенности этого уровня  $N_2$  и времени  $dt$ :

$$dN_2 = -A_{21}N_2 dt, \quad (12.3)$$

где  $A_{21}$  — вероятность спонтанного перехода в 1 с. Решив уравнение (12.3), получим экспоненциальный закон уменьшения населенности верхнего уровня во времени:

$$N_2(t) = N_2(0) \exp(-A_{21}t), \quad (12.4)$$

где  $N_2(0)$ —исходное значение населенности в момент времени  $t=0$ .

Насколько уменьшится населенность  $N_2$ , настолько же возрастет населенность  $N_1$ , так как общее число частиц в объеме остается неизменным. Из (12.4) следует, что через время  $t=1/A_{21}$  населенность  $N_2$  уменьшится в  $e=2,718$  раза по сравнению с начальной величиной  $N_2(0)$ . Величина

$$\tau_2 = 1/A_{21} \quad (12.5)$$

характеризует время жизни частицы в возбужденном состоянии 2 и называется *временем жизни уровня энергии* по спонтанным переходам. Очевидно, обратная ей величина  $A_{21}$

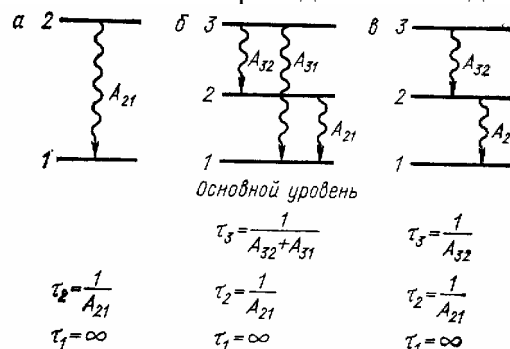


Рис. 12.1

определяет среднее число спонтанных переходов в единице объема в 1 с, или среднее число частиц, совершивших самопроизвольный переход из верхнего состояния в нижнее. Необходимо отметить, что вероятность  $A_{21}$  отнесена к 1 с, т. е. имеет размерность и может

быть любой по величине, в отличие от математической вероятности, меняющейся от 0 до 1.

Число спонтанных переходов  $n_{21(c)}$  за 1 с учетом (12.3) равно

$$n_{21(c)} = A_{21} N_2. \quad (12.6)$$

При каждом спонтанном переходе частицы выделяется квант энергии (12.1), поэтому за 1 с учетом (12.6) излучается энергия

$$P_{21(c)} = n_{21(c)} h\nu_{21} = A_{21} N_2 h\nu_{21}. \quad (12.7)$$

Случайность спонтанных переходов означает, что различные частицы излучают неодновременно и независимо, т. е. фазы электромагнитных волн, излучаемых отдельными частицами, не согласованы друг с другом. Поэтому спонтанное излучение вещества некогерентно. Излучение обычных источников света есть результат спонтанных переходов.

В системе нескольких энергетических уровней возможны спонтанные переходы с данного уровня на различные нижние уровни (рис. 12.1, б, в). Полная вероятность  $A_j$  спонтанного перехода с уровня  $\epsilon_j$  на все нижние уровни  $\epsilon_i$  равна сумме вероятностей  $A_{ji}$  отдельных спонтанных переходов:

$$A_j = \sum_i A_{ji} \quad (i < j), \quad (12.8)$$

$A_{ji}$  – коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения.

Уровни, для которых вероятность спонтанных переходов очень мала, называют *метастабильными*.

Время жизни по спонтанным переходам для уровня  $j$  в многоуровневой системе определяется аналогично (12.5) с учетом (12.8);

$$1/\tau_j = A_j = \sum_i A_{ji} = A_{j1} + A_{j2} + \dots + A_{j(j-1)} \quad (i > j). \quad (12.9)$$

**Вынужденные переходы.** Вынужденный переход—это квантовый переход под действием внешнего электромагнитного поля, частота которого совпадает или близка к частоте перехода. При этом возможны переходы с верхнего уровня 2 на нижний 1 и с нижнего на верхний. В первом случае под действием внешнего электромагнитного поля с частотой  $\nu_{21}$  происходит вынужденное испускание кванта энергии  $h\nu_{21}$ . Особенность вынужденного испускания состоит в том, что появившийся квант энергии полностью идентичен кванту энергии внешнего поля. Вынужденное излучение имеет такие же частоту, фазу, направление распространения и поляризацию. Поэтому вынужденное излучение увеличивает энергию электромагнитного поля с частотой перехода  $\nu_{21}$ . Это служит предпосылкой для создания квантовых усилителей и генераторов.

Следует отметить, что на вынужденный переход с излучением энергии не затрачивается энергия внешнего поля, которое является лишь своеобразным стимулятором процесса. В противоположность этому для перевода частицы из нижнего энергетического состояния 1 в верхнее 2 необходимо затратить энергию внешнего поля, равную разности энергии верхнего и нижнего уровней:  $\epsilon_2 - \epsilon_1 = h\nu_{21}$ . Таким образом, при каждом вынужденном переходе снизу вверх затрачивается квант энергии внешнего поля  $h\nu_{21}$ .

Вынужденные переходы, так же как и спонтанные, имеют статистический характер. Поэтому вводятся вероятностные коэффициенты:  $W_{21}$ —вероятность вынужденного перехода сверху вниз и  $W_{12}$  — снизу вверх в 1 с. Эти вероятности пропорциональны интенсивности (плотности энергии) внешнего поля  $u_\nu$ , и определяются соотношениями:

$$W_{21} = B_{21}u_\nu; \quad W_{12} = B_{12}u_\nu, \quad (12.10),$$

где  $B_{21}$  и  $B_{12}$  — коэффициенты Эйнштейна для вынужденных переходов с излучением и поглощением энергии соответственно. Коэффициенты  $B_{21}$  и  $B_{12}$  имеют смысл вероятностей вынужденных переходов в 1 с при единичной объемной плотности энергии внешнего поля ( $u_\nu = 1 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$ ).

Число вынужденных переходов сверху вниз с излучением энергии в единицу времени в единице объема пропорционально вероятности  $W_{21}$  и населенности верхнего уровня  $N_2$ , т. е. с учетом (12.10)

$$n_{21(b)} = W_{21}N_2 = B_{21}u_\nu N_2. \quad (12.11)$$

Аналогично при тех же условиях число вынужденных переходов снизу вверх с поглощением энергии

$$n_{12(b)} = W_{12}N_1 = B_{12}u_\nu N_1. \quad (12.12)$$

**Соотношения между коэффициентами Эйнштейна.** Связь между коэффициентами Эйнштейна  $A_{21}$ ,  $B_{21}$  и  $B_{12}$  можно установить из рассмотрения состояния термодинамического равновесия системы атомов при определенной температуре  $T$ .

Пусть система атомов имеет два уровня энергии  $\epsilon_2$  и  $\epsilon_1$ , при переходах между которыми излучается или поглощается квант энергии  $h\nu_{21}$ . При термодинамическом равновесии в системе не происходит изменения энергии, поэтому число излученных квантов должно быть равно числу поглощенных квантов. Следовательно, в единицу времени во всей системе общее число переходов из верхнего энергетического состояния в нижнее должно быть равно общему числу переходов из нижнего состояния в верхнее:

$$n_{21} = n_{12}. \quad (12.13)$$

Это положение называется *принципом детального равновесия*.

В рассматриваемой системе формально нет внешнего поля и должны существовать только спонтанные переходы. Однако спонтанное излучение каждого атома является внешним для других атомов и вызывает вынужденные переходы с поглощением или излучением энергии электромагнитного поля. В состоянии равновесия в системе должно существовать равновесное значение плотности поля собственного излучения  $u_\nu$ , которое можно использовать для расчета числа вынужденных переходов в системе по формулам (12.11) и (12.12).

Полное число переходов сверху вниз  $n_{12}$  в (12.13) в состоянии равновесия определяется суммой числа спонтанных переходов  $n_{12(c)}$  и вынужденных переходов с излучением энергии  $n_{12(b)}$ , т. е. с учетом (12.6) и (12.11);

$$n_{21} = n_{21(c)} + n_{21(b)} = A_{21}N_2 + B_{21}u_\nu N_2. \quad (12.14)$$

Число переходов  $n_{12}$  снизу вверх определяется только вынужденными переходами с поглощением, т. е. с учетом (12.12):

$$n_{12} = n_{12(b)} = B_{12}u_\nu N_1. \quad (12.15)$$

Приравнивая на основании (12.13)  $n_{21}$  и  $n_{12}$ , получаем

$$B_{12}u_\nu N_1 = (A_{21} + B_{21}u_\nu) N_2. \quad (12.16)$$

Из выражения (12.16) найдем равновесную плотность энергии собственного поля

$$u_\nu = \frac{A_{21}/B_{21}}{B_{12}N_1/B_{21}N_2 - 1}. \quad (12.17)$$

Соотношение населенностей уровней в состоянии термодинамического равновесия определяется законом Больцмана:

$$N_{2B}/N_{1B} = \exp [-(\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)/kT], \quad (12.18)$$

где  $k$ —постоянная Больцмана;  $T$ —абсолютная температура. Подставляя (12.18) в (12.17) и учитывая, что  $\epsilon_2 - \epsilon_1 = hv_{21}$ , получаем

$$u_\nu = \frac{A_{21}/B_{21}}{(B_{12}/B_{21}) [\exp (hv_{21}/kT) - 1]}. \quad (12.19)$$

Эйнштейн постулировал, что равновесное значение плотности энергии собственного поля  $u_\nu$ , должно совпадать с величиной, рассчитанной по формуле Планка для равновесного излучения абсолютно черного тела:

$$u_\nu = (8\pi\nu^2/c^3) \frac{h\nu}{\exp (h\nu/kT) - 1}, \quad (12.20)$$

если вместо  $h\nu$  подставить  $hv_{21}$ . Сравнивая с учетом этого формулу (12.20) с (12.19), получаем условия тождественности этих формул:

$$B_{12} = B_{21} = B; \quad (12.21)$$

$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B. \quad (12.22)$$

Таким образом, если квантовая система и поле излучения находятся в состоянии термодинамического равновесия, то вероятности вынужденных переходов в единицу времени при единичной плотности поля  $B_{12}$  и  $B_{21}$  должны быть одинаковы. Вероятность спонтанных переходов пропорциональна третьей степени частоты перехода, поэтому спонтанное излучение сильнее всего проявляется в оптическом диапазоне волн.

**Безызлучательные переходы.** Атомы и молекулы газа в результате неупругих соударений друг с другом или с электронами теряют или приобретают энергию. При этом не происходит ни излучения, ни поглощения энергии электромагнитного поля. Такие энергетические переходы принято называть *безызлучательными*. В твердом теле безызлучательные переходы происходят вследствие колебательного движения кристаллической решетки.

Безызлучательные переходы характеризуются также вероятностью перехода между уровнями  $j$  и  $i$  ( $i < j$ ) сверху вниз  $w_{ji}$ , и снизу вверх  $w_{ij}$  соответственно с потерей и получением порции энергии  $\Delta \epsilon = \epsilon_j - \epsilon_i$ .

В соответствии с принципом детального равновесия в состоянии термодинамического равновесия подобно (12.13) число безызлучательных переходов с уровня  $j$  на уровень  $i$  в 1 с равно числу обратных безызлучательных переходов с уровня  $i$  на уровень  $j$ :

$$w_{ji}N_j = w_{ij}N_i.$$

Используя закон Больцмана (12.18) для состояния термодинамического равновесия

$$N_{jB}/N_{iB} = \exp(-(\epsilon_j - \epsilon_i)/kT),$$

получаем с учетом (12.2)

$$w_{ji}/w_{ij} = \exp(h\nu_{ji}/kT) \quad (12.23)$$

Если  $h\nu_{ji} \ll kT$ , что обычно справедливо для квантовых приборов СВЧ-диапазона, то выражение (12.23) можно заменить приближенным выражением

$$w_{ji}/w_{ij} \approx 1 + h\nu_{ji}/kT \quad (12.24)$$

Таким образом, вероятность безызлучательных переходов сверху вниз больше, чем снизу вверх, т. е.  $w_{ji} > w_{ij}$  ( $j > i$ ), в отличие от вероятностей вынужденных переходов, которые одинаковы ( $W_{ji} = W_{ij}$ ).

### § 12.2. Ширина спектральной линии

**Естественная ширина спектральной линии.** До сих пор мы неявно предполагали, что энергетические уровни вещества бесконечно узкие. Однако даже в идеализированном случае, когда на частицу не действуют внешние силы, ширина энергетических уровней конечна. Другими словами, излучение для данного перехода не монохроматическое, а имеет некоторый спектр частот.

Узкую область с одним максимумом интенсивности в спектре излучения или поглощения называют *спектральной линией*, а графическое изображение её формы — *контуром спектральной линии*.

Рассмотрим случай, когда атом изолирован и не подвержен внешним воздействиям. В этом случае ширина уровней следует из соотношения неопределенностей Гейзенберга:

$$\Delta p \Delta x \geq \hbar, \tag{12.25}$$

где  $\Delta p$  и  $\Delta x$ : — неопределенности импульса  $p$  и координаты  $x$ . Так как  $\epsilon = p\psi$  ( $\psi$  — скорость), то  $\Delta p = \hbar \Delta \psi$ . Используя  $\Delta x = \psi \Delta t$ , из (12.25) получаем

$$\Delta \epsilon \cdot \Delta t \geq \hbar. \tag{12.26}$$

Из (12.26) следует, что неопределенность энергии  $\Delta \epsilon$  уменьшается при увеличении неопределенности времени  $\Delta t$ . Грубо говоря, чем с большей точностью определяется энергия  $\epsilon$ , тем с меньшей точностью мы знаем, какому моменту времени она соответствует.

Применим соотношение неопределенностей (12.26) к атому. Предположим, что хотим измерить энергию атома в возбужденном состоянии, которому на **рис. 12.2** соответствует уровень 2 с энергией  $\epsilon_2$ . Время жизни в возбужденном состоянии определяется выражением (12.5):  $\tau_2 = 1/A_{21}$ . Так как спонтанные переходы имеют статистический характер, то величину  $\tau_2$  можно считать неопределенностью измерения момента времени излучения кванта, т. е.  $\Delta t = \tau_2$ . Подставляя  $\Delta t$  в (12.26), получаем неопределенность энергии уровня 2  $\Delta \epsilon_2 = \hbar / \tau_2$ . Это рассуждение можно применить к многоуровневой системе. Неопределенность энергии уровня  $i$  равна

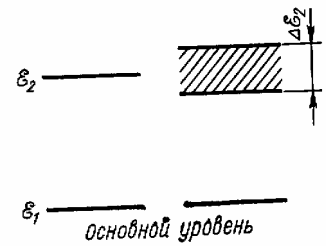


Рис. 12.2

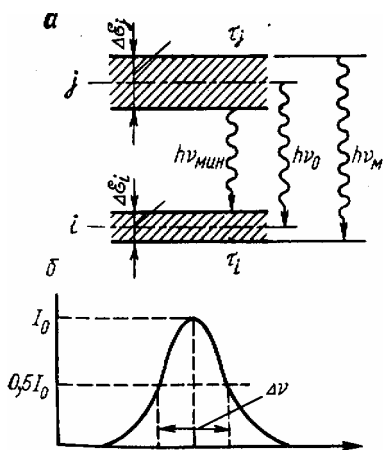


Рис. 12.3

$$\Delta \epsilon_i \geq \hbar / \tau_i, \tag{12.27}$$

где  $\tau_i$  — время жизни уровня  $i$ , определяемое по формуле (12.9) вероятностями спонтанных переходов с него на нижние уровни.

Соотношение (12.27) определяет зависимость конечной ширины любого энергетического уровня  $\Delta \epsilon_i$  от среднего времени жизни этого уровня  $\tau_i$ . Если оно бесконечно велико ( $\tau_i \rightarrow \infty$ ), то  $\Delta \epsilon_i \rightarrow 0$ , т. е. неопределенность энергии, или ширина уровня, бесконечно мала. Считают, что основной энергетический уровень бесконечно узкий. Наиболее широкими оказываются уровни с малым временем жизни.

Неопределенность в значении частоты перехода между уровнями  $i$  и  $j$  ( $j > i$ ) с шириной уровней  $\Delta \epsilon_i$  и  $\Delta \epsilon_j$  (**рис. 12.3,а**)  $\Delta \nu = \nu_{\text{макс}} - \nu_{\text{мин}}$  находится



из соотношения

$$h\nu_{\text{макс}} - h\nu_{\text{мин}} = \Delta\mathcal{E}_j + \Delta\mathcal{E}_i, \quad (12.28)$$

и определяется суммой неопределенностей энергии обоих уровней. Ширина спектральной линии изолированного и неподвижного атома, определяемая только временем жизни по спонтанному излучению, является минимальной и называется *естественной шириной*. Ширину контура спектральной линии принято определять как разность частот, на которых интенсивность равна половине максимального значения ( $\Delta\nu$ , рис. 12.3,б). Частотой перехода (центральной частотой перехода) называют частоту, соответствующую максимуму спектральной линии. Форма спектральной линии (контур) может быть представлена так называемой лоренцевой кривой, совпадающей с резонансной кривой колебательного контура. Реальные наблюдаемые спектральные линии имеют ширину больше естественной. Рассмотрим причины, вызывающие «уширение» спектральной линии.

**Уширение спектральной линии из-за столкновений.** В газе происходят упругие и неупругие столкновения частиц. При упругих столкновениях суммарная кинетическая энергия сталкивающихся частиц не изменяется: частицы не обмениваются внутренней энергией и не переходят в более или менее возбужденное состояние. При неупругих столкновениях суммарная кинетическая энергия сталкивающихся частиц либо возрастает (прямые соударения или соударения первого рода), либо убывает (обратные соударения или соударения второго рода). В этом случае изменяется внутренняя энергия сталкивающихся частиц, характеризуемая электронными, колебательными и вращательными энергетическими уровнями.

В результате неупругих столкновений происходит сокращение времени жизни рассматриваемой частицы в данном энергетическом состоянии до величины среднего времени пробега между двумя столкновениями, что эквивалентно увеличению ширины спектральной линии. Поясним этот вывод следующим образом. Спонтанное излучение атома можно рассматривать как цуг затухающих колебаний с частотой квантового перехода (см. [рис 15.13](#)). Затухание колебаний определяется временем жизни по спонтанному излучению. Такой процесс имеет определенный частотный спектр. Уменьшение при неупругих столкновениях времени жизни эквивалентно уменьшению длительности колебательного процесса (цуга волн) и должно сопровождаться увеличением спектра. Подобный подход удобен и для описания влияния упругих столкновений, которые можно трактовать как изменение (скачок) фазы колебаний в цуге без изменения амплитуды в момент времени, соответствующий столкновению. Изменение фазы также должно приводить к расширению спектра частот, т. е. к уширению спектральной линии по сравнению с естественной спектральной линией.

Вероятность столкновений частиц, а следовательно, и вероятность квантовых переходов, одинакова для всех частиц газа. Поэтому форма и ширина спектральной линии всего газа и каждой частицы одинаковы, при этом ширина линии газа и частиц стала больше ширины естественной спектральной линии. Такой процесс называют *однородным уширением спектральной линии*.

Однородное уширение наблюдается также в случае столкновения частиц газа со стенками, ограничивающими объем газа. Влияние этих столкновений на ширину спектральной линии становится основным при низком давлении газа, вероятность столкновений частиц мала.

**Доплеровское уширение спектральной линии.** Это уширение связано с эффектом Доплера: с зависимостью наблюдаемой частоты излучения от скорости движения излучателя. Если источник, создающий в неподвижном состоянии монохроматическое излучение с частотой  $\nu_0$ , движется со скоростью  $\psi$  в сторону к наблюдателю так, что

проекция скорости на направление наблюдения составляет  $v_x$  (рис. 12.4), то наблюдатель регистрирует более высокую частоту излучения, определяемую формулой

$$v = v_0(1 + v_x/c) = v_0(1 + v \cos \theta/c), \quad (12.29)$$

где  $c$  – фазовая скорость распространения волны;  $\theta$  – угол между направлениями скорости излучателя и наблюдения.

В квантовых системах источниками излучения являются атомы или молекулы. В газообразной среде при термодинамическом равновесии скорости частицы распределены по закону Максвелла — Больцмана. Поэтому и форма спектральной линии всего вещества; будет связана с этим распределением. В спектре, регистрируемом наблюдателем, должен быть непрерывный набор частот, так как разные атомы движутся с разными скоростями относительно наблюдателя. Учитывая лишь проекции скорости  $v_x$  в законе Максвелла—Больцмана, можно получить следующее выражение для формы доплеровской спектральной линии:

$$I_\nu = I_0 \exp \left[ -\frac{Mc^2}{2kT} \cdot \frac{(v - v_0)^2}{v_0^2} \right]. \quad (12.30)$$

Эта зависимость является гауссовой функцией. Ширина линии, соответствующая значению  $I_\nu = I_0/2$ , определяется выражением

$$\Delta\nu_D = v_0 \sqrt{2 \ln 2 (kT/Mc^2)}. \quad (12.31)$$

С увеличением массы частиц  $M$  и понижением температуры  $T$  ширина линии  $\Delta\nu_D$  уменьшается.

Вследствие эффекта Доплера спектральная линия всего вещества не совпадает со спектральной линией отдельной частицы. Наблюдаемая спектральная линия вещества представляет собой суперпозицию спектральных линий всех частиц вещества, т. е. линий с различными центральными частотами. Для легких частиц при обычной температуре ширина доплеровской линии в оптическом диапазоне может превышать естественную ширину линии на несколько порядков и достигать величины более 1 ГГц.

Процесс, при котором форма спектральной линии всего вещества не совпадает с формой спектральной линии каждой частицы, называют *неоднородным уширением спектральной линии*. В рассмотренном случае причиной неоднородного уширения был эффект Доплера. Форма доплеровской спектральной линии описывается гауссовой функцией (12.30). Если распределение скоростей частиц отличается от максвелловского, то и форма доплеровской спектральной линии будет отличаться от гауссовой функции, но уширение останется неоднородным.

**Другие причины уширения спектральной линии.** В квантовых приборах широко используют твердые вещества, в которых имеются примесные ионы. Квантовые переходы примесных ионов являются рабочими. Колебания кристаллической решетки модулируют электрическое поле в том месте, где находится ион, и, следовательно, модулируют положение его энергетических уровней и увеличивают ширину спектральной линии. Естественно, уширение увеличивается с ростом температуры. Кроме того, причиной уширения спектральной линии твердого тела может быть пространственная неоднородность физических параметров среды или неоднородность электрического и магнитного полей. Неоднородности отмеченных величин будут вызывать неоднородное уширение спектральной линии.

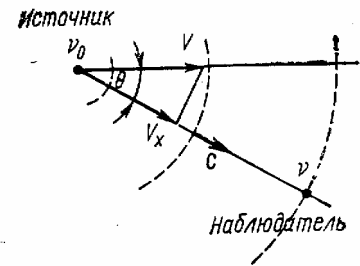


Рис. 12.4

**Спектральные коэффициенты Эйнштейна.** Введенные ранее коэффициенты Эйнштейна  $A_{ji}$ ,  $B_{ji}$ ,  $B_{ij}$  определяют мощность, излучаемую или поглощаемую во всем спектральном диапазоне данного перехода между уровнями  $i$  и  $j$ . Поэтому их называют *интегральными коэффициентами Эйнштейна*. Если необходимо учитывать частотное распределение излучаемой или поглощаемой мощности, то используют *спектральные коэффициенты Эйнштейна*  $a_{ji}$ ,  $b_{ji}$ ,  $b_{ij}$ , которые связаны с  $A_{ji}$ ,  $B_{ji}$  и  $B_{ij}$  соотношениями:

$$A_{ji} = \int_0^{\infty} a_{ji}(\nu) d\nu; \quad B_{ji} = \int_0^{\infty} b_{ji}(\nu) d\nu; \quad B_{ij} = \int_0^{\infty} b_{ij}(\nu) d\nu. \quad (12.32)$$

Частотная зависимость всех спектральных коэффициентов одинакова и совпадает с формой контура спектральной линии данного перехода — лоренцевой или гауссовой кривыми. Однако с введением коэффициентов  $a_{ji}$ ,  $b_{ji}$  и  $b_{ij}$ , следует уточнить также понятие населенности уровней. Под населенностью  $N_i$  любого уровня  $i$  следует понимать число частиц в единице объема, энергия которых попадает в пределы размытости уровня  $i$  по энергии  $\Delta\epsilon_i$ . Таким образом, числа спонтанных и вынужденных переходов в единичном частотном интервале вблизи частоты  $\nu$  в единицу времени можно записать с использованием дифференциальных коэффициентов Эйнштейна в виде:

$$a_{ji}(\nu) N_j; \quad b_{ji}(\nu) u_{\nu} N_j; \quad b_{ij}(\nu) u_{\nu} N_i. \quad (12.33)$$

### § 12.3. Возможность усиления и генерации в квантовых системах

**Закон Бугера.** В § 12.1 отмечалось, что под действием внешнего электромагнитного поля возможны переходы сверху вниз с излучением электромагнитной энергии и снизу вверх с поглощением энергии поля. Вероятностные коэффициенты переходов одинаковы, но число переходов различно, так как населенности уровней неодинаковы. В условиях термодинамического равновесия населенность нижнего уровня больше, чем верхнего, поэтому наблюдается поглощение энергии внешнего электромагнитного поля. Усиление внешнего поля возможно только в том случае, если число переходов сверху вниз превышает число переходов снизу вверх, т. е. населенность верхнего уровня больше, чем нижнего. Последнее означает, что необходимо нарушить термодинамическое равновесие.

Рассмотрим двухуровневую систему с энергиями уровней  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  ( $\epsilon_2 > \epsilon_1$ ) и населенностями  $N_1$  и  $N_2$ . В состоянии термодинамического равновесия  $N_1 = N_2 \exp(-(\epsilon_2 - \epsilon_1)/kT)$  по закону Больцмана (12.18)

$$N_2 = N_1 \exp(-(\epsilon_2 - \epsilon_1)/kT)$$

Пусть на эту систему воздействует слабое внешнее электромагнитное поле (сигнал). Для конкретности рассмотрим световое воздействие, но выводы будут иметь общий характер.

Предположим, что электромагнитная волна падает на рабочее вещество и распространяется в нем в виде плоской волны по направлению оси  $z$  (рис. 12.5,а). Энергия (интенсивность) волны должна изменяться при прохождении через вещество, так как в нем происходят вынужденные энергетические переходы с поглощением и излучением энергии. Рассмотрим изменение энергии волны в объеме некоторой «трубки» рабочего вещества с площадью сечения  $S = 1 \text{ см}^2$ . Пусть  $P(0, \nu)$  — поверхностная плотность мощности падающей волны при  $z=0$ . Найдем изменение энергии в слое  $dz$  на расстоянии  $z$ .

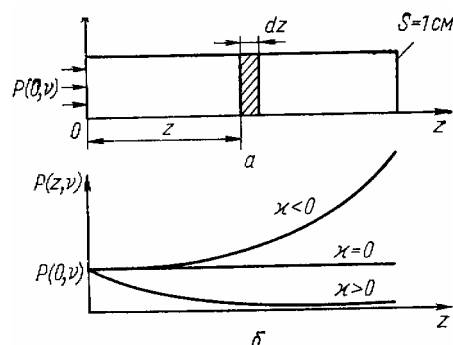


Рис. 12.5

Число вынужденных переходов с поглощением энергии в слое  $dz$  в одиночном частотном интервале (1 Гц) в единицу времени с учетом (12.12) и (12.32)

$$dn_{12(B)} = b_{12}(\nu) u_\nu N_1 dz \quad (12.34)$$

а число вынужденных переходов с излучением энергии при тех же условиях с учетом (12.11) и (12.32)

$$dn_{21(B)} = b_{21}(\nu) u_\nu N_2 dz, \quad (12.35)$$

где  $u_\nu$  — объемная плотность энергии электромагнитного поля в точках сечения с координатой  $z$ . Поглощение и излучение энергии в единицу времени в слое  $dz$  определим, умножив (12.34) и (12.35) на квант энергии  $h\nu_{21}$ :

$$dP_{\text{погл.л}} = dn_{12(B)} h\nu_{21} = b_{12}(\nu) u_\nu N_1 h\nu_{21} dz; \quad (12.36)$$

$$dP_{\text{изл.л}} = dn_{21(B)} h\nu_{21} = b_{21}(\nu) u_\nu N_2 h\nu_{21} dz. \quad (12.37)$$

Спонтанные переходы в (12.37) не учитываются, так как они с сигналом не связаны и на процесс взаимодействия поля и вещества непосредственно не влияют.

Изменение энергии электромагнитного поля в слое  $dz$  в единицу времени, т. е. изменение мощности равно

$$dP = dP_{\text{изл}} - dP_{\text{погл.}} \quad (12.38)$$

Подставляя (12.36) и (12.37) в (12.38), получаем:

$$dP = -[b_{12}(\nu)N_1 - b_{21}(\nu)N_2] h\nu_{21} u_\nu dz. \quad (12.39)$$

Как известно, объемная плотность энергии  $u_\nu$ , связана с поверхностной плотностью мощности на  $1 \text{ см}^2$  (такое сечение взято при рассмотрении) соотношением

$$P = u_\nu v_\Gamma, \quad (12.40)$$

где  $v_\Gamma$  групповая скорость волны в данной среде. Для светового потока

$$v_\Gamma = c/n, \quad (12.41)$$

причем  $c$ —скорость света, а  $n$ —коэффициент преломления среды. Используя (12.40), приведем (12.39) к виду

$$\frac{dP(z, \nu)}{P(z, \nu)} = -[b_{12}(\nu)N_1 - b_{21}(\nu)N_2] \frac{h\nu_{21}}{v_\Gamma} dz. \quad (12.42)$$

В левой части равенства (12.42) отмечено, что мощность является функцией координаты и частоты  $\nu$ . Предположим пока, что объемная плотность энергии поля настолько мала в любом месте образца; что можно пренебречь изменением населенностей  $N_1$  и  $N_2$  и, следовательно, зависимостью их от координаты  $z$ . В этом случае, произведя интегрирование от  $z=0$ , где мощность  $P(0, \nu)$ , до  $z$ , получаем

$$P(z, \nu) = P(0, \nu) \exp[-\kappa(\nu)z], \quad (12.43)$$

где

$$\kappa(\nu) = [b_{12}(\nu)N_1 - b_{21}(\nu)N_2] h\nu_{21}/v_\Gamma. \quad (12.44)$$

Умножим обе части равенства (12.44) на  $d\nu$  и проинтегрируем по всему диапазону частот. Практически это означает, что необходимо произвести интегрирование в пределах контура спектральной линии, чтобы учесть все возможные переходы между уровнями

$$\int \kappa(\nu) d\nu = \int [b_{12}(\nu)N_1 - b_{21}(\nu)N_2] \frac{h\nu_{21}}{v_\Gamma} d\nu. \quad (12.45)$$

Значения  $\nu_{21}$  мало отличаются от центральной частоты  $\nu_0$  перехода, если ширина спектральной линии мало по сравнению с  $\nu_0$ . Таким образом, в (12.45) вместо  $\nu_{21}$  можно поставить  $\nu_0$  и вынести ее за знак интеграла. Кроме того, в пределах спектральной линии допустимо считать постоянной (не зависящей от частоты) групповую скорость. Поэтому (12.45) запишем в виде

$$\int_{\nu} \kappa(\nu) d\nu = \frac{h\nu_0}{v_r} \int_{\nu} [b_{12}(\nu)N_1 - b_{21}(\nu)N_2] d\nu. \quad (12.46)$$

Переходя на основании (12.32) к интегральным коэффициентам, вместо (12.46) получаем выражение

$$\int_{\nu} \kappa(\nu) d\nu = \frac{h\nu_0}{v_r} (B_{12}N_1 - B_{21}N_2). \quad (12.47)$$

Из выражения (12.44) следует, что частотная зависимость  $\kappa(\nu)$  совпадает с частотной зависимостью дифференциальных коэффициентов  $b_{12}(\nu)$  и  $b_{21}(\nu)$ . Интеграл в левой части (12.47) можно представить в виде

$$\int_{\nu} \kappa(\nu) d\nu = \kappa(\nu_0) \Delta\nu, \quad (12.48)$$

где  $\nu_0$  – коэффициент, соответствующий центральной частоте перехода, а  $\Delta\nu$  – некоторый интервал частот. С учетом (12.48) выражение (12.47) преобразуется к виду

$$\kappa(\nu_0) = \frac{h\nu_0}{\Delta\nu v_r} (B_{12}N_1 - B_{21}N_2).$$

Так как из (12.21)  $B_{12}=B_{21}=B$ , то окончательно

$$\kappa(\nu_0) = \frac{h\nu_0 B}{\Delta\nu v_r} (N_1 - N_2). \quad (12.49)$$

Подставив (12.49) в (12.43), получим закон изменения мощности сигнала в процессе прохождения через вещество для случая, когда частота сигнала совпадает с центральной частотой перехода

$$P(z, \nu_0) = P(0, \nu_0) \exp [-\kappa(\nu_0)z]. \quad (12.50)$$

Соотношение (12.50) в оптике называют интегральным законом Бугера, в отличие от дифференциального закона Бугера (12.42). В интегральном законе коэффициент  $\kappa(\nu_0)$  в показателе экспоненты не зависит от координаты  $z$ , так как ранее было сделано предположение о независимости от координаты населенностей  $N_1$  и  $N_2$ .

Из (12.49) следует, что величина  $\kappa(\nu_0)$  положительна, когда  $N_1 > N_2$ , например, если система находится в термодинамическом равновесии. В этом случае энергия внешнего поля поглощается в веществе, а  $\kappa(\nu_0)$  имеет смысл коэффициента поглощения и показывает, на какой длине мощность сигнала уменьшается в  $e = 2,72$  раза.

Формально при  $\kappa(\nu_0) < 0$  происходит рост мощности сигнала  $P(z, \nu_0)$  с увеличением координаты  $z$ . Коэффициент  $\kappa(\nu_0)$  может стать отрицательным только при  $N_2 > N_1$ , т. е. в

случае, когда нет термодинамического равновесия и распределение населенностей не подчиняется закону Больцмана (12.18).

**Инверсия населенностей.** Состояние, при котором населенность верхнего уровня  $N_2$  больше, чем нижнего  $N_1$ , называется состоянием с *инверсией населенностей уровней* или с инверсной населенностью, а среда, в которой оно возникает, *активной средой*. Таким образом, при прохождении излучения через среду с инверсией населенностей уровней возможно усиление этого излучения. В этом случае закон Бугера (12.50) можно записать в виде

$$P(z, \nu_0) = P(0, \nu_0) \exp(-a z), \quad (12.50a)$$

где величину

$$a = -\gamma(\nu_0) \quad (12.51)$$

можно назвать *показателем усиления* активной среды.

При равенстве населенностей ( $N_1 = N_2$ ),  $\gamma(\nu_0) = 0$  и мощность сигнала в среде не ослабляется и не усиливается, т. е. остается неизменной. В этом случае среду можно рассматривать как прозрачную для внешнего электромагнитного сигнала. Состояние с равными населенностями уровней принято называть *состоянием насыщения перехода*.

Зависимость мощности сигнала от расстояния при прохождении через вещество для различных знаков  $\gamma(\nu_0)$  показана на рис. 12.56

Закон Больцмана (12.18), справедливый для термодинамического равновесия, можно также записать в виде

$$T = \frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{k \ln(N_1/N_2)} = \frac{h\nu_{21}}{k \ln(N_1/N_2)}. \quad (12.52)$$

В состоянии термодинамического равновесия  $N_1 > N_2$  и поэтому температура положительна ( $T > 0$ ). Если формально воспользоваться соотношением (12.52) для состояния с инверсией населенности ( $N_2 > N_1$ ), то получится отрицательная температура ( $T < 0$ ). Условную величину (12.52), характеризующую отношение населенностей двух уровней, между которыми происходят квантовые переходы, принято называть *температурой перехода*  $T_{\text{п}}$ . Только в состоянии термодинамического равновесия температура перехода совпадает с истинной температурой вещества. Условие инверсии населенности  $N_2 > N_1$  эквивалентно отрицательной температуре перехода.

**Явление насыщения перехода.** Предыдущее рассмотрение взаимодействия излучения с активной средой не учитывало обратного влияния мощности излучения на населенность уровней, и, таким образом, было справедливым лишь при слабом поле излучения. Произведем учет этого влияния при достаточно большом поле.

Предположим, что в веществе создана инверсия населенностей уровней 2 и 1, обеспечивающая усиление сигнала с частотой этого перехода. Обозначим начальные значения населенностей уровней при отсутствии сигнала  $N_2^0$  и  $N_1^0$  причем  $N_2^0 > N_1^0$ , а начальное значение показателя усиления по формуле (12.49)

$$a^0 = \frac{h \cdot \nu_0 B}{\Delta \nu_{\Gamma}} (N_1^0 - N_2^0) \quad (12.53)$$

Рост мощности  $P(z)$  вследствие усиления означает увеличение объемной плотности энергии  $u_{\nu} = P(z)/\psi_{\Gamma}$ , что приводит к возрастанию вероятности вынужденных переходов  $2 \rightarrow 1$  и  $1 \rightarrow 2$  и последующему изменению населенности уровней.

Изменение населенности уровня 1 можно описать *кинетическим уравнением*

$$\frac{dN_1}{dt} = N_2(Bu_\nu + \beta_{21}) - N_1(Bu_\nu + \beta_{12}), \quad (12.54)$$

где  $Bu_\nu$  — вероятности вынужденных переходов;  $\beta_{21}$  — суммарная вероятность переходов  $2 \rightarrow 1$ , связанная со спонтанными и безызлучательными переходами ( $\beta_{21} = A_{21} + w_{21}$ ),  $\beta_{12}$  — вероятность безызлучательных переходов  $1 \rightarrow 2$  ( $\beta_{12} = w_{12}$ ).

В стационарном состоянии  $dN_1/dt=0$ , поэтому из уравнения (12.54) получим

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{Bu_\nu + \beta_{12}}{Bu_\nu + \beta_{21}} \quad (12.55)$$

Если сумму населенностей уровней перехода обозначить  $N$ , то

$$N_1 + N_2 = N. \quad (12.56)$$

Решая систему уравнений (12.55) и (12.56), можно найти разность населенностей

$$\Delta N = N_2 - N_1 = \frac{N}{1 + \delta_{12} u_\nu} \frac{\beta_{12} - \beta_{21}}{\beta_{12} + \beta_{21}}, \quad (12.57)$$

где

$$\delta_{12} = 1 + \frac{2B}{\beta_{12} + \beta_{21}} \quad (12.58)$$

— коэффициент, называемый параметром нелинейности.

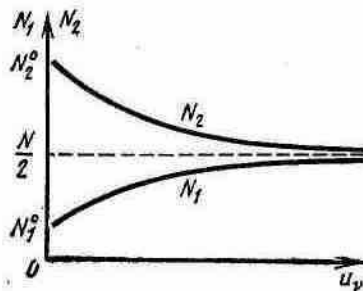


Рис. 12.6

Из формулы (12.57) следует, что происходящий при распространении излучения в усиливающей среде рост плотности энергии  $u_\nu$  будет приводить к уменьшению  $\Delta N$ . Если предположить, что  $u_\nu \rightarrow \infty$ , то  $\Delta N \rightarrow 0$ , т. е. населенности уровней должны выравняться ( $N_2 \rightarrow N_1$ ). Это и называют явлением насыщения перехода. Параметр  $\delta_{12}$  характеризует скорость выравнивания населенностей: чем больше  $\delta_{12}$ , тем скорее (на меньшей длине или при меньшей плотности  $u_\nu$ ) произойдет выравнивание.

На рис. 12.6 показана зависимость населенностей уровней 2 и 1 при неоднородном уширении линии от плотности поля  $u_\nu$ . Касание верхней и нижней кривых соответствует равенству населенностей уровней 2 и 1.

Подставляя  $\Delta N = N_2 - N_1$  из формулы (12.57) в формулу (12.49), получаем выражение для показателя усиления (12.51):

$$\alpha(z) = \alpha^0 / (1 + \delta_{12} u_\nu(z)) \quad (12.59)$$

где

$$\alpha^0 = h\nu_0 BN(\beta_{12} - \beta_{21}) / (\Delta\nu \cdot \psi_\Gamma(\beta_{12} + \beta_{21})) \quad (12.60)$$

— начальный показатель усиления, соответствующий отсутствию поля ( $u_\nu=0$ ).



Формулу (12.60) можно легко привести к виду (12.53) с помощью выражения (12.55), считая, что при  $u_v=0$   $N_1=N_1^0$  и  $N_2=N_2^0$ .

В усиливающей среде плотность поля  $u_v$  растет вдоль оси  $z$ , следовательно, по формуле (12.59) уменьшается показатель усиления  $\kappa_a(z)$ . Но это замедляет рост мощности и плотности  $u_v(z)$  и вызывает дальнейшее падение  $\kappa_a(z)$  и т.д.

Для ответа на вопрос о предельных значениях показателя усиления, плотности поля и мощности необходимо рассмотреть реальный случай, когда в активной среде имеются потери (поглощение излучения, рассеяние на неоднородностях). Учтем эти потери показателем потерь  $\alpha$ . В этом случае дифференциальный закон Бугера (12.42) можно записать в более общем виде:

$$\frac{dP(z)}{P(z)} = - (\kappa_a + \alpha) dz \tag{12.61}$$

или

$$\frac{dP(z)}{dz} = - P(z) (\kappa_a + \alpha) \tag{12.62}$$

Назовем предельным значением мощности максимальное значение, удовлетворяющее условию  $dP(z)/dz=0$ . На основании формулы (12.62) предельное значение наступит при выполнении условия

$$\kappa_a = \alpha \tag{12.63}$$

означающего компенсацию усиления и потерь в веществе.

Таким образом, с увеличением координаты мощность стремится к предельному значению  $P_{пред}$ , плотность поля — к предельному значению  $u_{vпред} = P_{пред} / \psi_{Г}$ , а величина показателя усиления  $\kappa_a = | \dots |$  — к показателю потерь:

$$\kappa_a = \alpha \tag{12.64}$$

Величину  $P_{пред}$  можно определить из условия (12.64), подставляя в него  $\kappa_a(z)$  из формулы (12.59) и учитывая, что  $u_{vпред} = P_{пред} / \psi_{Г}$ :

$$P_{пред} = \frac{(\kappa_a^0 - \alpha) v_{Г}}{\delta_{12}} \tag{12.65}$$

Следует отметить, что предельная мощность не зависит от входной мощности сигнала  $P(0)$ . На рис. 12.7 показаны зависимости показателя усиления  $\kappa_a(z)$  и мощности  $P(z)$  от координаты в усиливающей среде. Чтобы обратить внимание на несправедливость интегрального закона Бугера, выведенного в линейном приближении при больших

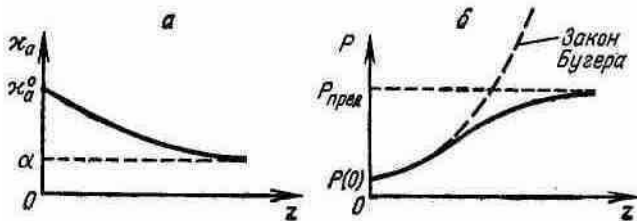


Рис. 12.7

мощностях, на рис. 12.7,б показан этот закон. Реальная кривая  $P(z)$  следует интегральному закону Бугера только на начальном участке, соответствующем слабому полю излучения.

**Структурные схемы квантовых усилителей и генераторов.** Эти схемы в упрощенном виде показаны на рис. 12.8. Для превращения рабочей среды в активную, т.

е. для создания инверсии населенности, используется система накачки, обеспечивающая передачу энергии от внешних источников питания рабочему веществу.

Квантовый усилитель может быть превращен в квантовый генератор при введении обратной связи и выполнении известных условий самовозбуждения (баланс фаз и амплитуд).

В квантовых генераторах СВЧ-диапазона функцию обратной связи может выполнить объемный резонатор, если активная среда помещена внутрь резонатора. В квантовых генераторах оптического диапазона, называемых лазерами, эту функцию выполняет система зеркал, т.е. оптический резонатор. В обоих случаях вследствие отражения излучения от стенок резонатора или зеркал происходит возвращение излучения в активную среду. Обратная связь позволяет также осуществить многократное прохождение излучения через активную среду и уменьшить ее размеры.

В квантовых усилителях СВЧ-диапазона, называемых мазерами, для обеспечения накачки и взаимодействия сигнала с активной средой применяются как объемные резонаторы, так и замедляющие системы с распределенной по длине активной средой.

**Способы накачки.** Применяются следующие основные способы создания инверсии населенностей.

*Накачка вспомогательным излучением* заключается в нарушении термодинамического равновесия системы воздействием достаточно мощного электромагнитного излучения. Накачка СВЧ-полем используется в квантовых парамагнитных усилителях (мазерах), рассматриваемых в § 13.2, а оптическая накачка — в лазерах (см. § 15.6). Вследствие большой важности способ накачки вспомогательным излучением рассмотрен в общем виде в следующем параграфе.

*Электрическая накачка* происходит в результате прохождения электрического тока через рабочее вещество. Электрическая накачка может быть обеспечена в газе при электрическом разряде (*газоразрядные лазеры*, см. § 15.5) или при прохождении прямого тока через электронно-дырочный переход, созданный на основе вырожденных полупроводников (*инжекционные лазеры*, см. § 15.7).

*Электронная накачка* основана на использовании бомбардировки полупроводника ускоренными электронами (*полупроводниковый лазер с электронной накачкой*, см. § 15.7).

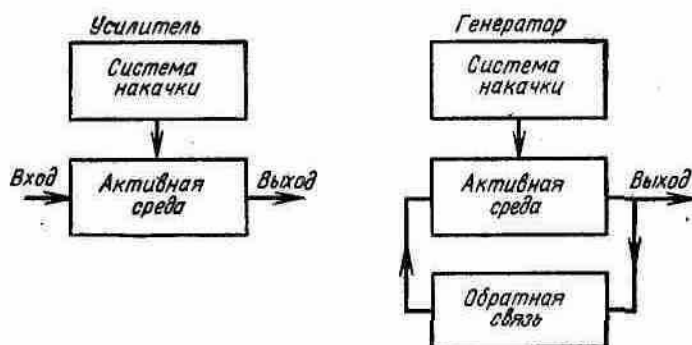


Рис. 12.8

*Химическая накачка* вызывается химическими реакциями веществ. Используются энергетические уровни возбужденных атомов или молекул, образующихся в быстрых химических реакциях, при которых накопление возбужденных частиц происходит быстрее их перехода в основное состояние. Поэтому необходимо применять реакции взрывного типа или реакции во встречных потоках атомов или молекул взаимодействующих веществ (*химические лазеры*).

*Газодинамическая накачка* — способ, основанный на быстром (сверхзвуковом) расширении газа. Происходящее при этом быстрое понижение температуры может привести к инверсии населенностей в трехуровневой системе, если время установления термодинамического равновесия уровней различно. В *газодинамических лазерах* получены самые большие мощности излучения в непрерывном режиме (несколько десятков киловатт).

Накачка *методом сортировки* заключается в пространственном разделении атомов или молекул газа, находящихся в различных энергетических состояниях, с помощью неоднородных электрических и магнитных полей. Метод сортировки широко используется в квантовых стандартах частоты (см. [гл. 14](#)).

### § 12.4. Метод накачки вспомогательным излучением

Этот метод широко используют для создания квантовых различных приборов СВЧ- и оптического диапазонов (квантовый парамагнитный усилитель, рубиновый лазер и др.). В связи с существенными особенностями энергетических уровней веществ, используемых в этих диапазонах, получение инверсной населенности будет рассмотрено отдельно.

**СВЧ-диапазон.** На рис. 12.9 изображена система трех энергетических уровней, частоты энергетических переходов которой соответствуют СВЧ-диапазону. В СВЧ-диапазоне можно считать, что расстояние между энергетическими уровнями  $j$  и  $i$  ( $j > i$ ) с энергиями  $\epsilon_j$  и  $\epsilon_i$  много меньше  $kT$ , т. е.

$$\frac{\epsilon_j - \epsilon_i}{kT} = \frac{h\nu_{ji}}{kT} \ll 1 \quad (12.66)$$

Распределение уровней в состоянии термодинамического равновесия подчиняется закону Больцмана (12.18). Перепишем его в следующем виде:

$$N_{jБ} / N_{iБ} = \exp(-(\epsilon_j - \epsilon_i)/kT) \quad (12.67)$$

После экспоненты в ряд с учетом (12.66)

$$N_{jБ} / N_{iБ} = 1 - (\epsilon_j - \epsilon_i)/kT \quad (12.68)$$

Таким образом, при выполнении условия (12.66) зависимость населенности уровней от энергии может быть представлена отрезком прямой линии.

Предположим, что на вещество воздействует вспомогательное излучение (накачка), частота которого  $\nu_n$  точно равна частоте квантового перехода 3—1:

$$\nu_n = \nu_{31} \quad (12.69)$$

Очевидно, излучение должно вызывать вынужденные переходы только между уровнями 3 и 1, так как  $\nu_n = \nu_{31}$ , и приводить к изменению населенностей этих уровней. Внешнее поле из-за неравенства частот ( $\nu_n \neq \nu_{31}$  и  $\nu_n \neq \nu_{32}$ ) непосредственно на населенность уровня 2 не влияет, так как оно не вызывает вынужденных переходов между уровнями 2—1 или 3—2.

Однако всякое изменение населенностей уровней 3 и 1 будет косвенно приводить к изменению населенности уровня 2, так как имеются спонтанные переходы с уровня 3 на уровни 2 и 1, а также безызлучательные переходы между уровнями как вверх, так и вниз. В СВЧ-диапазоне роль спонтанного излучения невелика, как уже отмечалось в § 12.1 [см. формулу (12.22)]. В то же время влияние безызлучательных переходов, связанных с тепловыми

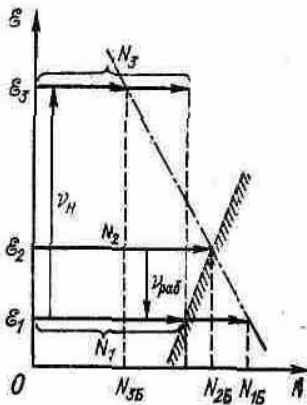


Рис. 12.9

колебаниями, значительно из-за большой вероятности этих переходов при небольшом расстоянии между уровнями в СВЧ-диапазоне. Поэтому можно пренебречь спонтанными переходами.

Пусть  $W_{13}$ ,  $W_{31}$  — вероятности вынужденных переходов (12.10) ( $W_{31} = W_{13}$ ), а  $w_{ji}$ ,  $w_{ij}$  — вероятности безызлучательных переходов между уровнями  $j$  и  $i$ , при этом возможны переходы с уровня  $j$  на  $i$  и, наоборот, с  $i$  на  $j$ .

Сначала мы пренебрегли спонтанными переходами. Теперь сделаем еще одно допущение: предположим, что интенсивность поля накачки настолько велика, что

вероятность вынужденных переходов  $W_{13}$ , пропорциональная этой интенсивности, значительно больше вероятностей любых безызлучательных переходов, т. е.

$$W_{13} > w_{ji}, W_{13} > w_{ij} \quad (12.70)$$

При этом допущении пару уровней 1 и 3 можно рассматривать как изолированную двухуровневую систему, на которую воздействует сильное внешнее поле с частотой, равной частоте перехода. Такое воздействие проанализировано в § 12.3. При сильном поле произойдет выравнивание населенностей уровней 1 и 3 ( $N_1 = N_3$ ), т. е. насыщение квантового перехода. Это выравнивание показано на рис. 12.9. Населенность уровня 1 уменьшилась ( $N_1 < N_{1Б}$ ), а уровня 3 увеличилась ( $N_3 > N_{3Б}$ ). При насыщении перехода

$$N_1 = N_3 = (N_{1Б} + N_{3Б})/2.$$

Населенность уровня 2 на рис. 12.9 предполагается неизменной ( $N_2 = N_{2Б}$ ) для большей наглядности объяснения способа получения инверсии населенностей. В этом случае сразу видно, что  $N_3 > N_2$ , т. е. имеется инверсия населенностей в верхней паре уровней.

Изменение населенности уровня 2 можно учесть следующим образом. В стационарном состоянии устанавливаются такие значения населенностей уровней  $N_1$ ,  $N_2$  и  $N_3$ , при которых обеспечивается динамическое равновесие: насколько в единицу времени, например, увеличивается населенность уровня 2 из-за переходов с других уровней, настолько она уменьшается вследствие переходов, с этого уровня на другие. Мы пренебрегаем спонтанными переходами, поэтому прирост населенности уровня 2 вследствие безызлучательных переходов с уровня 3 составит  $N_3 w_{32}$ , а с уровня 1 —  $N_1 w_{12}$ . Аналогично убыль из-за безызлучательных переходов с самого уровня 2 на уровни 1 и 3 составит  $N_2 w_{21}$  и  $N_2 w_{23}$  соответственно. Таким образом, в стационарном состоянии

$$N_3 w_{32} + N_1 w_{12} = N_2 w_{21} + N_2 w_{23}. \quad (12.71)$$

Считая, что в переходе 3—1 наступило насыщение ( $N_1 = N_3$ ), из (12.71) получаем

$$N_3/N_2 = (w_{23} + w_{21}) / (w_{12} + w_{32}) \quad \bullet \quad (12.72)$$

Напомним, что в СВЧ-диапазоне вероятности безызлучательных переходов для каждого уровня связаны приближенными формулами (12.24), т. е.

$$w_{12} = w_{21}(1 - hv_{21}/kT); \quad w_{23} = w_{32}(1 - hv_{32}/kT).$$

Подставляя эти величины в (12.72), получаем

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{w_{32} + w_{21} - w_{32}hv_{32}/kT}{w_{32} + w_{21} - w_{21}hv_{21}/kT}.$$

Это соотношение позволяет найти условие получения инверсии населенностей в переходе 3—2. Очевидно, что  $N_3 > N_2$  только при

$$w_{21}(hv_{21}/kT) > w_{32}(hv_{32}/kT)$$

или

$$w_{21} / w_{32} > v_{32} / v_{21}. \quad (12.73)$$

Условие получения инверсии населенности (12.73) можно пояснить следующим образом.

При выбранных  $v_{21}$  и  $v_{32}$  увеличение  $w_{21}$  означает, что растет число безызлучательных переходов с уровня 2 на уровень 1, т. е. более интенсивно уменьшается населенность уровня 2. Последнее облегчает получение инверсной населенности между уровнями 3 и 2. Соответственно выполнению неравенства (12.73) способствует уменьшение  $w_{32}$ . В этом случае уменьшается число безызлучательных переходов с уровня 3 на уровень 2, что благоприятствует получению инверсии населенности в этой паре уровней. Другими

словами, время жизни верхнего уровня 3 рассматриваемого перехода должно быть больше времени жизни нижнего уровня 2 этого перехода.

Поясним влияние соотношения частот переходов (см. рис. 12.9). Если поле накачки достаточно велико, то наблюдается насыщение перехода 3—1, т. е.  $N_1=N_3$ . При смещении уровня 2 вверх происходит в соответствии с законом Больцмана (12.67) уменьшение населенности уровня  $N_{2б}$ . При наличии поля накачки населенность уровня 2 изменяется из-за безызлучательных переходов. Если предположить, что населенность этого уровня остается неизменной, то при его смещении вверх, т. е. при увеличении  $\nu_{21}$  и уменьшении  $\nu_{32}$ , разность  $N_3 - N_2$  возрастает. В частном случае, когда уровень 2 находится точно в середине между верхним и нижним уровнем ( $\nu_{21} = \nu_{32}$ ), не должно быть инверсии населенности:  $N_1=N_2=N_3$  и наступает насыщение обоих переходов системы.

Если уровень 2 оказывается ниже середины ( $\nu_{21} < \nu_{32}$ ), то при насыщении перехода 3—1 ( $N_1=N_3$ )  $N_2$  окажется больше  $N_1$  и наступит состояние инверсии населенности в переходе 2—1. Однако в этом случае для получения инверсии населенности необходимо выполнить условие, аналогичное (12.73):

$$w_{21} / w_{32} < \nu_{32} / \nu_{21} \quad (12.74)$$

Таким образом, инверсия населенности в переходе 3—2 наступает, если  $\nu_{21} > \nu_{32}$ , а в переходе 2—1 при  $\nu_{21} < \nu_{32}$  и исчезает при  $\nu_{21} = \nu_{32} = \nu_{31}/2 = \nu_H/2$ . Следовательно, можно сделать общий вывод: для получения инверсии населенности необходимо, чтобы частота поля накачки  $\nu_H$  более чем в 2 раза превышала частоту перехода, в котором создается инверсия населенности (рабочий переход):

$$\nu_H > 2 \nu_{раб} \quad (12.75)$$

Метод вспомогательного излучения (поля) может быть использован и в четырехуровневой системе, при этом возможны различные варианты.

На рис. 12.10,а показана четырехуровневая система, в которой накачка производится одновременно на частотах двух переходов с помощью двух генераторов с частотами  $\nu_{H1} = \nu_{31}$  и  $\nu_{H2} = \nu_{42}$ . Под действием поля с частотой  $\nu_H$  увеличивается населенность уровня 3, а под действием поля с частотой  $\nu_{H2}$  уменьшается населенностей уровней 3 и 2 рабочего перехода.

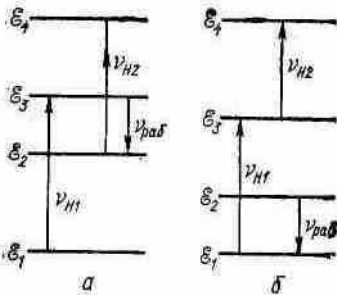


Рис. 12.10

Таким образом, четырехуровневая система более эффективна, чем трехуровневая, где поле накачки изменяет лишь населенность одного уровня рабочего перехода.

На рис. 12.10,б приведена четырехуровневая система, в которой частота первого генератора накачки равна частоте перехода 1—3, второго — частоте перехода 3—4. Так как  $\nu_{H1} = \nu_{31}$ , то населенность уровня 1 уменьшается, а уровня 3 — увеличивается. Воздействие поля с частотой  $\nu_{43}$  приводит к уменьшению населенности уровня 3, а, следовательно, к уменьшению числа переходов с уровня 3 на уровень 1. Последнее обеспечивает получение меньшей населенности нижнего уровня 1, чем в трехуровневой системе.

Необходимо отметить, что в частном случае, когда положение уровней таково, что  $\nu_{31} = \nu_{42}$  (см. рис. 12.10,а) или  $\nu_{31} = \nu_{43}$  (см. рис. 12.10,б),  $\nu_{H1} = \nu_{H2}$  и возможно применение одного СВЧ-генератора для осуществления накачки.

**Оптический диапазон (оптическая накачка).** В оптическом диапазоне возрастает роль спонтанного излучения. Кроме того, по формуле (12.23) вероятность безызлучательных переходов  $w_{ji}$  с верхнего уровня  $j$  на нижний  $i$  значительно больше вероятности обратного безызлучательного перехода  $w_{ij}$ , так как  $h\nu_{ji} / kT \gg 1$ . Поэтому безызлучательными переходами снизу вверх ( $i \rightarrow j$ ) можно пренебречь.

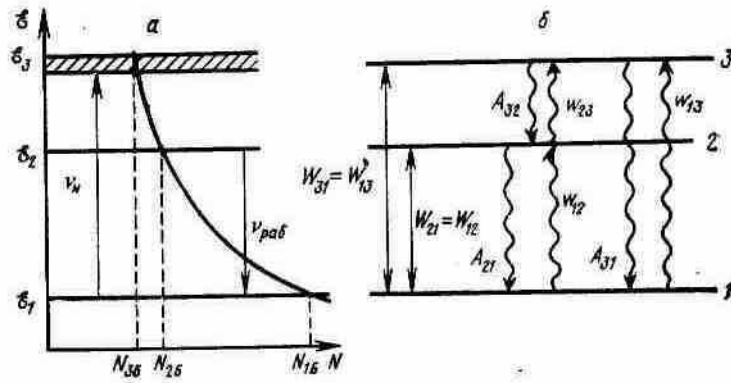


Рис. 12.11

Рассмотрим процесс получения инверсии населенностей в трехуровневой системе, показанной на **рис. 12.11**.

Верхний уровень 3 изображен широким, так как это характерно для применяемых в лазерах твердых веществ, например рубина. Обычно самопроизвольные переходы с уровня 3 на уровень 1 спонтанные с вероятностью  $A_{31}$ , в то время как переходы  $3 \rightarrow 2$  безызлучательные с вероятностью  $w_{32}$ . Переходы  $2 \rightarrow 1$  обычно также безызлучательные с вероятностью  $w_{21}$ .

Найдем условия, при которых в переходе  $2 \rightarrow 1$  возможно получение инверсии населенности ( $N_2 > N_1$ ), при воздействии света (оптической накачки) на переход  $3 \rightarrow 1$  ( $\nu_n = \nu_{31}$ ). Уравнения баланса (кинетические уравнения) с учетом сделанных замечаний о вероятностях переходов имеют вид:

$$\begin{aligned} dN_3/dt &= -N_3(W_{31} + w_{32} + A_{21}) + N_1W_{13}; \\ dN_2/dt &= -N_2A_{21} + N_3w_{32}; \\ dN_1/dt &= -N_1W_{13} + N_2A_{21} + N_3(W_{31} + A_{31}), \end{aligned} \quad (12.76)$$

где  $W_{13}$  и  $W_{31}$  — вероятности вынужденных переходов ( $W_{13} = W_{31}$ ).

Сумма населенностей остается постоянной:

$$N_1 = N_2 = N_3 = N \quad (12.77)$$

В стационарном режиме

$$dN_1/dt = dN_2/dt = dN_3/dt = 0,$$

поэтому из (12.76)

$$\begin{aligned} -N_3(W_{31} + w_{32} + A_{21}) + N_1W_{13} &= 0; \\ N_2A_{21} - N_3w_{32} &= 0; \\ -N_1W_{13} + N_2A_{21} + N_3(W_{31} + A_{31}) &= 0. \end{aligned} \quad (12.78)$$

Используя первые два уравнения системы (12.78) и (12.77), можно определить  $N_1$  и  $N_2$ :

$$N_2 = N \frac{W_{13}w_{32}}{A_{21}(W_{13} + w_{32} + A_{31}) + W_{13}(w_{32} + A_{21})} \quad (12.79)$$

$$N_1 = N \frac{A_{21}(W_{13} + w_{32} + A_{31})}{A_{21}(W_{13} + w_{32} + A_{31}) + W_{13}} \quad (12.80)$$

Из первого уравнения системы (12.78)

$$N_3 = N_1 \frac{W_{13}}{W_{13} + w_{32} + A_{31}} \quad (12.81)$$

Подставляя  $N_1$  из (12.80), получаем

$$N_3 = N \frac{W_{13} A_{21} (W_{13} + w_{32} + A_{31})}{A_{21} (W_{13} + w_{32} + A_{31}) + W_{13} (w_{32} + A_{21})} \quad (12.82)$$

Из (12.79) и (12.80) найдем отношение

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{W_{13} w_{32}}{A_{21} (W_{13} + w_{32} + A_{31})} \quad (12.83)$$

Следовательно, для получения инверсии населенностей в переходе 2—1 ( $N_2 > N_1$ ) необходимо выполнить условие

$$W_{13} w_{32} > A_{21} (W_{13} + w_{32} + A_{31}) \quad (12.84)$$

или же это условие в ином виде:

$$W_{13} (w_{32} - A_{21}) > A_{21} (w_{32} + A_{31}) \quad (12.85)$$

Очевидно, что это общее условие можно выполнить при выполнении частных условий:

$$w_{32} \gg A_{32} \quad (12.86)$$

$$w_{32} \gg A_{21} \quad (12.87)$$

Условие  $w_{32} > A_{31}$  означает, что вероятность безызлучательных переходов частиц с уровня 3 на уровень 2 значительно превышает вероятность спонтанных переходов с уровня 3 на уровень 1. При этом условии основная часть частиц, перешедших под действием поля накачки с уровня 1 на уровень 3, будет переходить на уровень 2, вызывая увеличение населенности уровня 2 и облегчая получение инверсии населенностей в квантовом переходе 2—1.

Смысл условия  $w_{32} > A_{21}$  в том, что вероятность спонтанных переходов с уровня 2 на уровень 1 должна быть настолько малой, чтобы прирост населенности уровня 2 вследствие безызлучательных переходов 3→2 превышал убыль населенности из-за спонтанных переходов с уровня 2 на уровень 1. Таким образом, условие (12.87) также способствует получению инверсии населенностей.

Используя условия (12.86) и (12.87), можно переписать общее условие (12.85) в более простом виде:

$$W_{13} > A_{21}. \quad (12.88)$$

В соответствии с (12.10) вероятность  $W_{13} = B_{13} u_{\text{вн}}$ , т. е. пропорциональна коэффициенту Эйнштейна и плотности энергии поля накачки. Поэтому условие (12.88) определяет минимальную мощность поля накачки, необходимую для получения инверсий населенности в переходе 2—1 при данной величине  $A_{21}$ . Чем меньше вероятность



спонтанных переходов  $A_{21}$  (больше время жизни уровня 2), тем меньше требуется вынужденных переходов, а следовательно, и мощность поля накачки для создания инверсии населенностей.

Необходимо обратить внимание на недостаток трехуровневой системы оптического диапазона. Из-за большого расстояния между уровнями ( $h\nu \gg kT$ ) населенность верхнего уровня перехода в состоянии термодинамического равновесия много меньше населенности нижнего уровня. При воздействии поля накачки населенность уровня 3 растет, а уровня 1 падает. Вообще говоря, при бесконечно большой плотности поля накачки в изолированной паре уровней 3 и 1 должно наступить насыщение ( $N_3 = N_1$ ,  $N_3 > N_{3Б}$ ,  $N_1 < N_{1Б}$ ). Однако при реальных плотностях поля накачки, создаваемого источниками света, переход далек от насыщения. Другими словами, несмотря на рост  $N_3$  и убывание  $N_1$ , сохраняется соотношение  $N_3 \ll N_1$ , характерное для термодинамического равновесия. Поэтому можно считать, что  $N_1 + N_2 \approx N$ , а когда наступит насыщение перехода 2—1, то  $N_1 = N_2 \approx N/2$ . И только при дальнейшем росте поля накачки появится инверсия населенностей ( $N_2 \gg N_1$ ). Таким образом, в трехуровневой системе требуется большая мощность накачки, при этом значительная часть ее тратится лишь на уравнивание населенностей уровней рабочего перехода (уровней 2 и 1).

От рассмотренного недостатка свободна четырехуровневая система, как на рис. 12.10,а, в которой рабочим переходом служит переход 3—2, а частота поля накачки соответствует переходу 4—1. Под действием поля накачки происходят вынужденные переходы с уровня 1 на уровень 4. С уровня 1 на уровень 3 происходят безызлучательные переходы с большой вероятностью. Важной особенностью четырехуровневой системы в оптическом диапазоне является то, что  $h\nu_{21} \gg kT$ . Поэтому населенность уровня 2 в состоянии термодинамического равновесия по закону Больцмана (12.67) много меньше населенности уровня 1. В данном случае для выравнивания населенности уровней 2 и 3 и получения инверсии населенностей требуется малая мощность накачки.

## Глава 13 КВАНТОВЫЕ ПАРАМАГНИТНЫЕ УСИЛИТЕЛИ СВЧ (КПУ)

### § 13.1. Энергетические уровни парамагнитных веществ

Квантовые парамагнитные усилители (КПУ)—это СВЧ-приборы, в которых используются энергетические уровни парамагнитных веществ.

В свободном атоме при условии так называемой нормальной (спин-орбитальной связи) орбитальные моменты количества движения электронов незаполненной оболочки совместно образуют общий орбитальный момент количества движения атома с квантовым числом  $L$ .

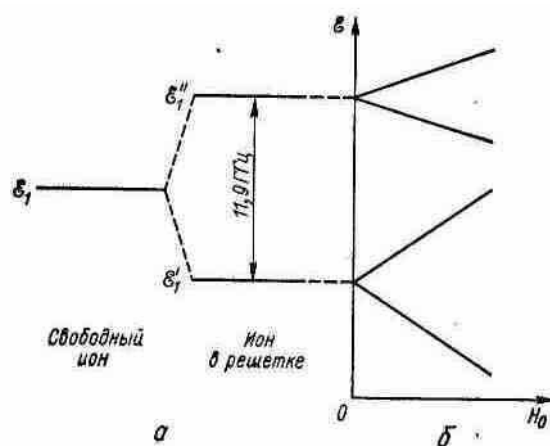


Рис. 13.1

Аналогично спиновые моменты электронов этой оболочки дают спиновый момент атома с квантовым числом  $S$ . Орбитальный и спиновый моменты образуют полный момент  $J$  количества движения атома, который также квантован.

Магнитные свойства свободного парамагнитного атома (иона) полностью определяются квантовыми числами  $L$ ,  $S$ ,  $J$ . В магнитном поле с напряженностью  $H_0$  происходит расщепление энергетических уровней (эффект Зеемана). Основной уровень энергии расщепится на  $(2J+1)$  подуровней с интервалами

$$\Delta E = g \mu_B H_0, \quad (13.1)$$

где  $g$  — коэффициент или фактор Ланде, определяемый числами  $L$ ,  $S$ ,  $J$ ;  $\mu_B$  — магнетон Бора. При  $L=0$  магнитный момент атома имеет чисто спиновое происхождение и  $g=2$ .

На парамагнитный ион, находящийся в кристаллической решетке, дополнительно действует внутрискристаллическое электрическое поле, которое изменяет систему уровней. Уровень энергии с квантовым числом  $L$  расщепляется на несколько уровней.

В квантовых парамагнитных усилителях обычно используется рубин. Кристаллы рубина — соединение  $Al_2O_3$  (корунд), в котором часть атомов алюминия (около 0,1%) замещена атомами хрома. В кристаллической решетке вместо некоторых диамагнитных ионов алюминия  $Al^{3+}$  находятся парамагнитные ионы  $Cr^{3+}$ .

Ион хрома  $Cr^{3+}$  имеет основной уровень с квантовыми числами  $S=3/2$ ,  $L=3$ ,  $J=3/2$  и  $(2J+1)$  или 4 зеемановских уровня. Вследствие сильного влияния внутрискристаллического

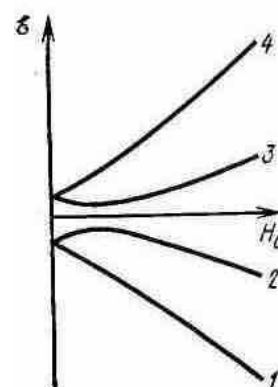


Рис. 13.2

электрического поля основной уровень  $E_1$  оказывается расщепленным на два уровня  $E'_1, E''_1$ , отстоящих по частоте на 11,9 ГГц (рис. 13.1,а). При обычных температурах практически все ионы  $\text{Cr}^{3+}$  находятся на двух нижних уровнях  $E'_1, E''_1$ , отличающихся абсолютной величиной проекции магнитного момента на направление внутрикристаллического поля  $E_{\text{кр}}$ . Каждому уровню энергии иона соответствуют два состояния иона, имеющие одинаковую энергию, но отличающиеся знаками проекции магнитного момента иона на  $E_{\text{кр}}$ . Во внешнем магнитном поле  $H_0$  происходит расщепление каждого уровня иона хрома на два подуровня, а разность энергий подуровней зависит от величины поля (рис. 13.1,б). Таким образом, в рубине, находящемся в постоянном магнитном поле, из двух нижних уровней образуются четыре уровня, частоты квантовых переходов между которыми соответствуют СВЧ-диапазону. Следует отметить, что расстояния между магнитными подуровнями зависят не только от магнитного поля, но и от угла между направлением магнитного поля и осью кристалла

Например, на рис. 13.2 показана схема энергетических уровней в рубине при угле ориентации  $54^\circ 44'$ . Этот угол интересен тем, что при нем расстояния между уровнями 1,3 и уровнями 2,4 равны ( $\nu_{31}=\nu_{42}$ ) и поэтому возможно применение одного генератора накачки для воздействия на обе пары уровней (см. рис. 12.10,а).

### § 13.2. Получение инверсии населенностей в парамагнитном веществе

В КПУ для создания инверсии населенности используют метод вспомогательного излучения в системе трех или четырех уровней, описанный в § 12.4. Остановимся на некоторых деталях.

В состоянии равновесия распределение населенностей спиновых уровней парамагнитного вещества подчиняется закону Больцмана (12.18). Процесс возвращения системы к равновесному состоянию после прекращения внешнего воздействия называют *процессом релаксации*. При рассмотрении процесса релаксации в парамагнитных веществах в диапазоне СВЧ необходимо учитывать безызлучательные переходы, происходящие в результате внутренних взаимодействий в системе частиц.

В результате внутренних взаимодействий возможно как увеличение, так и уменьшение энергии парамагнитных ионов (переходы вверх и вниз). Изменение энергии иона соответствует изменению ориентации спинового момента.

В парамагнитных веществах различают спин-решеточную и спин-спиновую релаксации.

*Спин-решеточная релаксация* связана с влиянием тепловых колебаний кристаллической решетки на ориентацию спиновых моментов, с обменом энергии между решеткой и системой спинов без излучения. Вместо вероятностей безызлучательных переходов, использованных при рассмотрении изменения населенности уровней в § 12.4, можно ввести время спин-решеточной релаксации переходов  $T_{c-p,ji}$ , которые характеризуют время возвращения к состоянию равновесия уровней перехода  $j \rightarrow i$ :

$$T_{c-p,ji} = 1/(w_{ji} + w_{ij}) \quad (13.2)$$

В СВЧ-диапазоне  $w_{ji}$  и  $w_{ij}$  по формуле (12.24) мало отличаются, поэтому

$$T_{c-p,ji} \approx 1/2 w_{ji} \quad (13.3)$$

Соответственно условие получения инверсной населенности (12.73) может быть выражено через время спин-решеточной релаксации:

$$\frac{\nu_{21}}{T_{c-p,21}} > \frac{\nu_{32}}{T_{c-p,32}} \quad (13.4)$$

Для получения инверсной населенности необходимо, чтобы время спин-решеточной релаксации рабочего перехода  $T_{c-p,32}$  было бы значительно больше времени спин-решеточной релаксации другого перехода  $T_{c-p,21}$ .

*Спин-спиновая релаксация* связана с взаимодействием спиновых моментов. Для описания этого процесса вводится понятие времени спин-спиновой релаксации  $T_{c-c}$ . Обычно в твердых телах  $T_{c-c} \ll T_{c-p}$ . Для применяемых парамагнитных веществ  $T_{c-p} = 10^{-1} - 10^{-3}$  с, а  $T_{c-c} \approx 10^{-8}$  с.

Величины  $T_{c-p}$  и  $T_{c-c}$  имеют смысл времени жизни в возбужденном состоянии и должны быть связаны с шириной энергетических уровней и спектральной линии (см. [§ 12.2](#)).  $T_{c-c} \ll T_{c-p}$ , поэтому ширина линии, в основном, определяется спин-спиновой релаксацией.

### § 13.3. Разновидности КПУ и их параметры

**Резонаторные КПУ.** В КПУ этого типа парамагнитный кристалл помещен в объемный резонатор. На рис. 13.3 показаны отражательный и проходной резонаторные КПУ.

В отражательном КПУ сигнал с помощью циркулятора направляется в резонатор, где находится парамагнитный кристалл. К резонатору также подводится энергия от генератора накачки для получения инверсии населенностей. Мощность сигнала в резонаторе увеличивается в результате вынужденных переходов. Усиленная волна сигнала с помощью циркулятора направляется в приемник. Приходящую в резонатор волну  $1$  сигнала можно считать падающей, а выходящую  $2$  (усиленную)—отраженной от резонатора. Соотношение между амплитудами этих волн должно зависеть от степени инверсии парамагнитного вещества. Неотражающая нагрузка в плече циркулятора между

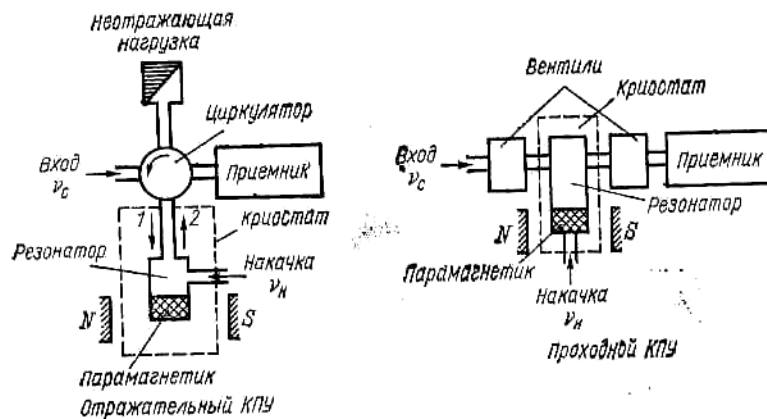


Рис. 13.3

приемником и источником сигнала необходима для поглощения волны сигнала, отраженной от приемника, если на его входе недостаточно хорошее согласование. Попадание сигнала из приемника в месте присоединения источника сигнала может привести к самовозбуждению КПУ.

В проходном КПУ отсутствуют циркулятор и неотражающая нагрузка, так как используется проходящая через резонатор волна. Для получения волны одного направления используют вентили.

Особенность резонатора КПУ состоит в том, что он должен возбуждаться на двух сильно отличающихся частотах — частоте сигнала  $\nu_c$ , равной частоте рабочего квантового перехода  $\nu_{\text{раб}}$  (см. рис. 12.9), и частоте накачки  $\nu_k$ .

Наиболее простой расчет резонаторных КПУ основан на том, что выделение в результате вынужденных переходов энергии можно представить как отрицательное затухание, которое компенсирует собственные потери в резонаторе. Таким образом, если известен способ определения отрицательного затухания, то задача сводится к расчету электрических цепей.

В отсутствие парамагнитного вещества объемный резонатор можно представить колебательным контуром с индуктивностью  $L_0$  и емкостью  $C_0$  и сопротивлением потерь в стенках  $R_0$  (рис. 13.4). Пусть объем резонатора частично или полностью заполнен парамагнитным веществом. Диэлектрические свойства вещества влияют на емкость резонатора, но будем считать, что дополнительная емкость учтена в величине  $C_0$ . Магнитные свойства вещества должны влиять на индуктивность, так как последняя характеризует способность колебательной системы запасать магнитную энергию. Наличие парамагнитного вещества можно рассматривать как частичное или полное «погружение» индуктивности резонатора  $L_0$  в магнитную среду.

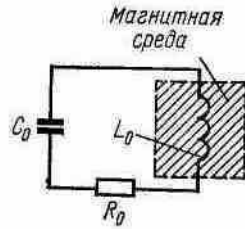


Рис. 13.4

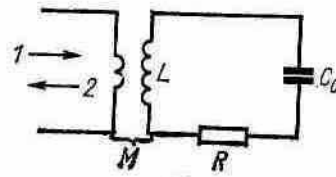


Рис. 13.5

Эквивалентная схема отражательного КПУ приведена на **рис. 13.5**. Усиливаемый 1 и усиленный 2 сигналы в волноводной линии распространяются в противоположных направлениях, так как усиленный сигнал можно рассматривать как волну, отраженную от резонатора. Коэффициент усиления по напряжению определяется модулем коэффициента отражения, а по мощности — квадратом модуля.

В КПУ вследствие использования активной среды наблюдается регенеративный эффект, при котором с ростом коэффициента усиления должно происходить уменьшение активного сопротивления  $R$  контура, повышение добротности и уменьшение полосы пропускания. Частотная зависимость коэффициента усиления по мощности  $K_{y(P)}$  и полоса пропускания КПУ определяются зависимостью от частоты коэффициента отражения. Обычно

$$\sqrt{K_{y(P)}} \cdot \Delta f_{\text{КПУ}} = (50 - 300) \text{ МГц}$$

Полоса пропускания КПУ оказывается сравнительно узкой. Практически произведение полосы пропускания КПУ на коэффициент усиления остается постоянным. Произведение увеличивается, если применить дополнительные резонаторы или корректирующие элементы.

**Проходной резонаторный КПУ.** Все рассуждения, приведенные для отражательных резонаторных КПУ, применимы и для проходного резонаторного КПУ. Расчеты показывают, что произведение коэффициента усиления на полосу в этом КПУ в два раза меньше, так как при равных коэффициентах связи резонатора с входной и выходной линиями в каждую линию уходит половина мощности

**КПУ с бегущей волной (КУБВ).** КУБВ представляет собой усилитель распределенного типа, в котором взаимодействие электромагнитного поля с активным веществом происходит в процессе распространения волны по волноводной линии, заполненной активным веществом, или по замедляющей системе, вдоль которой распределено активное вещество. Схема КУБВ с замедляющей системой показана на **рис. 13.6**. В результате воздействия поля накачки парамагнитное вещество становится активным, и это эквивалентно введению в систему

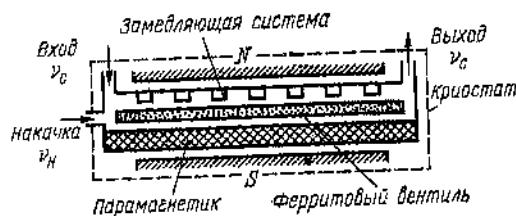


Рис. 13.6

отрицательного сопротивления. По мере распространения сигнала по замедляющей системе его амплитуда непрерывно увеличивается за счет энергии, выделяемой при вынужденных переходах.

В § 12.3 рассматривалось взаимодействие бегущей волны с активным веществом и было показано, что рост мощности сигнала происходит по экспоненциальному закону (12.50a):

$$P(z) = P(0) \exp(\alpha(v)z),$$

где  $P(0)$  и  $P(z)$  — мощность сигнала на входе и в точке с координатой  $z$ ,  $\alpha$  — показатель усиления. Коэффициент усиления при длине активного вещества  $z=l$ :

$$K_{y(P)} = P(l)/P(0) = \exp(\alpha l), \quad (13.5)$$

$\alpha$  максимальный коэффициент усиления наблюдается на частоте сигнала, равной центральной частоте перехода  $\nu_0$ , при которой коэффициент  $\alpha$  определяется по формуле (12.49):

$$K_{y(P)\text{макс}} = \exp[\alpha(\nu_0)l] \quad (13.6)$$

Коэффициент усиления зависит от разности населенности энергетических уровней, длины вещества и групповой скорости волны  $\psi_g$ . С уменьшением  $\psi_g$  усиление растет. Применение периодических замедляющих систем позволяет уменьшить групповую скорость. В ЛБВ и других электронных СВЧ-приборах с длительным взаимодействием требовалось замедление фазовой скорости до величины, удовлетворяющей условию синхронизма. В КПУ нет условия синхронизма, а необходимо получить возможно меньшую групповую скорость, чтобы увеличить время взаимодействия поля с активным веществом при выбранной длине  $l$ . Однако трудно получить коэффициент замедления групповой скорости более 100.

Полоса пропускания КУБВ должна определяться частотной зависимостью величины  $\exp(\alpha l)$  в (13.5), где  $\alpha(v)$  — функция частоты. Ширина полосы пропускания в КПУ с бегущей волной также зависит от коэффициента усиления, т. е. с ростом  $K_{y(P)\text{макс}}$  полоса уменьшается. Однако зависимость полосы от коэффициента усиления в КУБВ слабее. При одинаковом коэффициенте усиления в КУБВ полоса может быть во много раз больше, чем в резонаторном КПУ. Это преимущество КУБВ практически исчезает в миллиметровом диапазоне. Расчеты показывают, что в этом случае полосы пропускания КУБВ и многорезонаторных КПУ сравнимы. Сделанные выводы справедливы только в режиме бегущей волны. Для этого усилитель должен обладать невзаимным однонаправленным усилением волны, идущей от входа к выходу. Отраженная от выхода волна должна быть поглощена, чтобы не произошло самовозбуждения.

**Шумы квантовых парамагнитных усилителей.** Шумы квантовой системы обусловлены спонтанными переходами. Спектральная плотность мощности спонтанного излучения при термодинамическом равновесии равна спектральной плотности излучения абсолютно черного тела, находящегося при температуре  $T$ , определяется формулой Планка:

$$P_{c.n}(\nu) = \frac{h\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (13.7)$$

При условии

$$h\nu/kT \ll 1 \quad (13.8)$$

справедливом для низких частот и не очень низких абсолютных температур, выражение (13.7) можно привести к обычной широко используемой в диапазоне радиочастот формуле:

$$h\nu/kT \ll 1 \quad (13.9)$$

Эта формула относится к полосе частот 1 Гц. Мощность шума в полосе  $\Delta f$ , очевидно, равна

$$P_{c.n}(v) = P_{c.n}(v)\Delta f = kT\Delta f \quad (13.10)$$

Из формулы (13.10) следует, что шум, создаваемый квантовой системой без инверсии населенностей, можно представить как тепловой шум некоторого резистора с положительным сопротивлением  $R$ , находящемся при положительной температуре  $T$ . Поэтому спектральная плотность шума равна квадрату шумового напряжения, определяемого формулой

$$\overline{E}_v^2 = 4RP_{c.n}(v) \approx 4kTR \quad (13.11)$$

Можно убедиться, что формула (13.11) справедлива и для активной среды, у которой  $R$  отрицательно, а  $T$  равна температуре перехода  $T_n$ , определяемой из формулы (12.52). Температура  $T_n$  при инверсии населенностей отрицательна. Сопротивление  $R$  пропорционально разности  $(N_1 - N_2) < 0$ . Произведение  $RT$  в (13.11) остается положительным и пропорциональным населенности  $N_2$ , определяющей число спонтанных переходов. Поэтому считается, что для расчета шумовых характеристик активной квантовой среды можно использовать обычные формулы, но только вместо положительной температуры среды необходимо подставить отрицательную температуру квантового перехода, а вместо сопротивления  $R$  — отрицательное сопротивление активной среды.

В резонаторном КПУ шумы определяются двумя компонентами: спонтанным излучением вещества и сопротивлением потерь в резонаторе. Расчеты показывают, что при условии аналогичном (13.8) и пренебрежении малыми потерями в резонаторе при низкой температуре получается равенство шумовой температуры абсолютному значению температуры перехода (12.52):

$$T_{ш} \approx |T_n| \quad (13.12)$$

При достаточно сильной инверсии, когда в (12.52)  $N_2$  значительно больше  $-N_1$ , температура перехода меньше температуры вещества, а следовательно, и шумовая температура  $T_{ш}$  может быть значительно меньше температуры вещества, например ниже температуры жидкого гелия. Но формула (13.12) справедлива при  $h\nu/k |T_n| \ll 1$ . В случае очень низких температур, когда  $(h\nu/k |T_n|) \gg 1$ , т. е. почти все частицы находятся на верхнем уровне, дополнительное рассмотрение приводит к формуле

$$T_{ш} \approx h\nu/k. \quad (13.13)$$

Это минимально возможное значение температуры шума в КПУ.

Температуру шумов проходного КПУ вычисляют аналогично. Однако из-за особенности схемы шумовая температура при максимальном коэффициенте усиления в два раза выше, чем в однорезонаторном КПУ с тем же объемным резонатором. В КПУ с бегущей волной кроме спонтанного излучения вещества учитываются шумы, связанные с потерями в замедляющей системе.

Независимо от типа КПУ температура шумов, связанных со спонтанным излучением, очень мала, порядка рабочей температуры парамагнитного вещества (жидкого гелия) и даже меньше. Низкий уровень этих шумов объясняется тем, что вероятность спонтанных переходов, зависящая от куба частоты, в радиодиапазоне по сравнению с оптическим диапазоном незначительна. В реальных условиях шумовая температура определяется шумами источника сигнала и элемента волноводного тракта на входе. Общая шумовая температура в КПУ с бегущей волной составляет 5—10 К при температуре жидкого гелия. В резонаторных КПУ шумовая температура выше: 20—100 К.



### 13.4. Особенности устройства и применения КПУ

Упрощенные схемы устройства КПУ рассмотрены в § 13.3. Отметим некоторые особенности конструкции резонатора или замедляющей системы, системы охлаждения рабочего вещества и магнита.

Конструкция резонатора зависит от свойств кристалла и от рабочего диапазона волн. Обычно используют полосковые резонаторы, так как их удобно располагать между полюсами магнита. В таких резонаторах также проще получить большой коэффициент заполнения рабочим веществом. Замедляющие системы обычно выполняют в виде штырей, расположенных в волноводе. Система обладает большим замедлением групповой скорости, широкополосностью, малыми потерями.

Охлаждение КПУ до очень низких температур увеличивает время спин-решеточной релаксации и облегчает получение инверсии населенности. Кроме того, с понижением температуры уменьшается уровень шумов. Большинство КПУ работает при температуре жидкого гелия 4,2 К при атмосферном давлении и 1,5—2 К при откачке паров гелия до давления 500—2100 Па, но есть КПУ с температурой жидкого азота или кислорода. Для охлаждения до температуры жидкого гелия используют двойные стеклянные сосуды (дюары). Внешний сосуд заполняется жидким азотом, а внутренний — жидким гелием.

Магнитное поле необходимо в КПУ для расщепления энергетических уровней и должно быть достаточно однородным и стабильным. В некоторых КПУ применяют магниты со сверхпроводящими обмотками.

КПУ с очень низким уровнем шумов используют в качестве высокочувствительных СВЧ-усилителей в радиоастрономии, космической связи, радиолокации и в различных лабораторных исследованиях. Однако преимущество по чувствительности можно реализовать только при одновременном уменьшении уровня шумов в СВЧ-тракте перед

Таблица 10

Параметры некоторых КПУ

Длина волны, см	Рабочее вещество	Длина волны накачки, см	Тип КПУ	Коэффициент усиления, дБ	Полоса пропускания, МГц	Диапазон настройки, МГц	Шумовая температура, К	Магнитное поле, Т
3,2	Рубин	1,25	9-резонаторный	33	15	15	18	0,4
3,2	"	1,25	15-резонаторный	20	20	230	12—13	0,4
3,55	"	1,37	Бегущей волны	30—40	17	140	18	0,4
0,82	"	0,4	То же	25	20	1000	40	1,3 (Сверхпроводящий магнит)
0,8	Рутыл с хромом	0,4	"	17—22	75	4600	20	1,3

КПУ, например, применяя охлаждаемые циркуляторы и другие элементы. КПУ для усиления большого сигнала непригодны из-за эффекта насыщения рабочего квантового перехода вещества. Насыщение, приводящее к уменьшению коэффициента усиления, наступает при малых уровнях сигнала ( $10^{-8}$ — $10^{-5}$  Вт), однако динамический диапазон входных сигналов остается чрезвычайно большим из-за малого уровня шумов, достигающего в отдельных КПУ с бегущей волной до 3,5 дБ.

Режим насыщения для КПУ неопасен, но в ряде применений он недопустим из-за большого времени восстановления нормального режима усиления после прекращения сильного воздействия. Время восстановления сравнимо с временем парамагнитной релаксации. В качестве рабочего вещества используют рубин. На более

высоких частотах (в миллиметровом диапазоне) применяют рутил с примесью хрома или железа, для которого требуется меньшее магнитное поле. Время восстановления в КПУ с рубином порядка  $10^{-2}$  с, а с рутилом  $10^{-3}$  с.

Обычно полоса пропускания КПУ составляет 15—20 МГц. Увеличение полосы достигается в простейшем случае искусственным уширением спектральной линии вещества или коррекцией частотной характеристики СВЧ-тракта. Наиболее эффективным оказался способ уширения линии созданием неоднородного магнитного поля по длине или поперечному сечению вещества. В простейшем случае применяют два участка с различным полем. Например, достигнута полоса 150 МГц при коэффициенте усиления 25 дБ и ожидается получение полосы до 500 МГц. Очевидно, что в этом способе требуется применение генераторов накачки с разными частотами (по числу участков) или с частотной; модуляцией (при непрерывном изменении магнитного поля).

Переход к другой частоте сигнала вне полосы требует изменения частоты квантового перехода, т. е. одновременного изменения магнитного поля и частоты генератора накачки. В различных КПУ с бегущей волной диапазон такой перестройки составляет от нескольких до 20%.

В настоящее время КПУ работают в диапазоне частот до 100 ГГц. Параметры некоторых КПУ приведены в табл. 10.

Резонаторные КПУ на частотах 1—10 ГГц при использовании рубина имеют коэффициент усиления 15—30 дБ и полосу пропускания менее 1%.

КПУ с бегущей волной имеют следующие типичные значения: коэффициент усиления 20—30 дБ, полоса пропускания 15—20 МГц (менее 1%), диапазон перестройки 100—200 МГц. Однако достигнуты значения полосы на частоте 4,2 ГГц до 150 МГц (3,5%) и диапазона на 37,5 ГГц до 4,6 ГГц (22%).

## Глава 14 КВАНТОВЫЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ (КСЧ).I

КСЧ разделяются на пассивные и активные. В пассивных КСЧ используется спектральная линия поглощения атомов или молекул. С частотой этой линии сравнивается частота вспомогательного генератора. Пассивные КСЧ, в которых имеется направленный поток атомов или молекул, называют атомно-лучевыми трубками. В активных КСЧ производится сравнение частоты вспомогательного генератора с частотой излучения квантовых генераторов.

### § 14.1. Требования, предъявляемые к рабочей среде КСЧ

В КСЧ используются вещества с узкими спектральными линиями и с очень слабой зависимостью частоты квантовых переходов от внешних воздействий.

На ширину линии (см. § 12.2) влияют соударения между частицами и частиц со стенками, электрические и магнитные поля, эффект Доплера. Минимальная (естественная) ширина спектральной линии обратно пропорциональна времени жизни [см. формулу (12.27)]. Для используемых в КСЧ уровней аммиака  $\Delta\nu \sim 10^{-8}$  Гц, а для уровней сверхтонкой структуры щелочных элементов  $\Delta\nu \sim 10^{-13}$  Гц.

Чтобы ослабить влияние соударений частиц на ширину линии, понижают давление газа и используют направленные потоки нейтральных атомов и молекул. Влияние соударения частиц со стенками колбы может быть ослаблено введением дополнительного газа, увеличивающего время диффузии частиц к стенкам, либо применением специальных покрытий на стенках.

Для КСЧ следует выбирать такие энергетические уровни вещества, на которые внешние электрические и магнитные поля влияют очень слабо. В некоторых КСЧ применяются магнитные экраны.

Изменение частоты излучения, вызванное эффектом Доплера, определяется формулой (12.31). Относительное изменение частоты может составлять  $\sim 10^{-6}$ , что для КСЧ недопустимо велико. Изменения частоты нет, если фазовая скорость в формуле (12.31) бесконечно велика. Этот способ используется в КСЧ с пучками атомов и молекул. Обычно в таких КСЧ СВЧ-колебания возбуждаются в цилиндрическом резонаторе, по оси которого движутся атомы или молекулы. Резонатор рассчитывают на возбуждение колебаний типа  $E_{010}$ , для которого электрическое поле вдоль оси однородно, т. е. фазовая скорость по этому направлению бесконечно велика. В случае параллельного пучка частиц, ось которого совпадает с осью резонатора, эффект Доплера отсутствует.

Очень важной и специфической для КСЧ причиной уширения спектральной линии является влияние времени пролета частиц в резонаторе, не рассмотренное в § 12.2.

При взаимодействии СВЧ-поля резонатора и частиц происходят вынужденные переходы. Следует ожидать, что вероятность перехода частиц из возбужденного состояния в невозбужденное зависит от времени движения частицы (времени пролета  $\tau$ ). Действительно, если  $\tau$  мало, то и вероятность перехода  $W_{21}$  (рис. 14.1) из состояния 2 в состояние 1 также мала. С увеличением  $\tau$   $W_{21}$  растет, при некотором значении  $\tau'$  достигает максимума, а затем спадает до минимального значения, которое наступает при  $\tau = \tau''$ . Минимум означает, что при времени пролета  $\tau''$  частица имеет наибольшую вероятность вернуться снова в возбужденное состояние 2 и т. д. Зависимость  $W_{21}$  от  $\tau$  должна быть периодической.

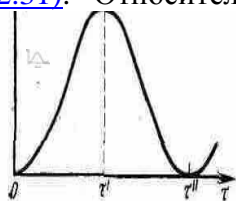


Рис. 14.1

Наличие времени пролета должно приводить к модуляции интенсивности излучения и увеличению спектра частот, который можно оценить формулой  $\Delta\nu \approx 1/\tau$ . Время  $\tau$  связано с длиной резонатора  $l$  и скоростью частиц  $v$  ( $\tau = l/v$ ). Для уменьшения  $\nu$  следует увеличивать длину резонатора и уменьшать среднюю скорость частиц. Оказывается, такой же результат можно получить при замене одного резонатора с длиной  $l$  двумя небольшими резонаторами, расположенными на том же расстоянии  $l$ , если только колебания в этих резонаторах сфазированы. Возможна также замена одного резонатора изогнутым волноводом со щелями для прохождения пучка, если расстояние между щелями осталось равным  $l$ . Такой вариант изображен на [рис. 14.4](#).

## § 14.2. Пассивные квантовые стандарты частоты

**Стандарты с оптической накачкой.** Рабочей средой таких стандартов служат атомы щелочных металлов рубидия или цезия. Схема пассивного стандарта частоты приведена на [рис. 14.2,а](#). В качестве источника света используют газосветную лампу с парами рубидия (или цезия). В объемном резонаторе находится колба также с парами рубидия (или цезия). Излучение газосветной лампы попадает в колбу после прохождения оптического фильтра. Резонатор возбуждается от СВЧ-генератора.

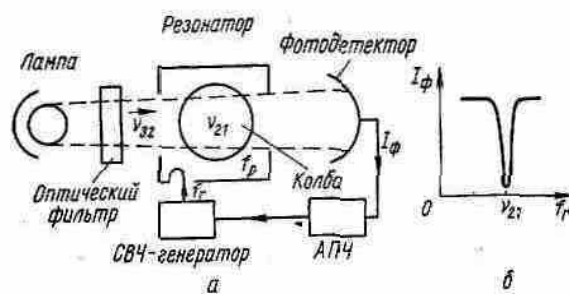


Рис. 14.2

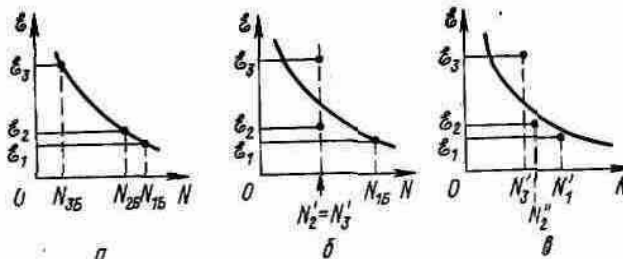


Рис. 14.3

Принцип работы прибора можно пояснить с помощью диаграммы энергетических уровней (рис. 14.3). На [рис. 14.3,а](#) показано распределение Больцмана для населенности трех уровней рабочего вещества в колбе, когда через нее не проходит свет (нет накачки), а в резонаторе отсутствует СВЧ-поле. Переход 3—2 соответствует оптическому диапазону, а 2—1—диапазону СВЧ. Те же уровни  $\epsilon_1, \epsilon_2$  и  $\epsilon_3$  имеются и у вещества в источнике света, так как там находится тот же газ. Поэтому излучение источника имеет частоты, соответствующие указанным уровням. С помощью оптического фильтра выделяется излучение с частотой  $\nu_{32}$  перехода 3—2.

В результате воздействия света (накачки) с частотой  $\nu_{32}$  на газ в колбе увеличивается населенность уровня 3 и уменьшается населенность уровня 2. При достаточной интенсивности света поглощение света приведет к насыщению перехода 3—2, населенности его уровней

становятся равными (см. рис. 14.3,б). Газ в колбе перестанет поглощать свет, и фотодетектор зарегистрирует максимум интенсивности.

Теперь предположим, что в резонаторе имеется СВЧ-поле с частотой  $f_r$ , равной частоте  $\nu_{21}$  перехода 2—1. Населенность уровня 1 больше населенности уровня 2 ( $N_{1B} > N'_2$ ), поэтому происходит поглощение энергии СВЧ-поля, населенность уровня 1 уменьшается, а уровня 2 возрастет до  $N''_2 > N'_2$  (см. рис. 14.3.в). Следовательно, равенство населенностей уровней 3 и 2 нарушится, населенность  $N_3$  станет меньше  $N''_2$ , начнется поглощение света и фотодетектор зарегистрирует уменьшение интенсивности света. Зависимость тока

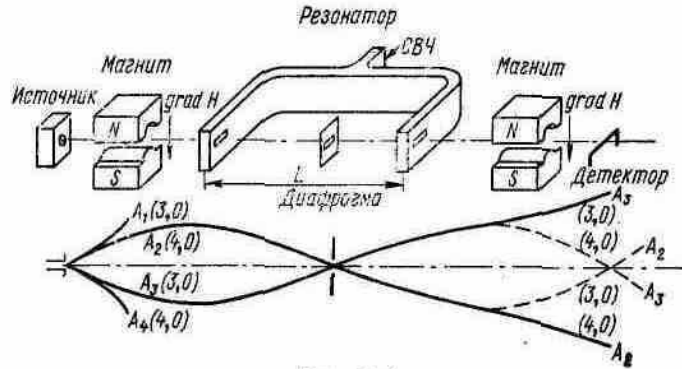


Рис. 14.4

фотодетектора  $I_\phi$  от частоты СВЧ-генератора  $f_r$  имеет вид, показанный на рис. 14.2,б. При  $f_r = \nu_{21}$  наблюдается наибольшее поглощение света.

Рассмотренную зависимость поглощения света от частоты поля  $f_r$  в резонаторе можно использовать для автоматической подстройки частоты (АПЧ) СВЧ-генератора под частоту перехода  $\nu_{21}$ .

Таким образом, принцип работы пассивного стандарта частоты с оптической накачкой состоит в том, что, воздействуя на один энергетический переход, можно управлять поглощением излучения на частоте другого энергетического перехода.

Параметры рубидиевого стандарта частоты с оптической накачкой приведены в табл. 11.

**Атомно-лучевые стандарты.** Работа атомно-лучевого стандарта основана на использовании магнитных свойств атомов, обычно атомов цезия. Схема атомно-лучевого стандарта частоты показана на рис. 14.4. Пучок атомов с малой угловой расходимостью создается источником. Пучок атомов входит в пространство между полюсами первого отклоняющего магнита, где имеется резко неоднородное магнитное поле.

Как известно, на частицу, находящуюся в магнитном поле, действует сила, равная по величине градиенту потенциальной энергии:  $W$ , но противоположная ему по знаку:

$$\mathbf{F}_M = -\text{grad}W. \quad (14.1)$$

Направление градиента — это направление роста энергии, поэтому знак минус означает, что сила действует в направлении убывания энергии. Другими словами, частица в магнитном поле должна смещаться в область, где энергия частицы становится меньше.

Если магнитное поле изменяется только в одном направлении  $r$ , то вместо (14.1) следует записать

$$F_M = -\frac{\partial W}{\partial r} = -\frac{\partial W}{\partial H} \frac{\partial H}{\partial r} \quad (14.2)$$

Градиент поля  $\partial H/\partial r$  определяется формой полюсов магнита. В однородном поле  $\partial H/\partial r = 0$  и, следовательно,  $F_M=0$ . На рис. 14.4 градиент поля направлен вниз, так как поле увеличивается к нижнему полюсу. Величину и знак  $\partial H/\partial r$  можно определить по кривым, приведенным на рис. 14.5, где квантовое число  $F$  характеризует полный момент количества движения атома, а квантовое число  $m_F$  — проекцию этого момента.

В магнитном поле отклоняющего магнита из всех 16 уровней сверхтонкой структуры атомов цезия энергия семи уровней увеличивается, семи уровней уменьшается, а оставшихся двух практически не зависит от поля, если оно невелико. Таким образом, все атомы, кроме атомов этих двух состояний ( $F=4, m_F=0$ ) и ( $F=3, m_F=0$ ), удаляются из пучка. На рис. 14.4 показано движение оставшихся атомов с учетом начальной расходимости.

Т а б л и ц а 11

Характеристика некоторых стандартов частоты

Характеристика	Тип стандарта		
	Водородный генератор	Рубидиевый с оптической накачкой	Цезиевый атомно-лучевой
Номинальная частота, Гц	1 420 405 751	6 834 682 808	9 192 631 770
Воспроизводимость	$\pm 5 \cdot 10^{-12}$	$10^{-9}$	$\pm 3 \cdot 10^{-12}$
Относительная стабильность:			
за 1 с	$5 \cdot 10^{-12}$	$10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-12}$
за 1 мин	$6 \cdot 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-12}$	$6 \cdot 10^{-12}$
за 1 ч	$3 \cdot 10^{-12}$	$5 \cdot 10^{-12}$	$8 \cdot 10^{-12}$
за сутки	$2 \cdot 10^{-12}$	$5 \cdot 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-12}$
Систематический дрейф (уход) частоты	Не обнаружен при разрешении $10^{-12}$ в год	Менее $3 \cdot 10^{-11}$ в месяц	Не обнаружен при разрешении $3 \cdot 10^{-12}$ в год
Объем (с устройствами питания), м <sup>3</sup>	1,5	0,06	0,15
Масса (с устройствами питания), кг	320	16	27
Потребляемая мощность, Вт	200	40	60

Предположим, что по одному и тому же направлению вверх из источника выходит атом  $A_1$  с квантовым состоянием  $(4, 0)$ . Вследствие противоположного знака сил, действующих на эти атомы в неоднородном магнитном поле первого магнита, атом  $A_1$  уйдет вверх, а атом  $A_2$  отклонится вниз, пересечет ось прибора в щели диафрагмы и войдет во второй магнит. В нем атом  $A_2$  снова отклонится вниз, так как направления поля и градиента поля в обоих магнитах одинаковы. Следовательно, атом  $A_2$  удалится от оси прибора.

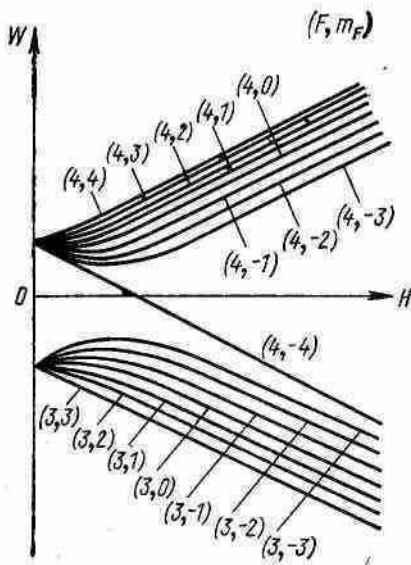


Рис. 14:5

Аналогично рассматривается движение атомов  $A_3$  с состоянием  $(3, 0)$  и  $A_4$  с состоянием  $(4, 0)$ , вышедших из источника под одинаковым углом вниз. Атом  $A_4$  сразу уйдет вниз, а атом  $A_3$ , пройдя весь прибор, удалится от оси.

Предположим теперь, что в резонаторе имеется СВЧ-поле, частота которого совпадает с частотой квантового перехода состояний  $(4, 0)$  и  $(3, 0)$ . Под воздействием СВЧ-поля атомы могут совершить вынужденные переходы. Если атом  $A_2$  перейдет из состояния  $(4, 0)$  в состояние  $(3, 0)$ , то во втором магните изменится знак силы и этот атом отклонится к оси прибора. Аналогично переход атома  $A_3$  из состояния  $(5, 0)$  в состояние  $(4, 0)$  сопровождается отклонением его к оси. Соответствующие траектории показаны на рис. 14.3 пунктирными линиями.

Число атомов, приходящих на детектор, очевидно,

пропорционально сумме чисел переходов сверху вниз из состояния  $(4, 0)$  в состояние  $(3, 0)$  и снизу вверх из состояния  $(3, 0)$  в состояние  $(4, 0)$  при прохождении СВЧ-поля резонатора.

В атомно-лучевом стандарте резонатор возбуждается от вспомогательного СВЧ-генератора, частота которого  $f_r$  может плавно изменяться в некоторых пределах. В процессе изменения частоты  $f_r$  ток детектора изменяется таким образом, что его максимальное значение наступает при совпадении частоты  $f_r$  с частотой энергетического перехода  $\nu_0$  между состояниями  $(4, 0)$  и  $(5, 0)$  (см. рис. 14.5). Эту зависимость можно использовать для создания схемы подстройки частоты генератора под частоту перехода  $\nu_0$ .

Некоторые характеристики атомно-лучевого стандарта на пучке атомов цезия приведены в табл. 11. Относительная стабильность его лучше  $2 \cdot 10^{-13}$  за сутки и  $5 \cdot 10^{-11}$  за 1 с. Стандарт имеет высокую воспроизводимость частоты ( $\pm 3 \cdot 10^{-12}$ ) при включениях.

### § 14.3 Активные квантовые стандарты частоты

**Молекулярный генератор на аммиаке.** Схема этого генератора показана на рис. 14.6,а. Направленный поток молекул аммиака создается в вакууме ( $10^{-3}$ — $10^{-4}$  Па) после прохождения ими большого числа тонких каналов на выходе источника. В источник газ подводится из баллона. Давление в источнике 0,1—1 Па.

Квадрупольный конденсатор (рис. 14.6,б) состоит из четырех параллельно расположенных металлических стержней. Противоположные стержни имеют одинаковые по знаку и величине потенциалы. Электрическое поле между стержнями максимально вблизи

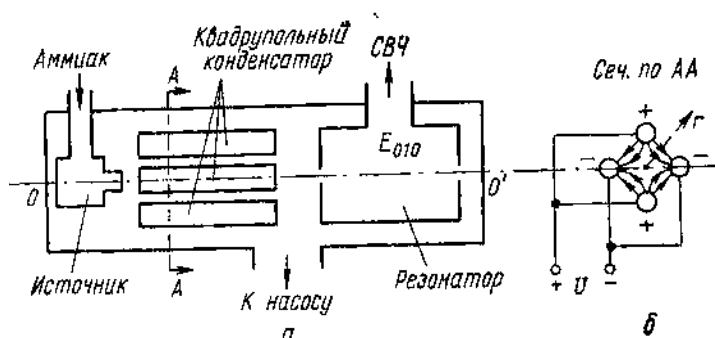


Рис. 14.6

стержней и равно нулю на оси симметрии.

Пучок молекул аммиака вводится вдоль оси  $OO'$  квадрупольного конденсатора. Так как молекула аммиака поляризуется в электрическом поле, то она взаимодействует с полем квадрупольного конденсатора. Движение поляризованных молекул в электрическом поле подобно движению атомов, обладающих магнитным моментом, в магнитном поле.

Решая уравнение Шредингера, можно определить зависимость энергии частицы от напряженности электрического поля. Разность между энергией при наличии поля  $\epsilon$  и без него  $\epsilon_0$  равна потенциальной энергии. Частица, находящаяся на верхнем энергетическом уровне, увеличивает энергию с ростом напряженности поля, а на нижнем — уменьшает.

Зависимость энергии от напряженности поля показана на рис. 14.7. На молекулу в неоднородном электрическом поле квадрупольного конденсатора действует

$$\mathbf{F} = -\text{grad } \epsilon. \quad (14.3)$$

Эта формула аналогична (14.1). Знак минус означает, что сила действует в направлении уменьшения энергии частицы.

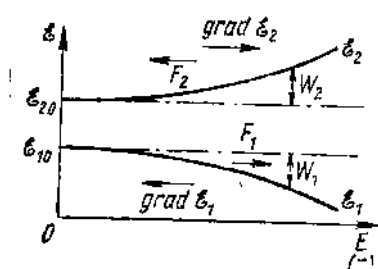


Рис. 14.7

Таким образом, появляется сила  $\mathbf{F}_2 = -\text{grad } \epsilon_2$ , стремящаяся собрать молекулы с энергией верхнего уровня на оси конденсатора, и сила  $\mathbf{F}_1 = -\text{grad } \epsilon_1$ , стремящаяся удалить от оси молекулы с энергией нижнего уровня. Поэтому на выходе конденсатора концентрация возбужденных молекул около оси больше концентрации невозбужденных молекул, т. е. получается инверсия населенностей уровней. Рассмотренный метод получения инверсии населенности в газе называют *методом сортировки*. Центральная часть пучка с инверсией населенностей попадает через входное отверстие внутрь

резонатора, настроенного на частоту рабочего перехода, соответствующего положению уровней  $\epsilon_{20}$  и  $\epsilon_{10}$  при  $E=0$  (см. рис. 14.7).

Преобладание при инверсии населенностей вынужденных переходов молекул с излучением энергии над переходами с поглощением энергии приведет к самовозбуждению колебаний в резонаторе, если скомпенсированы потери в системе.

Расчеты и измерения показывают, что амплитуда стационарного поля соответствует очень, малой мощности аммиачного генератора (около  $10^{-10}$  Вт).

**Другие активные квантовые стандарты частоты.** Из других активных стандартов следует отметить генератор на пучке атомов водорода, в котором для получения инверсии населенностей уровней методом сортировки используют неоднородные магнитные поля, создаваемые многополюсными магнитами. Форма полюсов подобна форме стержней в квадрупольном конденсаторе молекулярного генератора на аммиаке.

Схема водородного генератора показана на **рис. 14.8**. Атомарный водород образуется в камере источника в результате диссоциации молекул водорода в разряде. Пучок атомов входит в сортирующую систему с неоднородным магнитным полем. Атомы, находящиеся в состоянии  $F=1, m_F=0$ , фокусируются на оси системы, а в состоянии  $F=0, m_F=0$  — уходят от оси. Поэтому в некоторой области вблизи оси создается инверсия населенностей. Если интенсивность потока атомов больше пороговой, то в резонаторе возникнут СВЧ-колебания. Для ослабления влияния внешних магнитных полей на частоту перехода, а, следовательно, и на стабильность частоты генератора резонатор помещен в многослойный магнитный экран.

Частота водородного генератора 1420,4 МГц ( $\lambda \approx 21$  см). Параметры водородного генератора приведены в [табл. 11](#). Этот генератор имеет наилучшие долговременную и кратковременную стабильность и воспроизводимость частоты и поэтому используется как первичный стандарт частоты. Недостатки генератора — большие габариты и масса. Цезиевый атомно-лучевой стандарт также обладает высокой воспроизводимостью и долговременной стабильностью, но недостаточной кратковременной стабильностью. Сейчас в большинстве служб времени и национальных эталонов, использующих квантовые стандарты частоты, цезиевые атомно-лучевые стандарты применяются как первичные стандарты. Пассивный рубидиевый стандарт частоты с оптической накачкой требует калибровки по первичному стандарту.

Промышленность выпускает молекулярный стандарт частоты Ч1-12, водородный стандарт частоты Ч1-44, в которых по реперной частоте подстраивается кварцевый генератор. Номинальные частоты выходного сигнала этих стандартов 0,1, 1 и 5 МГц. Выпускают также пассивные стандарты частоты: рубидиевый с оптической накачкой Ч1-43 (номинальные частоты 0,1; 1 и 5 МГц) и цезиевый с атомно-лучевой трубкой Ч1-42.



## Глава 15 ЛАЗЕРЫ

Лазером называется генератор электромагнитного излучения оптического диапазона, основанный на использовании вынужденного излучения. Вещество, в котором в процессе накачки может быть создана лазерная активная среда, т. е. среда, обладающая способностью усиления электромагнитного излучения на частоте перехода, называют лазерным веществом. По виду лазерного вещества лазеры подразделяют на газовые, твердотельные, полупроводниковые и жидкостные. Типы лазеров будут рассмотрены после обсуждения общих вопросов: роли оптических резонаторов, условий самовозбуждения и свойств лазерного излучения.

### § 15.1. Оптические резонаторы

Положительная обратная связь в лазерах осуществляется с помощью оптического резонатора — системы обращенных друг к другу отражающих поверхностей (зеркал). Активная лазерная среда находится между зеркалами. Поэтому вынужденное излучение, возникающее в активной среде первоначально в результате воздействия имеющегося спонтанного излучения, будет затем многократно отражаться от зеркал и усиливаться в активной среде.

Часть излучения необходимо вывести из резонатора для использования, поэтому одно из зеркал должно иметь определенную прозрачность. Эту часть потерь излучения часто называют полезными потерями, а потери, имеющиеся в среде и в результате поглощения в материале зеркал, — вредными потерями. Если усиление излучения в активной среде превышает

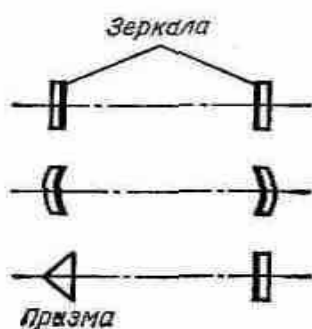


Рис. 15.1

полные потери в системе, то начинается генерация, а мощность вынужденного излучения нарастает до установившегося значения, определяемого балансом мощностей (амплитуд).

Таким образом, оптический резонатор обеспечивает обратную связь в лазере. Но резонатор одновременно выполняет и другую важную функцию — формирует световой поток с определенными свойствами. Ниже будут рассмотрены обе функции оптического резонатора.

**Разновидности оптических резонаторов.** Некоторые применяемые в лазерах типы резонаторов показаны на рис.

**15.1.** Отражающими поверхностями оптических резонаторов служат зеркала различной формы (плоские, сферические и параболические). Используют также полное внутреннее отражение от граней призм и отражение от границ раздела сред с различными показателями преломления. Простейшим является резонатор с плоскими параллельными зеркалами (плоский резонатор).

Лазерное вещество может занимать все пространство резонатора или часть его. В зависимости от типа лазера, определяемого видом активной среды, расстояние между отражающими поверхностями изменяется от долей миллиметра до нескольких метров. Оптический резонатор без активной среды называют пассивным, а с ней — активным. В лазерах используют активные резонаторы.

**Собственные колебания оптического резонатора.** Оптические резонаторы принадлежат к типу открытых резонаторов, так как они не со всех сторон ограничены отражающими поверхностями.

Собственное колебание электромагнитного поля в оптическом резонаторе, характеризующееся определенной частотой и особенностью распределения поля в

резонаторе, называется *модой*.

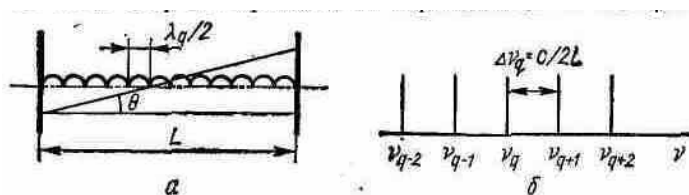


Рис. 15.2

Рассмотрим пассивный резонатор (без активной среды), образованный плоскими параллельными бесконечно протяженными зеркалами, расстояние между которыми  $L$  (рис. 15.2,а). Предположим, что  $L$  много больше длины волны. Электромагнитное поле в резонаторе есть результат сложения плоских волн, распространяющихся между зеркалами в противоположных направлениях. Устойчивое (стационарное) поле в резонаторе имеет характер стоячих волн. Если направление распространения совпадает с осью резонатора (*продольная мода*), то условие образования стоячих волн по аналогии с линиями передачи  $L=q\lambda_q/2$  ( $q=1, 2, 3, \dots$ ), где  $q$  — целое число (индекс);  $\lambda_q$  — длина волны при выбранном значении  $q$ . Каждому индексу  $q$  соответствует своя частота колебаний  $\nu_q$ , определяемая из известного соотношения

$$\nu_q = c / \lambda_q = qc / 2L \tag{15.1}$$

Интервал между частотами соседних продольных мод, различающихся по величине  $q$  на единицу (рис. 15.2,б), составляет

$$\Delta \nu_q = \nu_q - \nu_{q-1} = c / 2L \tag{15.2}$$

При учете коэффициента преломления среды  $n$  формула принимает вид

$$\Delta \nu_q = c / 2Ln \tag{15.2a}$$

Соответственно относительная величина интервала

$$\Delta \nu_q / \nu_q = 1 / q \tag{15.3}$$

Например, при длине резонатора  $L=50$  см из (15.2)  $\Delta \nu_q=300$  МГц. Если длина волны  $\lambda_q=10^{-4}$  см, то из (15.1)  $q=10^6$ , а из (15.3)  $\Delta \nu_q/\nu_q=10^{-6}$ . Таким образом, индекс  $q$  продольных мод очень велик и в резонаторе может возбуждаться поле на очень большом числе дискретных частот с относительно малым интервалом между соседними частотами.

Кроме продольных мод в резонаторе могут возбуждаться колебания, образованные плоскими волнами, распространяющимися под некоторым малым углом  $\theta$  к оси (см. рис. 15.2,а): это *поперечные моды*.

Рассмотрим теперь колебания в резонаторе с конечными размерами плоских параллельных зеркал. В этом случае необходимо учитывать дифракцию света на краях зеркал. В результате дифракционных явлений поле на поверхности зеркал имеет определенное распределение (структуру) и перестает быть синфазным. Распределения поля по

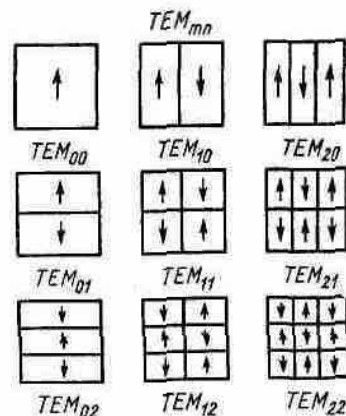
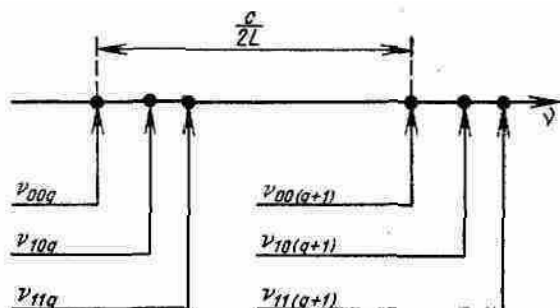


Рис. 15.3

поверхности плоских зеркал показаны на **рис. 15.3**. Стрелки указывают направление вектора напряженности электрического поля. Поле в пределах зеркала меняет свое направление.

Расчеты показывают, что искривление фронта электромагнитной волны у краев зеркала обычно не очень велико, поэтому можно приближенно считать, что отсутствует продольная составляющая напряженности поля, и волна является поперечной электромагнитной волной — ТЕМ.



Число перемен знака поля по поверхности зеркал принято отмечать поперечными индексами  $m$  и  $n$ . Эти индексы характеризуют распределение поля на поверхности зеркал, т. е. в поперечном по отношению к оси резонатора направлении. Для зеркал круглого сечения  $m$  обозначает число перемен вдоль радиуса, а  $n$  — по азимуту.

**Рис. 15.4**

Каждой паре индексов  $m$  и  $n$  соответствует много значений индекса  $q$ .

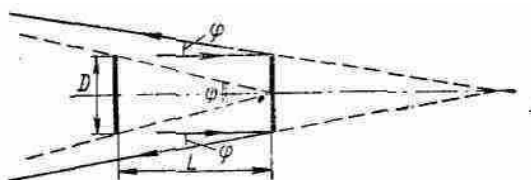
Колебание с определенной комбинацией трех чисел  $m$ ,  $n$  и  $q$  может быть условно записано как  $TEM_{mnq}$ . Индекс  $q$  называют продольным индексом. Число  $q$  очень велико ( $10^5$ — $10^8$ ) по сравнению с  $m$  и  $n$ . Поэтому в условном обозначении индекс  $q$  опускают или не выражают числом.

Система обозначений напоминает принятую в теории объемных резонаторов, где индексы определяют число полуволн, укладывающихся по соответствующим направлениям. В случае оптических резонаторов такой смысл остается только у продольного индекса  $q$ . Поперечные индексы  $m$  и  $n$  указывают лишь на число перемен знака поля, так как размеры соответствующих областей зеркала с одним и тем же направлением поля значительно больше длины волны.

Следует отметить, что распределение поля по поверхности любого зеркала наблюдается как группа ярких областей свечения.

Теория показывает, что спектр частот  $\nu_{mnq}$  резонатора с плоскими зеркалами имеет вид, показанный на **рис. 15.4**. Частоты  $\nu_{00q}$ ,  $\nu_{00(q+1)}$  расположены через интервал  $c/2L$ , как на рис. 15.2, б. Частоты поперечных мод, для которых  $(m+n) > 0$  при заданном индексе  $q$ , выше частоты  $\nu_{00q}$ . Если при вариации чисел  $m$  и  $n$  сумма  $(m+n)$  остается неизменной, то наблюдается вырождение колебаний: частоты оказываются одинаковыми. Например,  $\nu_{10q} = \nu_{01q}$  или  $\nu_{11q} = \nu_{20q} = \nu_{02q}$ . Вырождение в той или иной степени характерно и для других конструкций оптических резонаторов.

**Потери в оптических резонаторах.** В резонаторе с активной средой происходит не только усиление мощности, но и потеря ее. Рассмотрим усиление и потери в резонаторе за один цикл, т. е. на пути, равном удвоенному расстоянию между зеркалами  $2L$ . При этом учтем потери в среде и в обоих зеркалах.



**Рис. 15.5**

Излучение, проходящее через активную среду, может рассеиваться на имеющихся неоднородностях. Затухание за один цикл составляет  $\exp(-\alpha_{\text{рас}}2L)$ , где  $\alpha_{\text{рас}}$  — показатель потерь из-за рассеяния.

При отражении излучения от зеркал наблюдается частичное рассеяние и поглощение излучения, а также частичное прохождение через толщу зеркала. Обычно эти виды потерь учитывают коэффициенты отражения зеркал  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  по мощности.

При отражении плоской волны от зеркала конечных размеров происходит дифракция от края зеркала. Отраженная волна перестает быть плоской и распространяется в пределах *дифракционного угла*  $\varphi$  (рис. 15.5):  $\varphi = m'\lambda/D$ , где  $D$  — размер зеркала (сторона квадратного или диаметр круглого зеркала). Коэффициент  $m'=1$  для квадратного и  $m'=1,22$  для круглого зеркала. При каждом отражении волны от зеркала имеются дифракционные потери, так как часть энергии уходит из системы зеркал. Для светового излучения дифракционный угол мал ( $\varphi=10^{-4}$  —  $10^{-5}$  рад). Дифракционные потери за один цикл резонатора учитывают коэффициентом потерь  $\alpha_d$ , так что относительное ослабление составит  $(1 - \alpha_d)$ .

Расчеты показывают, что дифракционные потери зависят от числа Френеля:

$$N = D^2/L\lambda \quad (15.4)$$

Введем апертурный угол  $\psi$ , под которым одно зеркало видно из центра другого. Из рис. 15.5 следует, что  $\psi = D/L$ . Используя значения углов  $\psi$  и  $\varphi$ , можно представить число  $N$  в виде:  $N = m'\psi/\varphi$ . Таким образом, число Френеля растет при увеличении отношения апертурного угла к дифракционному. Дифракционные потери значительно возрастают при малых числах  $N$ , т. е. когда или малы размеры зеркала  $D$ , или велико расстояние между зеркалами  $L$ . Очевидно также, что дифракционные потери должны зависеть от формы зеркал и их кривизны.

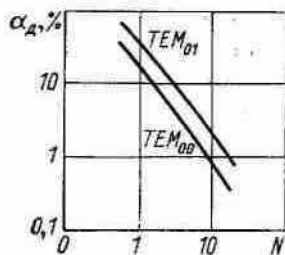


Рис. 15.6

Увеличение индексов  $m$  и  $n$  означает возрастание амплитуды поля у краев зеркал и, следовательно, возрастание дифракционных потерь. На рис. 15.6 показана зависимость показателя дифракционных потерь  $\alpha_d$  плоских круглых зеркал от числа Френеля  $N$  для двух мод с различными поперечными индексами. Для представления о порядке величины  $N$  приведем пример. При  $L=100$  см,  $D=0,5$  см и  $\lambda=10^{-4}$  см по формуле (15.4)  $N=25$ .

Таким образом, с учетом всех перечисленных потерь и принятых обозначений суммарные потери за один цикл приведут к относительному ослаблению мощности  $\beta$  ( $\beta < 1$ ):

$$\beta = \Gamma_1 \Gamma_2 (1 - \alpha_d) \exp(\alpha_{\text{рас}} 2L) \quad (15.5)$$

В резонаторе наблюдаются дополнительные потери в случае непараллельности зеркал: после определенного числа отражений от зеркал излучение может выйти через боковые поверхности активного вещества.

## § 15.2. Условия самовозбуждения и мощность лазера

**Условия самовозбуждения.** На общей схеме квантового генератора (см. [рис. 12.8](#)) обратная связь изображена как внешняя связь выхода усилителя со входом. В реальных лазерах обратная связь осуществляется с помощью зеркал *1* и *2* ([рис. 15.7](#)), между которыми находится лазерное вещество. Это вещество может занимать как все пространство между зеркалами, так и часть его. Понятие «вход» становится условным, так как излучение после отражения от зеркала возвращается в ту же область вещества (торец), из которой оно выходило. Существенно лишь то, что вернувшееся излучение снова взаимодействует с активной средой. Условия самовозбуждения включают в себя баланс фаз и баланс мощностей.

Баланс фаз фактически рассмотрен в [§ 15.1](#). Он заключается в том, что при одном цикле прохождения излучения (от любой выбранной точки *A* к зеркалу *2*, от него к зеркалу *1* и после отражения от него в точку *A*) изменение фазового угла должно быть кратно  $2\pi$ . Изменение фазы при одном цикле прохождения, т. е. на пути  $2L$  в резонаторе, полностью заполненном активной средой, и баланс фаз можно записать в виде

$$\varphi = (2\pi / \lambda_q) 2L = 2\pi \cdot q, \quad (15.6)$$

или

$$L = q\lambda_q / 2, \quad (15.7)$$

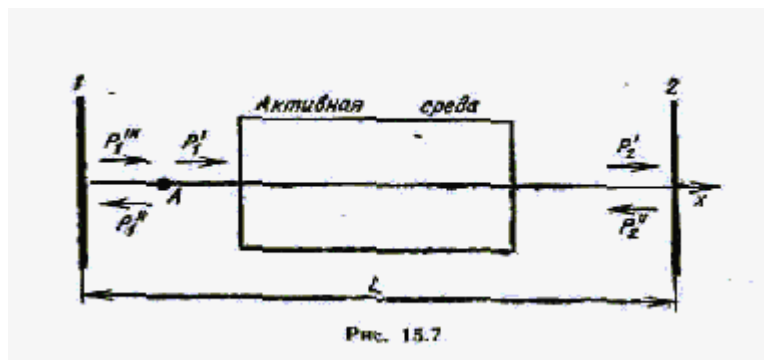
где  $q$  — целое число (продольный индекс).

Таким образом, баланс фаз означает, что на длине резонатора существует поле стоячей волны. Баланс фаз определяет частоту лазерного излучения.

Для рассмотрения баланса мощностей, определяющего мощность стационарных колебаний, предположим, что в некоторый момент времени возникло спонтанное излучение. Для простоты будем считать, что оно возникло в точке *A* вблизи зеркала *1* и распространяется к зеркалу *2* (см. [рис. 15.7](#)). На пути  $L$  до зеркала *2* в соответствии с законом Бугера ([12.50](#)) мощность излучения возрастает от значения  $P'_1$  до  $P'_2$ :

$$P'_2 = P'_1 \exp(\alpha_a - \alpha_n)L,$$

где  $\alpha_a$  — показатель усиления активной среды;  $\alpha_n$  — показатель потерь активной среды,



учитывающий потери вследствие рассеяния излучения на неоднородностях

Если  $\Gamma_2$  — коэффициент отражения зеркала *2*, то мощность отраженного излучения составит

$$P''_2 = P'_2 \Gamma_2 = P'_1 \Gamma_2 \exp(\alpha_a - \alpha_n) 2L.$$

Это излучение при обратном распространении к зеркалу *1* усиливается в активной среде до

$$P''_1 = P''_2 \exp(\alpha_a - \alpha_n)L = P'_1 \Gamma_2 \exp(\alpha_a - \alpha_n)L.$$

После отражения от зеркала 1, имеющего коэффициент отражения  $\Gamma_1$ , мощность уменьшится до

$$P''_1 = P'_1 \Gamma_1 = P'_1 \Gamma_1 \Gamma_2 \exp(\kappa_a - \alpha_a) 2L. \quad (15.8)$$

Самовозбуждение, естественно, возможно только при условии  $P''_1 > P'_1$  или с учетом (15.8), когда

$$\Gamma_1 \Gamma_2 \exp(\kappa_a - \alpha_a) 2L > 1. \quad (15.9)$$

Это условие аналогично условию самовозбуждения в автоколебательных системах  $K\beta > 1$ , где  $K$  и  $\beta$  — коэффициенты усиления и обратной связи соответственно. В рассматриваемом случае  $K = \exp(\kappa_a - \alpha_a) 2L$  — коэффициент усиления за один цикл, а  $\beta = \Gamma_1 \Gamma_2$ , при этом дифракционные потери считались незначительными.

Если выполняется условие самовозбуждения (15.9), то мощность колебаний будет нарастать до стационарного (установившегося) значения, которое определяется нелинейными свойствами среды. Ограничение мощности колебаний связано с эффектом насыщения (§ 12.3), учитывающим уменьшение показателя усиления среды  $\kappa_a$  при увеличении плотности излучения. Режим стационарных колебаний соответствует превращению условия (15.9) в условие стационарности колебаний

$$\Gamma_1 \Gamma_2 \exp(\kappa_a - \alpha_a) 2L = 1. \quad (15.10)$$

Логарифмируя это выражение, получаем

$$\kappa_a = \alpha_a + \frac{1}{L} \ln \sqrt{\frac{1}{\Gamma_1 \Gamma_2}}. \quad (15.11)$$

Таким образом, в стационарном режиме показатель усиления среды определяется коэффициентом потерь  $\alpha_a$  в среде, длиной среды  $L$  и произведением  $\Gamma_1 \Gamma_2$  коэффициентов отражения зеркал. Усиление необходимо для покрытия потерь в среде и в зеркалах, вызванных частичным рассеянием, поглощением и выходом излучения из резонатора через зеркала. Второе слагаемое в условии (15.11), очевидно, и учитывает потери в зеркалах, в том числе на полезное излучение

$$\alpha_s = \frac{1}{L} \ln \sqrt{\frac{1}{\Gamma_1 \Gamma_2}}. \quad (15.12)$$

Соответственно условие стационарного режима (15.11) запишется в виде

$$\kappa_a = \alpha = \alpha_a + \alpha_s, \quad (15.13)$$

где  $\alpha$  — коэффициент полных потерь. Итак, в стационарном режиме показатель усиления среды равен показателю полных потерь.

**Мощность излучения.** Энергию, выделяемую в стационарном режиме внутри всего объема  $V = LS$  активной среды за 1 с во всем спектральном интервале, соответствующем переходу между двумя лазерными уровнями, называют *мощностью генерации* ( $P_{\text{ген}}$ ), а отнесенную к единице объема, *удельной мощностью генерации*:

$$P_{\text{ген.уд}} = P_{\text{ген}} / V. \quad (15.14)$$

Эта величина характеризует эффективность использования активной среды.

$P_{\text{ген}}$  и  $P_{\text{ген.уд}}$  учитывают только усиление в среде. Поэтому  $P_{\text{ген.уд}}$  можно определить по закону Бугера (12.50a). Очевидно, величина изменения мощности  $dP(z)$  на элементе  $dz$ , пересчитанная к 1 см<sup>3</sup>, есть  $dP(z)/dz$ , но по определению это  $P_{\text{ген.уд}}$ . Из закона Бугера  $dP(z)/dz = -\alpha P(z)$ , поэтому

$$P_{\text{ген.уд}} = \kappa_a P(z). \quad (15.15)$$

Подставляя в (15.15) проходящую мощную  $P(z)$  из формулы (12.40) получаем

$$P_{\text{ген. уд}} = \kappa_a v_r u_v. \quad (15.16)$$

Поэтому мощность генерации

$$P_{\text{ген}} = P_{\text{ген. уд}} V = \kappa_a v_r u_v LS. \quad (15.17)$$

В формулы (15.16) и (15.17) необходимо подставлять значения  $v_r$  и  $u_v$  для стационарного режима. Первая величина равна коэффициенту полных потерь  $\alpha$ , а  $u_{\text{вст}}$  определяется из формулы (12.59):

$$u_{\text{вст}} = \frac{1}{\delta_{11}} (\kappa_a^0 / \alpha - 1). \quad (15.18)$$

Тогда

$$P_{\text{ген}} = (v_r LS / \delta_{12}) (\kappa_a^0 - \alpha). \quad (15.19)$$

Из формулы (15.19) следует очевидный вывод, что мощность генерации прямо пропорциональна разности начального коэффициента усиления  $\kappa_a^0$  и коэффициента полных потерь  $\alpha$ . Мощность  $P_{\text{ген}}$  относится к стационарному режиму, следовательно, она равна сумме мощности потерь в среде и зеркалах. Если пренебречь рассеянием и поглощением в зеркалах, то мощность потерь будет равна мощности излучения, выходящего из резонатора через зеркала. Последнюю назовем *мощностью излучения* ( $P_{\text{изл}}$ ). Очевидно, что существует следующее соотношение:

$$P_{\text{изл}} / P_{\text{ген}} = \alpha_a / \alpha = \alpha_a / (\alpha_a + \alpha_3). \quad (15.20)$$

Подставляя в него  $P_{\text{ген}}$  из формулы (15.19), получаем

$$P_{\text{изл}} = (v_r LS / \delta_{12}) (\kappa_a^0 - \alpha) (\alpha_a / \alpha). \quad (15.21)$$

Или с учетом формулы (15.14)

$$P_{\text{изл. уд}} = \frac{v_r}{\delta_{11}} \frac{(\kappa_a^0 - \alpha) \alpha_a}{\alpha}. \quad (15.22)$$

Увеличение начального коэффициента усиления  $\kappa_a^0$  всегда приводит к росту  $P_{\text{ген}}$  и  $P_{\text{ген. уд}}$ , так как для увеличения  $\kappa_a^0$  требуется повысить мощность накачки.

Выходящая из резонатора мощность  $P_{\text{изл}}$  зависит от коэффициентов пропускания зеркал, которые при отсутствии рассеяния и поглощения в материале зеркал равны  $(1 - \Gamma_1)$  и  $(1 - \Gamma_2)$ . Величины  $\alpha_3$  и  $\alpha$  могут быть выражены через  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  с помощью формул (15.12) и (15.13). Если коэффициент потерь  $\alpha_3 = 0$  ( $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 1$ ), то  $P_{\text{изл. уд}} = 0$ . Этот результат очевиден: излучение не может выйти из резонатора, хотя генерация существует. При увеличении  $\alpha_3$   $P_{\text{изл. уд}}$  сначала растет, достигая максимума, а затем уменьшается до нуля, когда потери становятся настолько большими, что условие самовозбуждения (15.9) не выполняется, т.е. когда

$$\kappa_a^0 < \alpha = \alpha_a + \alpha_3. \quad (15.23)$$

Пороговое значение коэффициента потерь зеркал  $\alpha_3$  определяется при замене знака неравенства знаком равенства:

$$\alpha_{3, \text{пор}} = \kappa_a^0 - \alpha_a. \quad (15.24)$$

Используя формулу (15.12), условие (15.24) можно записать в виде

$$\left( \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2}} \right)_{\text{пор}} = \kappa_a^0 - \alpha_a.$$

Из этого условия можно найти пороговое значение длины  $L_{\text{пор}}$  при заданных  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  и, наоборот,  $(\Gamma_1\Gamma_2)_{\text{пор}}$  при заданной длине. При заданных  $\Gamma_1\Gamma_2$  и  $L$  можно определить пороговое значение начального коэффициента усиления.

Из этого условия можно найти пороговое значение длины  $L_{\text{пор}}$  при заданных  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  и, наоборот,  $(\Gamma_1\Gamma_2)_{\text{пор}}$  при заданной длине. При заданных  $\Gamma_1\Gamma_2$  и  $L$  можно определить пороговое значение начального коэффициента усиления.

$$\kappa_{\text{а.пор}}^{\circ} = \alpha_{\text{а}} + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{\Gamma_1\Gamma_2}}$$

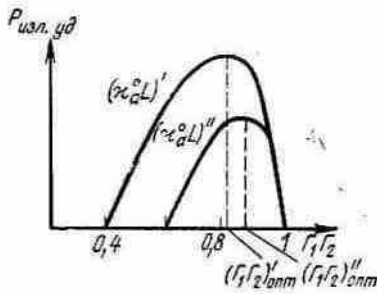


Рис. 15.8

Зависимость  $P_{\text{изл.уд}}$  от  $\Gamma_1\Gamma_2$  показана на рис. 15.8 для различных величин произведения  $\alpha_{\text{а}} L$ . Максимальное значение получается при оптимальном значении  $(\Gamma_1\Gamma_2)_{\text{опт}}$ , при этом, чем больше начальный коэффициент усиления или длина  $L$ , тем меньше  $(\Gamma_1\Gamma_2)_{\text{опт}}$ .

Так как  $L$  и  $\Gamma_1\Gamma_2$  одновременно входят в коэффициент потерь, то должна также существовать оптимальная длина  $L_{\text{опт}}$  при заданных значениях  $\alpha_{\text{а}}$ ,  $\alpha_{\text{а}}$  и  $\Gamma_1\Gamma_2$  (рис. 15.9,а). Кривые мощности начинаются при пороговой длине  $L_{\text{пор}}$  (начало генерации). С ростом длины  $P_{\text{изл.уд}}$  быстро увеличивается, проходит через максимум и далее

сравнительно медленно уменьшается. При  $L \rightarrow \infty$  съем энергии с единицы объема среды приближается к нулю. Это означает, что основная часть энергии, генерируемой в среде, расходуется на потери в этой среде. Максимум не зависит от коэффициентов отражения, от них зависит положение максимумов  $L_{\text{опт}}$  и пороговые значения длины  $L_{\text{пор}}$ . Чем больше  $\Gamma_1\Gamma_2$ , тем меньше  $L_{\text{опт}}$  и  $L_{\text{пор}}$ .

В соответствии с формулой (15.22) максимальное значение удельной мощности наступает при оптимальном значении коэффициента потерь  $\alpha_{\text{з,опт}}$ , которое определяется из условия  $dP_{\text{изл.уд}}/d\alpha_{\text{з}}=0$ :

$$\alpha_{\text{з,опт}} = \sqrt{\kappa_{\text{а}}^{\circ} \alpha_{\text{а}}} - \alpha_{\text{а}}$$

Подставив это значение в формулу (15.22), получим

$$P_{\text{изл.уд. макс}} = \frac{v_{\Gamma} \kappa_{\text{а}}^{\circ}}{\delta_{12}} \left( 1 - \sqrt{\frac{\alpha_{\text{а}}}{\kappa_{\text{а}}^{\circ}}} \right)^2 \tag{15.25}$$

Самое большое значение максимальной удельной мощности (предельное значение) получается при отсутствии потерь ( $\alpha_{\text{а}}=0$ ) или при условии  $\alpha_{\text{а}} \ll \alpha_{\text{а}}$ . Предельная мощность излучения в режиме генерации оказывается равной предельной мощности, получаемой в режиме усиления по формуле (12.65). Это очень важный результат. Наличие потерь в активной среде ( $\alpha_{\text{а}} \neq 0$ ) приводит к снижению максимальной величины мощности в формуле (15.25). При заданных небольших потерях  $\alpha_{\text{а}}$  снижение мощности можно избежать одновременным увеличением начального коэффициента усиления  $\alpha_{\text{а}}$ , т. е. практически увеличением мощности накачки.

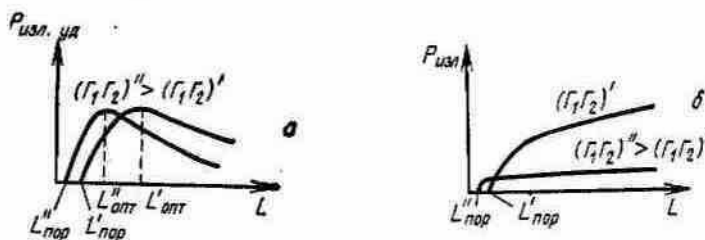


Рис. 15.9



Зависимость всей выходной мощности  $P_{\text{изл.}} = P_{\text{изл.уд.}} LS$  от длины не имеет максимума (рис. 15.9,б), но имеет тенденцию к насыщению. Следует отметить, что кривые для различных  $\Gamma_1 \Gamma_2$  пересекаются. До точки пересечения выгоднее брать большие коэффициенты отражения, после нее — меньшие, так как при этом получают большие значения мощности. Кривые не пересекаются лишь при отсутствии потерь в среде, когда  $\alpha_a = 0$ .

### § 15.3. Спектр излучения лазера

Колебательная система лазера содержит активную среду, поэтому спектр лазерного излучения должен определяться как спектральными свойствами среды, так и частотными свойствами резонатора. Рассмотрим образование спектра излучения в случаях неоднородного и однородного уширения спектральной линии среды.

**Спектр излучения при неоднородном уширении спектральной линии.** Рассмотрим случай, когда форма спектральной линии среды в основном определяется эффектом Доплера, а взаимодействием частиц среды можно пренебречь. Доплеровское уширение спектральной линии является неоднородным (см. § 12.2).

На рис. 15.10,а изображена частотная характеристика резонатора, а на рис. 15.10,б показан контур спектральной линии среды. Обычно ширина спектральной линии при доплеровском уширении  $\Delta\nu = \Delta\nu_D$  много больше интервала  $\Delta\nu_q$  между частотами соседних мод резонатора. Величина  $\Delta\nu_q$ , определяемая формулой (15.2), например, при длине резонатора  $L=0,5$  м составит 300 МГц, тогда как ширина спектральной линии вследствие эффекта Доплера  $\Delta\nu_D$  в соответствии с формулой (12.31) может быть около 1 ГГц. В этом примере в пределах ширины спектральной линии среды  $\Delta\nu \approx \Delta\nu_D$ ; размещаются три продольных моды. При большей длине резонатора число мод в пределах ширины линии возрастает, так как уменьшается интервал частот  $\Delta\nu_q$  соседних мод.

Доплеровское уширение является неоднородным, т. е. спонтанное излучение в выбранном интервале частот, меньшем  $\Delta\nu_D$ , создается определенной группой частиц, а не всеми

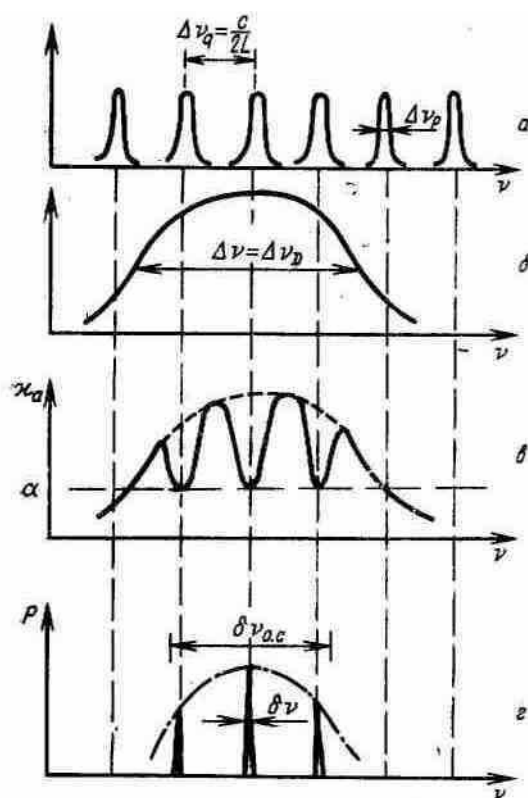


Рис. 15.10

частицами среды. Предположим, что естественная ширина спектральной линии частицы значительно меньше разности частот соседних мод (например, естественная ширина линии

неона близка к 16 МГц). Тогда частицы, возбуждающие своим спонтанным излучением некоторую моду, не будут вызывать возбуждения других мод.

Для определения спектра излучения лазера воспользуемся частотной зависимостью показателя поглощения  $\alpha$ , в законе Бугера (12.50). Этот показатель пропорционален разности населенностей верхнего и нижнего уровней перехода. В среде без инверсной населенности  $\alpha > 0$  и характеризует поглощение энергии электромагнитного поля. При наличии инверсии  $\alpha < 0$  и определяет усиление поля. В этом случае модуль показателя называют показателем усиления активной среды  $a$  ( $a = |\alpha|$ ).

Частотная зависимость показателя усиления  $a(\nu)$  в соответствии с формулой (12.44) совпадает с формой спектральной линии среды, когда населенности уровней постоянны или изменяются незначительно в результате вынужденных переходов. Такое совпадение будет наблюдаться, если создана инверсия населенностей, а условия самовозбуждения лазера еще не выполнены (например, отсутствуют зеркала резонатора). На рис. 15.10,а пунктиром показана такая начальная частотная зависимость. При доплеровском уширении спектральной линии зависимость выражается гауссовой функцией и имеет ширину  $\Delta\nu_D$  как показано на рис. 15.10,б.

Предположим, что выполнены условия самовозбуждения. Тогда спонтанное излучение одной частицы будет вызывать вынужденные переходы других частиц, если частота спонтанного излучения последних лежит примерно в пределах естественной ширины спектральной линии возбуждающей частицы. Вследствие инверсии населенностей будут преобладать вынужденные переходы сверху вниз, т. е. населенность верхнего уровня должна уменьшаться, нижнего — увеличиваться, а показатель усиления  $a$  — убывать.

Поле в резонаторе максимально на резонансных частотах мод. На этих частотах будет наблюдаться наибольшее изменение населенностей уровней перехода. Поэтому на кривой  $a(\nu)$  появятся провалы в окрестности резонансных частот (см. рис. 15.10,в).

После выполнения условия самовозбуждения глубина провала на резонансных частотах увеличивается, пока не наступит режим; стационарных колебаний, при котором показатель

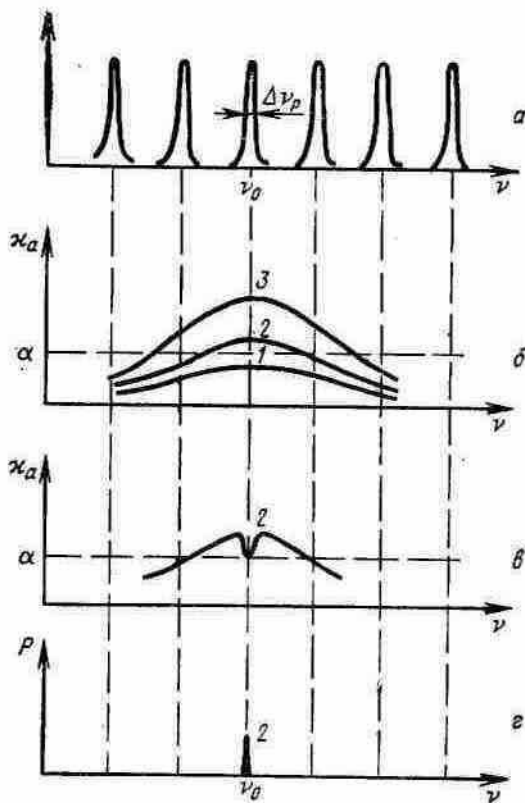


Рис. 15.11

усиления станет равным показателю потерь  $\alpha$  в соответствии с условием (15.13). Ширина каждого провала приблизительно равна естественной ширине линии частиц, если мощность, генерируемая на рассматриваемой частоте, мала. Чем больше мощность, а следовательно, и объемная плотность энергии поля, влияющая на число вынужденных переходов, тем шире провал. При малой мощности показатель усиления в пределах одного провала не зависит от показателя усиления в пределах другого провала, так как провалы не перекрываются вследствие сделанного вначале предположения о том, что естественная ширина линии меньше расстояния между резонансными частотами. Колебания на этих частотах можно считать независимыми. На рис. 15.10,г показано, что спектр излучения лазера содержит три линии излучения, соответствующие трем продольным модам резонатора. Мощность излучения каждой моды зависит от разности между исходным и стационарным значениями показателя усиления,

как в формуле (15.21), т. е. определяется глубиной соответствующих провалов на рис. 15.10,в. Ширину каждой линии излучения  $\delta\nu$  определим в конце параграфа, а сейчас обсудим влияние мощности накачки на число генерируемых мод при заданных потерях.

Если мощность накачки настолько мала, что максимальное значение показателя усиления среды (кривая 1 на рис. 15.11,б) не достигает порогового значения, равного  $\alpha$ , то не возбуждается ни одна из мод, определяемых частотной характеристикой резонатора (рис. 15.11,а). Кривая 2 соответствует большей мощности накачки, обеспечивающей превышение над пороговым значением для центральной частоты спектральной линии среды  $\nu_0$ . Этому случаю соответствует один провал на рис. 15.11,в и генерация одной продольной моды (рис. 15.11,г). Дальнейшее увеличение мощности накачки обеспечит выполнение условий самовозбуждения для других мод (кривая 3). Соответственно провалы в кривой показателя и спектр излучения будут изображаться, как на рис. 15.10,в и г.

**Спектр излучения при однородном уширении спектральной линии.** Однородное уширение спектральной линии наблюдается в случае, когда основной причиной уширения является столкновение | (или взаимодействие) частиц среды (§ 12.2).

Предположим, как и в случае неоднородного уширения, что в пределы спектральной линии среды попадает несколько собственных частот резонатора. На рис. 15.12,а показана частотная характеристика резонатора с указанием частоты и ширины резонансных кривых каждой моды  $\Delta\nu_p$ . Кривая 1 на рис. 15.12,б изображает частотную зависимость показателя усиления среды с инверсией населенности перед самовозбуждением лазера.

Спектральная линия каждой частицы и всей среды при однородном уширении совпадают, поэтому спонтанное излучение любой частицы может вызвать вынужденные

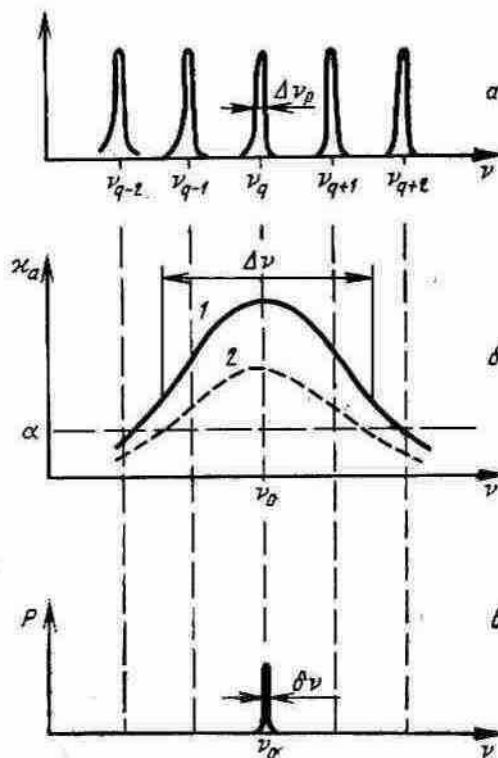


Рис. 15.12.

переходы остальных частиц. Следовательно, при вынужденных переходах в указанной среде с инверсией населенности частотная зависимость  $\kappa_a$  при генерации (кривая 2) останется по форме такой же, как до генерации (кривая 1), но расположится ниже ее. Провалы, наблюдавшиеся при неоднородном уширении линии (см. рис. 15.11,в), здесь отсутствуют, так как теперь в создании мощности излучения лазера участвуют все частицы среды.

На рис. 15.12,б условия самовозбуждения  $a > \alpha$  выполнены для трех мод с частотами  $\nu_{q-1}$ ,  $\nu_q = \nu_0$  и  $\nu_{q+1}$ . Однако на центральной частоте спектральной линии  $\nu_0$  показатель усиления за одно прохождение излучения через активную среду максимален. В результате большего числа проходов основной вклад в мощность излучения будет давать мода с центральной частотой.

Таким образом, в лазерах с однородным уширением спектральной линии среды возможно получение одночастотного режима с большой мощностью (рис. 15.12,в), так как в отличие от случая неоднородного уширения для получения этого режима не требуется снижения мощности накачки.

**Монохроматичность излучения лазера.** Генерация колебаний в любых квантовых приборах начинается со спонтанного излучения, частотная зависимость интенсивности которого характеризуется спектральной линией среды. Однако в оптическом диапазоне ширина спектральной линии среды значительно больше ширины резонансных кривых  $\Delta\nu_p$  пассивного (без активной среды) резонатора вследствие большой добротности  $Q$  последнего. Значение  $\Delta\nu_p = \nu_0/Q$ , где  $\nu_0$  — резонансная частота. При наличии в резонаторе активной среды происходит компенсация потерь (регенеративный эффект), что эквивалентно увеличению добротности и уменьшению ширины резонансной кривой  $\Delta\nu_p$  до величины  $\delta\nu$ .

В случае генерации одной моды с частотой  $\nu_0$  ширина линии лазерного излучения может быть оценена по формуле

$$\delta\nu_{\text{теор}} \approx \frac{8\pi^2\nu_0}{P} \Delta\nu_p^2, \quad (15.26)$$

где  $P$  — мощность излучения. Рост мощности излучения соответствует большей компенсации потерь, росту добротности и уменьшению ширины линии излучения. Если  $\Delta\nu_p = 1$  МГц,  $\nu_0 = 5 \cdot 10^{14}$  Гц,  $P = 1$  мВт, то  $\delta\nu_{\text{теор}} \approx 10^{-2}$  Гц, а отношение  $\delta\nu_{\text{теор}}/\nu_0 \approx 2 \cdot 10^{-17}$ . Таким образом, теоретическое значение ширины линии излучения оказывается чрезвычайно малым, на много порядков меньше ширины резонансных кривых  $\Delta\nu_p$ . Однако в реальных условиях из-за акустических воздействий и колебаний температуры наблюдается нестабильность размеров резонатора, приводящая к нестабильности собственных частот резонатора и, следовательно, частот линий лазерного излучения. Поэтому реальная (техническая) ширина линии излучения, учитывающая эту нестабильность, может достигать  $\delta\nu = 10^4 - 10^5$  Гц.

Степень монохроматичности излучения лазера можно оценивать по ширине линии лазерного излучения и по ширине огибающей спектра лазерного излучения, содержащего несколько линий излучения (см. рис. 15.10,з). Пусть  $\Delta\nu = 10^4$  Гц,  $\nu_0 = 5 \cdot 10^{14}$  Гц, а ширина огибающей спектра  $\delta_{\text{о.с.}} = 300$  МГц. Тогда степень монохроматичности по одной линии составит  $\delta\nu/\nu_0 \approx 2 \cdot 10^{-11}$ , а по огибающей  $\delta\nu/\nu_0 \approx 6 \cdot 10^{-7}$ . Достоинством лазеров является высокая монохроматичность излучения, особенно по одной линии излучения, или в одночастотном режиме работы

### § 15.4. Когерентность, монохроматичность и направленность лазерного излучения

В применении к оптическим колебаниям когерентность характеризует связь (корреляцию) между фазами световых колебаний. Различают временную и пространственную когерентность, с которыми в лазерах связаны монохроматичности и направленности излучения.

В общем случае, когда исследуется корреляция полей излучения в двух точках пространства соответственно в моменты времени, смещенные на некоторую величину  $\tau$ , используется понятие функции взаимной когерентности

$$\Gamma_{12}(r_1, r_2, \tau) = \lim_{2T} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T E_1(r_1, t + \tau) E_2^*(r_2, t) dt, \quad (15.27)$$

где  $r_1$  и  $r_2$  — радиус-вектор первой и второй точки;  $E_1(r_1, t + \tau)$  и  $E_2^*(r_2, t)$  — комплексное и комплексно-сопряженное значения напряженности поля в этих точках. Нормированная функция взаимной когерентности характеризует степень когерентности:

$$\gamma_{12}(\tau) = \Gamma_{12}(r_1, r_2, \tau) / I(r_1) I(r_2), \quad (15.28)$$

где  $I(r_1)$  и  $I(r_2)$  — интенсивность излучения в выбранных точках. Модуль  $\gamma_{12}(\tau)$  изменяется от нуля до единицы. При  $|\gamma_{12}(\tau)| = 0$  когерентность отсутствует, в случае  $|\gamma_{12}(\tau)| = 1$  имеется полная когерентность

**Временная когерентность и монохроматичность излучения.** Временной когерентностью называют корреляцию между значениями поля в одной точке пространства в моменты времени, отличающиеся на некоторую величину  $\tau$ . В этом случае радиус-векторы  $r_1$  и  $r_2$  в определении функции взаимной когерентности  $\Gamma_{12}(r_1, r_2, \tau)$  и функции  $\gamma_{12}(\tau)$  оказываются равными, функция взаимной когерентности превращается в функцию автокорреляции, а нормированная функция — в функцию  $\gamma_{11}(\tau)$ , характеризующую степень временной когерентности.

Ранее отмечалось, что при спонтанных переходах атом излучает цуги колебаний, которые не связаны друг с другом (рис. 15.13). Корреляция колебаний в одной точке пространства будет наблюдаться только в интервале времени, меньшем длительности цуга. Этот интервал называют *временем когерентности*, и его принимают равным времени жизни по спонтанным переходам  $t$ . Расстояние, проходимое светом за время когерентности, называют *длиной когерентности*. При  $\tau \approx 10^{-8}$  с  $= c\tau = 300$  см. Длина когерентности может быть выражена и через ширину спектральной линии  $\Delta\nu$ . Так как  $\Delta\nu \approx 1/\tau$ , то  $\approx c/\Delta\nu$ .

Временная когерентность и монохроматичность связаны между собой. Количественно монохроматичность определяется степенью монохроматичности  $\Delta\nu/\nu_0$  (см. § 15.3). Чем выше степень временной когерентности, т. е. чем больше время когерентности, тем меньше частотный спектр  $\Delta\nu$ , занимаемый излучением, и лучше монохроматичность. В пределе при полной временной когерентности ( $\tau \rightarrow \infty$ ) излучение стало бы полностью монохроматичным ( $\Delta\nu \rightarrow 0$ ).

Рассмотрим временную когерентность лазерного излучения. Предположим, что некоторая частица активной среды излучила квант, который представим в виде цуга колебаний (см. рис. 15.13). При взаимодействии цуга с другой частицей появится новый цуг, фаза колебаний которого из-за природы вынужденных переходов совпадает с фазой колебаний исходного цуга. Этот процесс многократно повторяется, при этом корреляция фазы сохраняется. Результирующее колебание можно рассматривать как цуг с длительностью значительно большей длительности  $\tau$  исходного цуга. Таким образом, происходит увеличение времени когерентности, т. е. улучшается временная когерентность и монохроматичность излучения.

В связи с этим рассмотрением становится очевидным, что оптический резонатор повышает временную когерентность лазерного излучения, так как он обеспечивает многократное прохождение лучей через активную среду. Последнее эквивалентно увеличению времени жизни излучателей, повышению временной когерентности и уменьшению ширины линии лазерного излучения, рассмотренного в § 15.3.

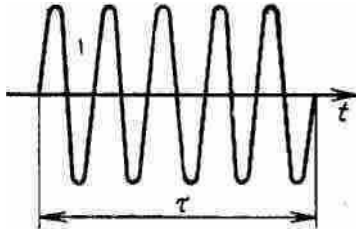


Рис.15.13

Время когерентности излучения лазера можно определить через техническую ширину линии лазерного излучения  $\delta\nu$  по формуле  $\tau = 1/2\pi\delta\nu$ . При  $\delta\nu = 10^3$  Гц время когерентности составляет  $\tau = 1,5 \cdot 10^{-4}$  с. Длина когерентности в этом случае  $L = c\tau = 45$  км. Таким образом, время когерентности и длина когерентности в лазерах на много порядков больше, чем в обычных источниках света.

**Пространственная когерентность и направленность излучения.** Пространственной когерентностью называют корреляцию между значениями поля в двух точках пространства в один и тот же момент времени. В этом случае в формулы для функции взаимной когерентности  $\Gamma_{12}(r_1, r_2, \tau)$  и нормированной функции когерентности  $\gamma_{12}(\tau)$  следует подставлять  $\tau = 0$ . Функция  $\gamma_{12}(0)$  характеризует степень пространственной когерентности.

Излучение точечного источника всегда пространственно-когерентно. Степень пространственной когерентности протяженного источника зависит от его размеров и от расстояния между ним и точками наблюдения. Из оптики известно, что чем больше размер источника, тем меньше угол, в пределах которого излучение можно считать пространственно-когерентным. Световая волна, обладающая наилучшей пространственной когерентностью, должна иметь плоский фронт.

В лазерах излучение имеет высокую направленность (плоский фронт), определяемую свойствами оптического резонатора. Условие самовозбуждения выполняется только для определенного направления в резонаторе для оптической оси или направлений, близких к нему. В результате очень большого числа отражений от зеркал излучение проходит большой путь, что эквивалентно увеличению расстояния между источником и точкой наблюдения. Этот путь соответствует длине когерентности и может составлять десятки километров у газовых лазеров. Высокая направленность излучения лазеров определяет и высокую пространственную когерентность. Существенно, что эффект увеличения расстояния в лазере сопровождается увеличением мощности излучения из-за его усиления в активной среде, тогда как в обычных источниках улучшение пространственной когерентности связано с потерей интенсивности света.

Высокая степень временной когерентности излучения определяет применение лазеров в системах передачи информации, измерения расстояний и угловых скоростей, в квантовых стандартах частоты. Высокая степень пространственной когерентности (направленности) позволяет эффективно передавать световую энергию и фокусировать световой поток в пятно очень малого размера, сравнимого с длиной волны. Это позволяет получить громадные значения плотности энергии, напряженности поля и светового давления, необходимые для научных исследований и различных технических применений.

## § 15.5. Газовые лазеры

**Гелий-неоновый атомарный лазер.** П р и н ц и п р а б о т ы. Наибольшее распространение из газовых лазеров получил гелий-неоновый лазер. Рабочей средой в нем служит смесь двух газов — гелия и неона, а лазерными уровнями — энергетические уровни возбужденных атомов неона. Лазеры, в которых используют уровни возбужденных атомов, называют *атомарными*. Упрощенная диаграмма нижних энергетических уровней гелия и неона для одного из используемых режимов генерации приведена на **рис. 15.14**. Возбужденному уровню 5 атома гелия соответствует энергия ~20 эВ. Оптические спонтанные переходы из состояния 5 в основное 1 оказываются запрещенными. Следовательно, состояние 5 имеет большое время жизни по спонтанным переходам, т. е. является метастабильным. Это время жизни порядка  $10^{-3}$  с. Возбужденный уровень 4 атома неона по энергии очень близок к уровню 5 гелия (разница в энергии составляет 0,04 эВ).

Для создания инверсии населенностей используют электрическую накачку. При разряде за счет неупругих соударений с быстрыми электронами происходит возбуждение атомов гелия: атомы гелия переходят из основного состояния 1 в возбужденное метастабильное состояние 5 по схеме  $\text{He}(1)+\bar{e}\rightarrow\text{He}(5)+e$ , где число в скобках означает номер уровня на рис. 15.14, а  $\bar{e}$  и  $e$  — быстрый и медленный электроны. В результате соударения кинетическая энергия электрона уменьшается.

Появившиеся в результате разряда возбужденные атомы гелия сталкиваются с невозбужденными атомами неона — другого газа смеси. В результате неупругих соударений возбужденный атом гелия  $\text{He}(5)$  передает свою кинетическую энергию невозбужденному атому неона  $\text{Ne}(1)$  и переходит в основное состояние  $\text{He}(1)$ .

При этом невозбужденный атом неона переходит в возбужденное состояние  $\text{Ne}(4)$ . Таким образом, схема процесса соударения имеет вид  $\text{He}(5)+\text{Ne}(1)\rightarrow\text{He}(1)+\text{Ne}(4)$ . Этот процесс передачи энергии идет достаточно эффективно, так как разница в энергиях состояний  $\text{He}(5)$  и  $\text{Ne}(4)$  очень мала. Энергия, которую отдает атом гелия, почти полностью переходит к атому неона, а небольшой излишек энергии атома гелия переходит в кинетическую энергию сталкивающихся атомов.

Для получения инверсии населенностей важно также соотношение времени жизни уровней 4 и 3 лазерного перехода. Время жизни верхнего уровня 4 перехода, связанное со спонтанным излучением, должно быть больше, чем у нижнего уровня 3. При этом



Рис. 15.14

условии скорость убывания населенности верхнего уровня меньше скорости убывания населенности нижнего уровня и таким образом возможно поддержание инверсии населенностей. Для гелий-неонового лазера это условие выполняется, так как время жизни верхнего уровня около  $10^{-7}$  с, а нижнего уровня — около  $10^{-8}$  с.

Атомы гелия являются посредниками при передаче энергии от быстрых электронов к атомам неона. Поэтому гелий можно назвать вспомогательным, а неон — основным, или рабочим, газом. Вообще существует и обратный, нежелательный, процесс — передача энергии от атомов неона к атомам гелия. Чтобы преобладала передача энергии от атомов гелия к атомам неона, необходимо значительное преобладание концентрации вспомогательного газа (гелия) над концентрацией неона. Обычно отношение концентраций гелия и неона составляет 5—15.

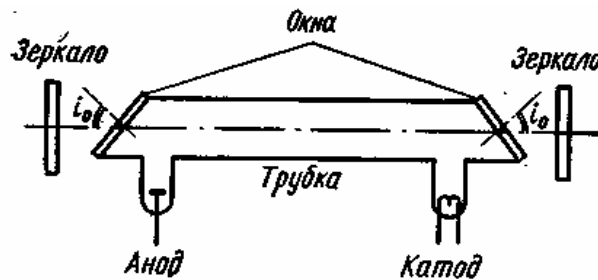
Следует иметь в виду, что населенность уровня  $\text{Ne}(5)$  определяется числом быстрых электронов и поэтому примерно пропорциональна току разряда. В то же время имеется



ступенчатый процесс заселения уровня Ne(3) через промежуточный уровень Ne(2), примерно квадратичный числу электронов или току разряда. При больших токах разряда преобладает второй процесс, поэтому происходит увеличение населенности уровня Ne(3), уменьшается инверсия населенностей перехода 4—3 и возможен срыв колебаний.

Для борьбы с этим нежелательным явлением необходимо избегать роста населенности уровня 2. Причиной, которая может переводить атомы неона из метастабильного состояния 2 в основное, является соударение атомов со стенками сосуда в результате диффузии. Поэтому следует облегчить диффузию возбужденных частиц к стенкам. Очевидно, для этой цели необходимо уменьшить диаметр газоразрядной трубки. Поэтому в гелий-неоновых лазерах диаметр трубки не превышает 10 мм.

Особенности устройства и характеристики гелий-неонового лазера. Схема устройства показана на **рис. 15.15**. Зеркала, образующие резонатор, находятся вне газоразрядной трубки, но возможно расположение зеркал и внутри. Первый вариант имеет следующие преимущества: упрощает юстировку зеркал для получения оптимального режима генерации, предотвращает разрушение отражающего слоя зеркал при бомбардировке ионами разряда, упрощает замену зеркал. Однако при внешнем расположении зеркал появляются дополнительные потери в торцовых стенках трубки (окнах). Потери в окнах можно, практически устранить, если угол падения  $i_0$  равен углу



**Рис. 15.15**

Брюстера, который определяется соотношением:  $\operatorname{tg}i_0=n$ , где  $n$  — коэффициент преломления. Известно, что при этом угле падения волна, плоскость поляризации которой совпадает с плоскостью падения, проходит без отражения, т. е. без потерь. Следовательно, применение таких окон позволяет не только уменьшить потери и облегчить генерацию, но также дополнительно получить поляризованное излучение.

Электрический разряд в смеси газов создается в результате приложения постоянного напряжения между катодом и анодом, расположенными на концах трубки (см. рис. 15.15). Для облегчения начала разряда катод иногда делают накаливаемым. Существуют конструкции лазера, в которых разряд возбуждается высокочастотным полем (30—50 МГц).

На рис. 15.14 была приведена упрощенная схема энергетических уровней. В действительности число уровней больше и возможно возбуждение колебаний на нескольких частотах. В гелий-неоновых лазерах получено инфракрасное излучение ( $\lambda=3,39$  и  $1,15$  мкм) и видимое излучение ( $\lambda=0,63$  мкм) с мощностью несколько десятков и сот милливольт.

Выходная мощность зависит от тока разряда, общего давления в газовой смеси, соотношения парциальных давлений гелия и неона, диаметра разрядной трубки. Зависимость выходной мощности от тока разряда показана на **рис. 15.16**. При большом токе разряда (свыше 100—200 мА) выходная мощность уменьшается из-за влияния процесса ступенчатого возбуждения нижнего лазерного уровня неона через метастабильный уровень 2 на рис. 15.14. При достаточно больших токах ( $I>400$  мА)

генерация срывается. С ростом общего давления в смеси увеличивается концентрация атомов гелия и неона и растет населенность возбужденных уровней и выходная мощность. Однако при высоком давлении, когда концентрация частиц в разряде становится большой, уменьшается длина свободного пробега электронов и соответственно уменьшается энергия, приобретаемая электроном на этом пути в электрическом поле. Последнее приводит к уменьшению энергии, передаваемой атомам гелия, и к снижению выходной мощности. Оптимальное давление  $\sim 100$  Па.

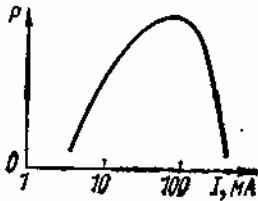


Рис. 15.16

В гелий-неоновом лазере, как и в других газовых лазерах, концентрация частиц невелика ( $10^{16}$ — $10^{17}$  см<sup>-3</sup>). Поэтому можно пренебречь влиянием взаимодействия частиц на ширину линии излучения. В специально сконструированных лазерах этого типа она составляет несколько герц и, следовательно, имеется принципиальная возможность получить стабильность частоты в одночастотном режиме работы  $10^{-13}$ — $10^{-14}$ . Реально принятие мер по повышению стабильности частоты обеспечивает долговременную стабильность частоты гелий-неоновых лазеров  $10^{-8}$ — $10^{-10}$ . Расходимость излучения гелий-неоновых лазеров очень мала и, как правило, составляет 0,1—3 мрад, а диаметр луча 1—3 мм. Гелий-неоновые лазеры относятся к источникам когерентного излучения малой мощности. Мощность серийных лазеров не превышает 0,1 Вт. Ресурс работы лазеров, как правило, равен 1000—5000 ч. Гелий-неоновые лазеры имеют наивысшую временную и пространственную когерентность, т. е. наивысшую монохроматичность и направленность излучения, и высокую стабильность частоты.

**Ионные лазеры.** В гелий-неоновом лазере используют энергетические переходы возбужденных атомов, а в ионных лазерах — переходы между возбужденными состояниями ионов инертных газов. В ионных лазерах применяют чистые инертные газы: аргон, криптон, ксенон, неон. Энергетические уровни основного и возбуждаемого состояния иона расположены гораздо выше уровней возбужденных состояний нейтральных атомов, поэтому вероятность прямого возбуждения этих уровней очень мала. Считается, что заселение уровней ионов происходит в результате ступенчатого возбуждения при соударениях электронов с ионами, находящимися в основном состоянии. Для получения большой мощности необходима высокая концентрация ионов в разряде. Поэтому применяется дуговой разряд с большим током (несколько десятков ампер). Плотность тока достигает  $1000$  А/см<sup>2</sup>.

Наибольшее распространение получил аргоновый лазер, работающий на квантовых переходах между возбужденным состоянием иона  $\text{Ag}^+$  в видимой области спектра ( $\lambda = 0,45 - 0,51$  мкм).

Для повышения плотности разряда в ионных лазерах применяют продольное магнитное поле, которое удерживает заряженные частицы вблизи оси трубки. Использование поля (0,2—0,4 Т) позволяет увеличить выходную мощность в несколько раз. Мощность ионных лазеров достигает нескольких ватт. При увеличении длины газоразрядной трубки до 2 м удалось получить мощность 30—50 Вт. Однако КПД ионных лазеров остается очень низким — 0,01—0,1%. Разряд создается в кварцевой трубке небольшого диаметра (1—3 мм) с окнами, расположенными под углом Брюстера. Резонатор образован внешними зеркалами. Капилляр охлаждается проточной водой. Рабочее давление в капилляре составляет 10—100 Па. Магнитное поле создается с помощью соленоида, надетого на разрядную трубку.

В ионных лазерах с импульсным питанием не требуется принудительное охлаждение. Использование большого тока ( $>500$  А) и меньших давлений газа позволяет создать ионный лазер с импульсной мощностью до 20 кВт и сравнительно высоким КПД (до

0,3%). Импульсная мощность серийных лазеров находится в пределах от нескольких ватт до 1 кВт, а частота следования импульсов достигает 1 кГц.

Ионные газовые лазеры являются основным источником непрерывного импульсного когерентного излучения в сине-зеленой и ультрафиолетовой областях спектра оптического диапазона. Они находят широкое применение в подводной локации и подводном телевидении, аэрофоторазведке, в медико-биологических и других исследованиях.

**Молекулярные лазеры.** Существенным недостатком атомарных и ионных лазеров является их низкий КПД. Эта особенность объясняется тем, что используются уровни, расположенные далеко от основного уровня атомов и ионов. В возбуждении этих уровней участвует небольшая часть имеющихся в разряде электронов. Верхние уровни могут возбуждаться лишь быстрыми электронами, и их доля невелика. При разности энергий между основным и верхним уровнями порядка 20 эВ КПД оказывается около 5%.

В молекуле, состоящей из нескольких атомов, внутренняя энергия определяется не только энергией электронов атомов, но и энергией колебательного движения атомов, которая квантуется и характеризуется своими уровнями. В молекулярных лазерах используют энергетические колебательные уровни, расположенные не слишком высоко над основным. Это облегчает генерацию колебаний, позволяет получить меньшую их частоту и перейти в ИК-диапазон.

На **рис. 15.17** показана упрощенная структура колебательных уровней, а также энергетический колебательный уровень  $\beta$  молекулы азота, который обычно добавляется в  $\text{CO}_2$  для значительного увеличения мощности. Лазерными переходами в смеси  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$  являются переходы  $5-4$  в  $\text{CO}_2$  с длиной волны 10,6 мкм или  $5-3$  ( $\lambda = 9,6$  мкм). Расстояние между верхним лазерным уровнем 5 и основным 1 равно 0,35 эВ.

Процесс создания инверсии населенности в молекулярном лазере на  $\text{CO}_2$  происходит, следующим образом. В разряде при неупругих соударениях с электронами возбуждаются молекулы  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$ . Неупругие удары электронов вызывают возбуждение колебательных уровней молекулы  $\text{CO}_2$  и азота. Кроме того, имеются неупругие соударения молекул  $\text{N}_2$  и  $\text{CO}_2$ , приводящие к возбуждению верхнего уровня 5. Эффективность возбуждения этого уровня велика, так как он расположен близко к уровню  $\beta$   $\text{N}_2$ . Уровни  $\beta$  и 5 имеют большое время жизни. Уровень 4  $\text{CO}_2$  имеет малое время жизни, так как населенность этого уровня быстро уменьшается из-за безызлучательной передачи энергии вращательному движению (вращательным состоянием). Этот процесс называют вращательной релаксацией. Времена жизни более низких уровней 3 и 2 также малы, но вследствие колебательной релаксации. Таким образом, выполняются условия для получения инверсной населенности уровней 5 и 4.

Особенностью лазера на  $\text{CO}_2$  является необходимость постоянного движения газа через газоразрядную трубку, так как число молекул  $\text{CO}_2$  постоянно уменьшается в результате диссоциации на кислород и окись углерода:  $2\text{CO}_2 \rightarrow 2\text{CO} + \text{O}_2$ . Если не восполнять убыль  $\text{CO}_2$ , мощность лазера через некоторое время заметно уменьшится.

Так же как и в других газовых лазерах, зависимость мощности от тока разряда имеет максимум. В молекулярном лазере используется тлеющий разряд в трубках большой длины (1—5 м). Напряжение на разрядном промежутке достигает 10 кВ, а оптимальный ток разряда составляет десятки и сотни миллиампер. Из-за особенностей процесса получения инверсии населенностей в  $\text{CO}_2$  наблюдается, в отличие от гелий-неонового лазера, слабая зависимость выходной мощности от диаметра газоразрядной трубки.

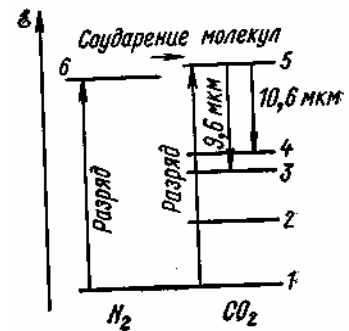


Рис. 15.17

Диаметр трубок может быть увеличен до 10 см, что приводит к увеличению общего числа частиц в объеме и росту мощности. Однако дальнейшее увеличение диаметра не имеет практического смысла, так как известно, что сечение разряда перестает увеличиваться. Большое сечение разряда и значительная длина трубок позволяют получать очень большие мощности. В отдельных лазерах эта мощность в непрерывном режиме превышает 1 кВт при очень высоком по сравнению с другими газовыми лазерами КПД (5—15%). Достоинство лазера на  $\text{CO}_2$  состоит еще и в том, что его излучение ( $\lambda = 10,6$  мкм) слабо поглощается в атмосфере.

Конструкции лазеров на  $\text{CO}_2$  и гелий-неоновой смеси имеют много общего. Однако очень серьезные требования предъявляют к конструкции окон и зеркал, в которых может происходить значительное поглощение энергии в ИК-диапазоне. Усложняет конструкцию и эксплуатацию молекулярных лазеров необходимость постоянной прокачки углекислого газа через трубку.

Наибольшая мощность излучения получена в лазере с прокачкой газовой смеси вдоль оптической оси резонатора. Достигнута максимальная мощность 8,8 кВт в непрерывном режиме работы при длине трубки 1,85 м, при этом КПД составлял 15—20%. Наряду с увеличением мощности излучения путем использования длинных трубок разрабатываются лазеры с поперечной прокачкой газа. При этом обеспечивается более быстрая замена газа во всем объеме трубки и, следовательно, лучший теплообмен, что позволяет получить мощность до 1 кВт в непрерывном режиме работы уже при длине трубки около 1 м.

Давление компонентов газовой смеси в лазерах на  $\text{CO}_2$  100—1300 Па. В последние годы созданы лазеры на смеси ( $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ ), находящейся при атмосферном давлении. Импульсный режим работы устраняет трудности теплоотвода, так как не нужна большая скорость прокачки газа. В этих лазерах используется поперечная прокачка газа. При длине трубки 3 м и длительности импульса 90 нс достигнута максимальная импульсная мощность излучения около 100 МВт (энергия импульса 9 Дж). Рабочее напряжение в импульсных лазерах составляет 20—60 кВ.

Перспективным является импульсный лазер на молекулярном азоте, создающий ультрафиолетовое излучение ( $\lambda = 0,3371$  мкм).

Длительность импульса обычно не превышает 100 нс. Импульсная мощность азотных лазеров достигает 100 кВт при частоте следования импульсов 100 кГц и 500 кВт при частоте 25 Гц. Сверхзвуковая прокачка азота через канал шириной 3 мм позволила получить импульсную мощность до 1 МВт при частоте следования 1 кГц. При возбуждении бегущей волной тока была получена импульсная мощность до 2,5 МВт при длительности импульса 4 нс.

К молекулярным лазерам относится также *электроионизационный лазер*. Этот лазер с высоким давлением газа, в котором проводимость плазмы появляется в результате ионизирующего действия электронного потока, а возбуждение среды происходит в разряде, обеспечиваемом отдельным источником питания. В этом случае понижается величина рабочего напряжения источника. Электронный поток создается либо внешними электронными пушками, либо в результате тлеющего разряда. Например, в одном из лазеров этого типа электронный ток 40 А при энергии электронов 130 кэВ создавали 42 электронных пушки, при этом была получена энергия импульса 2 кДж при длительности импульса 20 мкс и КПД примерно 25%.

В 1966 г. советскими учеными В. К. Конюховым и А. М. Прохоровым была предложена идея *газодинамического лазера* — *молекулярного лазера*, в котором инверсия населенностей уровней возникает при быстром (сверхзвуковом) расширении газа.

Рассмотрим принцип работы газодинамического лазера на смеси газов  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  (рис. 15.18). Углекислый газ получается при сжигании топлива в камере сгорания. Здесь же углекислый газ смешивается с азотом и водяным паром в определенной пропорции, образуя высокотемпературную плазму (1400 К). Газовая смесь под давлением 1700 Па проходит со сверхзвуковой скоростью через сопло и за ним расширяется. Расширение газа сопровождается его охлаждением. Вследствие

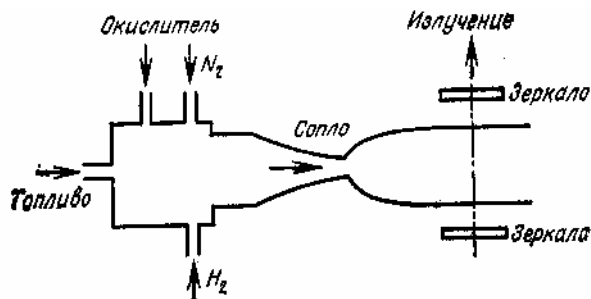


Рис. 15.18

относительного большого времени жизни верхнего уровня молекулы  $\text{CO}_2$  и малого времени прохождения газа через сопло населенность возбужденного при нагреве газа верхнего уровня сохраняется на пути молекул около 1 м от сопла. Населенность нижнего уровня со значительно меньшим временем жизни, чем у верхнего, оказывается много меньше населенности верхнего уровня уже на расстоянии нескольких сантиметров от сопла. Таким образом, на длине около 1 м будет существовать инверсия населенностей уровней. В этой области необходимо установить зеркала резонатора, так чтобы его ось была перпендикулярна потоку газа. Мощность излучения в газодинамическом лазере определяется расходом вещества и энергией, запасенной в молекулах  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$  при нагревании газа. В непрерывном режиме работы получена мощность до 60 кВт при расходе вещества 13,6 кг, угол расходимости излучения составлял 0,1 мрад. Появилось сообщение о разработке лазера с мощностью 600 кВт при КПД 0,5—1%.

Молекулярный лазер, в котором активная среда возникает в результате фотодиссоциации молекул (распада молекул под действием света), называют *фотодиссоциативным лазером*. При достаточно высокой энергии фотонов внешнего излучения молекула распадается на атомы, при этом один из атомов распавшейся

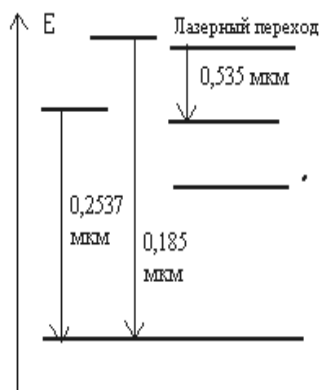


Рис. 15.19

молекулы может оказаться в возбужденном состоянии, пригодном для получения инверсии населенностей. Уровень возбужденного атома используется как верхний уровень лазерного перехода. Для примера рассмотрим лазер с фотодиссоциацией молекул бромида таллия  $\text{TlBr}$ . Фотодиссоциация производится световым излучением ртутного разряда с длиной волны  $\lambda=0,185$  мкм, энергетические уровни которого показаны в левой части рис. 15.19. Под действием этого излучения происходит диссоциация молекулы, находящейся в основном состоянии. На рис. 15.19 показан основной уровень 1 молекулы  $\text{TlBr}$ , основной уровень 2 и два возбужденных уровня 3 и 4 атома таллия. Оказывается, что уровень 3, оптические переходы которого запрещены, опустошается только за счет ударной релаксации. Таким образом, поддерживается малое время жизни нижнего лазерного уровня 3. Верхний лазерный уровень таллия 4 интенсивно заселяется вследствие фотодиссоциации молекул. Поэтому в переходе 4—3 появляется инверсия населенностей, и при ее достаточной величине наступает генерирование колебаний с длиной волны

молекулы может оказаться в возбужденном состоянии, пригодном для получения инверсии населенностей. Уровень возбужденного атома используется как верхний уровень лазерного перехода.

Для примера рассмотрим лазер с фотодиссоциацией молекул бромида таллия  $\text{TlBr}$ . Фотодиссоциация производится световым излучением ртутного разряда с длиной волны  $\lambda=0,185$  мкм, энергетические уровни которого показаны в левой части рис. 15.19. Под действием этого излучения происходит диссоциация молекулы, находящейся в основном состоянии. На рис. 15.19 показан основной уровень 1 молекулы  $\text{TlBr}$ , основной уровень 2 и два возбужденных уровня 3 и 4 атома таллия. Оказывается, что уровень 3, оптические переходы которого запрещены, опустошается только за счет ударной релаксации. Таким образом, поддерживается малое время жизни нижнего лазерного уровня 3. Верхний лазерный уровень таллия 4 интенсивно заселяется вследствие фотодиссоциации молекул. Поэтому в переходе 4—3 появляется инверсия населенностей, и при ее достаточной величине наступает генерирование колебаний с длиной волны

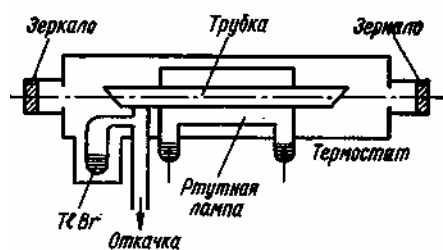


Рис. 15.20

$\lambda=0,535$  мкм (зеленая линия).

Схема фотодиссоциативного лазера показана на **рис. 15.20**. Отличительная особенность состоит в расположении трубок с парами бромид таллия внутри ртутной газоразрядной лампы. Бромид таллия находится в специальном отростке. Вся установка помещена в термостат с температурой  $660^{\circ}\text{C}$ , которая необходима для получения паров бромида таллия. Зеркала резонатора находятся вне термостата.

## § 15.6. Твердотельные лазеры

**Общая характеристика твердотельных лазеров.** Твердотельными называют лазеры, в которых активной средой являются кристаллические или аморфные диэлектрики. Для создания инверсии населенностей используют энергетические уровни атомов и ионов, входящих в состав твердых тел. Концентрация частиц в твердых веществах на несколько порядков больше, чем в газовых лазерах. Поэтому можно получить большую населенность уровней, а следовательно, и большую мощность излучения на единицу объема, чем в газовых лазерах, или ту же мощность при малой длине активной среды. Однако длина активных элементов твердотельных лазеров ограничивается имеющимися оптическими неоднородностями вещества, приводящими к рассеиванию излучения и понижению добротности резонаторов. Обычно длина активных элементов составляет от нескольких до 50 см. Небольшая длина вызывает увеличение угловой расходимости излучения (до нескольких десятков угловых минут).

В твердых телах сильное взаимодействие частиц приводит к существенному увеличению ширины энергетических уровней. Поэтому в твердотельных лазерах используют оптическую накачку для создания инверсии населенностей.

Активная среда (стержни с полированными параллельными торцами) помещается между зеркалами резонатора. Зеркалами могут быть торцовые поверхности, если на них нанести отражающие покрытия. Особый интерес представляет резонатор, образованный плоским и сферическим зеркалами. Такой резонатор имеет низкие дифракционные потери, а его собственные частоты слабо зависят от нестабильности размеров.

Активный элемент твердотельных лазеров состоит из двух компонентов — основного вещества (матрицы) и активатора (примеси), энергетические уровни которого образуют лазерный переход. Матрицей являются кристаллические вещества: корунд  $Al_2O_3$ , иттриевые гранаты, щелочноземельные соли вольфрамовой ( $H_2WO_4$ ), молибденовой ( $H_2MoO_4$ ) и плавиковой (HF) кислот. Применяются также аморфные вещества — стекла специального состава, в которых можно получить лучшую оптическую однородность. Последнее позволяет увеличить размеры активного вещества и мощность излучения. В качестве активатора используют редкоземельные элементы: неодим, диспрозий и др., а также хром и уран. Эти элементы входят в матрицу в виде двух- и трехзарядных ионов. Поперечный размер активных сред составляет от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров, а длина — до 100 см.

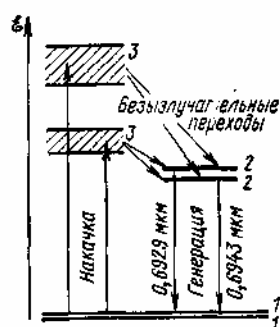


Рис. 15.21

**Рубиновый лазер.** Матрицей рабочего вещества в этом лазере является кристаллическая решетка корунда  $Al_2O_3$ , а активной средой — трехзарядные ионы хрома  $Cr^{3+}$ . Схема энергетических уровней иона хрома показана на рис. 15.21. В результате воздействия сильного внутрикристаллического поля основной уровень расщеплен на два подуровня 1, энергетический переход между которыми используется в квантовых парамагнитных усилителях (см. § 13.1). Следующие уровни также расщеплены на подуровни 2 и 3. Тепловые колебания ионов и дефекты кристаллической структуры вызывают местные изменения электрического поля, приводящие к уширению энергетических уровней. Ширина подуровней 1 и 2 незначительна, а подуровней 3 настолько существенна, что их называют полосами.

Расстояния между подуровнями 1 и полосами 3, а также между подуровнями 1 и 2 соответствуют оптическому диапазону волн. При использовании этих переходов подуровни 1 можно считать совпадающими, так как переход между ними соответствует СВЧ-диапазону.

Подуровни 2 являются метастабильными (время жизни около  $3 \cdot 10^{-3}$  с). Полное время жизни подуровней 3 определяется безызлучательными релаксационными переходами на подуровни 2. Время жизни уровней 3, связанное с безызлучательными переходами, порядка  $10^{-7}$  с и много меньше времени жизни, связанного со спонтанными излучательными переходами. Поэтому населенность подуровней 3 будет уменьшаться в основном из-за безызлучательных переходов, вызванных взаимодействием с кристаллической решеткой. При этом избыток энергии переходит в тепловую энергию кристаллической решетки.

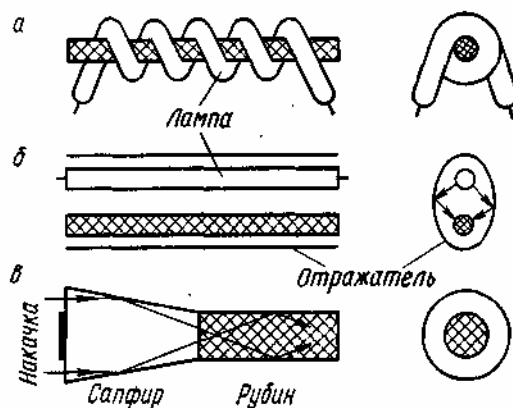


Рис. 15.22

Теперь можно объяснить получение инверсии населенностей в рубиновом лазере. Под воздействием излучения источника света происходит возбуждение подуровней 3 и увеличение их населенности. Вследствие безызлучательных переходов происходит быстрое уменьшение населенности подуровней 3 и заселение метастабильных подуровней 2. Поэтому населенность подуровней 2 может стать больше населенности основного уровня 1. Инверсия населенностей при выполнении условий самовозбуждения обеспечит генерацию колебаний. Так как разрешены переходы в основное состояние с верхнего и с нижнего подуровней 2, то возможна генерация излучения в красной области с длинами волн  $\lambda = 0,6943$  мкм ( $6943\text{Å}$ ) и  $\lambda = 0,6929$  мкм ( $6929\text{Å}$ ). Известно, что наиболее благоприятные условия для генерации излучения с  $\lambda=0,6943$  мкм, однако, применяя специальные фильтры, можно обеспечить генерацию на длине волны  $\lambda=0,6929$  мкм.

Рубиновые лазеры могут работать в импульсном и непрерывном режимах. Для получения импульсного режима используют импульсные ксеноновые лампы. Система оптической накачки содержит лампу (ламповая накачка) и элементы, обеспечивающие концентрацию светового тока на активный стержень. Эффективность системы оптической ламповой накачки определяют как отношение энергии, поглощенной в материале, к энергии, потребляемой лампой. Различные варианты систем оптической накачки показаны на рис. 15.22. Импульсные лампы имеют форму спирали (см. рис. 15.22, а), на оси которой расположен активный стержень, или цилиндра (см. рис. 15.22, б), расположенного параллельно этому стержню. Зеркальные поверхности специальной формы концентрируют световой поток в стержне. Применяется также возбуждение световым потоком в торец активного стержня через переходное сапфировое устройство (см. рис. 15.22, в), в котором используется полное внутреннее отражение.

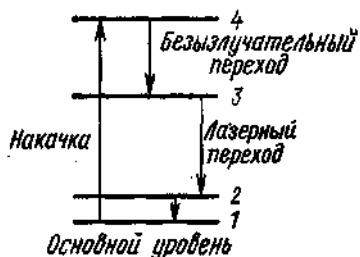


Рис. 15.23

Импульсный режим работы ламп обеспечивается разрядом конденсаторов, которые предварительно заряжаются от источника напряжением до нескольких киловольт. В световое излучение обычно переходит около 25% подводимой к лампе мощности, остальная мощность выделяется в виде тепла. Для



работы в непрерывном режиме используют специальные дуговые капиллярные лампы и лампы накаливания.

Выходная мощность рубинового лазера зависит от энергии накачки. Генерация начинается при некоторой пороговой энергии в несколько сот джоулей. В дальнейшем мощность излучения растет практически линейно. Энергия лазерного излучения у наиболее мощных рубиновых лазеров достигает 10 Дж. Так как длительность импульса порядка 10 мс, то средняя мощность в импульсе составляет около 1 кВт. При этом КПД не превышает 1%. В лазерах непрерывного действия используют кристаллы относительно небольшого размера, и выходная мощность таких лазеров порядка 100 мВт.

**Лазер с использованием ионов редкоземельных элементов.** При использовании в качестве активных частиц ионов редкоземельных элементов (неодима, диспрозия, самария, эрбия, гольмия и празеодима) инверсия населенностей создается по четырехуровневой схеме (рис. 15.23). В отличие от трехуровневой системы рубинового лазера в четырехуровневых лазерах нижний уровень лазерного перехода находится на достаточно большом расстоянии от основного уровня, значительно большей величины  $kT$ . В этом случае населенность нижнего лазерного уровня оказывается небольшой даже при комнатной температуре. Это облегчает создание инверсии населенностей, приводя к уменьшению мощности источника оптической накачки. Понижение рабочей температуры от комнатной до температуры жидкого азота и гелия еще больше облегчает получение инверсии населенностей, так как затрудняет тепловое возбуждение нижнего лазерного уровня.

Рассмотренные твердотельные лазеры работают в импульсном и непрерывном режимах. Порог накачки в импульсном режиме низок и составляет единицы джоулей. Наибольшая энергия в импульсе (до 1 кДж) получена в лазере на стекле с неодимом. В этом лазере использован стержень диаметром 20—30 мм и длиной до 80 см. Коэффициент полезного действия твердотельных лазеров с редкоземельными ионами низок и составляет десятые доли процента.

**Твердотельные лазеры с модуляцией добротности.** Длительность импульса излучения мощных твердотельных лазеров порядка 1 мс, а энергия излучения несколько сот джоулей, поэтому импульсная мощность достигает нескольких сот киловатт. Однако в локации и других применениях необходимы более короткие импульсы с большой импульсной мощностью.

Эту задачу можно решить, обеспечив накопление активных частиц на верхнем метастабильном энергетическом уровне в течение большого времени без выполнения условий самовозбуждения, а затем выполнив условия самовозбуждения на очень короткое время. Для этого необходимо уменьшать добротность резонатора на время действия импульса накачки до уровня, при котором не выполняется условие самовозбуждения, и восстанавливать ее в конце импульса накачки, когда заканчивается накопление активных частиц. Такой метод получения коротких импульсов излучения с большой импульсной мощностью называют режимом *модуляции добротности резонатора*.

Длительность импульса в режиме модуляции добротности порядка десятков наносекунд вместо  $10^{-3}$  с в обычном рубиновом лазере. При той же энергии в импульсе это означает увеличение импульсной мощности примерно в  $10^5$  раз, т. е. до  $10^8$  Вт.

Изменить величину добротности можно с помощью механических, электрооптических, магнитооптических и жидкостных («пассивных») затворов.

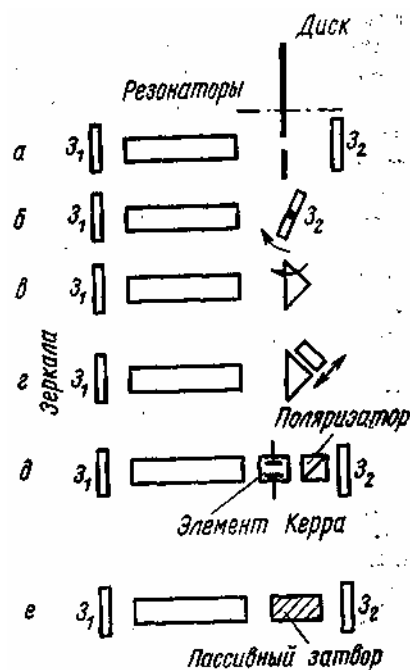


Рис. 15.24

В качестве простейшего механического затвора используют вращающийся диск с отверстием, расположенным между зеркалами  $Z_1$  и  $Z_2$  резонатора (рис. 15.24,а). До тех пор, пока отверстие не окажется на оси резонатора, происходит накопление активных частиц, а в момент прохождения отверстия через ось резонатора добротность резонатора резко возрастает, так как появляется возможность для отражения излучения от второго зеркала.

Целесообразнее использовать вращение одного зеркала (рис. 15.24, б) или призмы (рис. 15.24, в). В этих способах условия самовозбуждения выполняются в момент параллельного расположения зеркал или положения призмы, изображенный на рис. 15.24,в. Скорость вращения достигает 20000—30000 об/мин, что соответствует времени изменения добротности около  $10^{-7}$  с.

Возможны механические способы модуляции добротности изменением отражающей способности призмы при приближении к ней диэлектрической пластинки (рис. 15.24,г). Необходимое в этом способе перемещение пластинки в пределах половины длины волны может быть получено с помощью пьезоэлектрического эффекта.

Электрооптические затворы (ЭОЗ) основаны на использовании электрооптических эффектов, заключающихся в том, что под действием внешнего электрического поля можно получить искусственную оптическую анизотропию в некоторых жидкостях (эффект Керра) и твердых кристаллах (эффект Погкельса). Схема применения элемента Керра (или Погкельса) для модуляции добротности показана на рис. 15.24,д. Магнитооптические затворы основаны на влиянии магнитного поля (эффект Фарадея).

В последнее время широко применяются пассивные затворы. Известно, что оптические свойства некоторых органических красителей изменяются под воздействием света. Объясняется это возбуждением молекул красителя, находящихся в основном состоянии. Происходящее при этом уменьшение населенности основного уровня приводит к резкому уменьшению поглощения света (просветление раствора).

Предположим, что прозрачная кювета, в которой находится просветляющийся раствор красителя, помещен в резонатор рубинового лазера (рис. 15.24,е). В исходном состоянии показатель поглощения раствора велик (большие потери). Импульсная световая накачка приводит к созданию в среде инверсии населенностей и, когда разность населенностей уровней превысит пороговое значение, начинается генерация. Появившееся излучение, проходя через раствор с красителем, вызывает в нем резкое уменьшение показателя поглощения (просветление). Это приводит к быстрому лавинообразному росту мощности излучения. Рубиновые лазеры с пассивными жидкостными затворами позволяют получить импульсы длительностью около  $10^{-8}$  с с энергией несколько джоулей.

### § 15.7. Полупроводниковые лазеры

**Условия получения инверсии населенностей в полупроводниках.** В полупроводниковых лазерах используется инверсия населенностей, получаемая в полупроводниках с одним или с различными типами проводимости ( $p$  —  $n$ -переход).

Идеальным было бы состояние (рис. 15.25), когда уровни в области 2 полностью заполнены электронами проводимости, а нижние в области 1 полностью свободны от валентных электронов, т. е. полностью заполнены дырками. В этом случае инверсия населенности была бы наибольшей.

Формально полупроводник, в котором большинство уровней в области 2 зоны проводимости занято электронами, а в области 1 валентной зоны — дырками, можно назвать вырожденным одновременно для электронов и дырок, в то время как обычно удается создать либо электронные, либо дырочные вырожденные полупроводники. Предположим, что в такой полупроводник попадает фотон с энергией  $h\nu$ , большей ширины запрещенной зоны  $\Delta\epsilon_0$ , но меньшей  $\Delta\epsilon$  — величины, соответствующей границам областей 2 и 1, заполненных электронами и дырками:

$$\Delta\epsilon_0 < h\nu < \Delta\epsilon. \quad (15.29)$$

При этом условии будут происходить вынужденные переходы из области 2 в область 1 с испусканием новых фотонов. Если энергия падающего фотона  $h\nu > \Delta\epsilon$ , то начнется поглощение квантов и возникнут переходы из области 3 валентной зоны, где есть валентные электроны, на свободные уровни области 4 зоны проводимости.

В вырожденном электронном полупроводнике верхняя граница заполненной электронами области 2 в зоне проводимости приблизительно совпадает с уровнем Ферми для электронов  $\epsilon_{Fn}$ , а в вырожденном дырочном нижняя граница заполненной дырками области 1 в валентной зоне — с уровнем Ферми  $\epsilon_{Fp}$  для дырок. Поэтому

$$\Delta\epsilon = \epsilon_{Fn} - \epsilon_{Fp} \quad (15.30)$$

и условие (15.29) для получения вынужденного излучения запишем в виде

$$\Delta\epsilon_0 < h\nu < (\epsilon_{Fn} - \epsilon_{Fp}). \quad (15.31)$$

Вынужденное излучение будет появляться при воздействии фотонов с энергией, заключенной в пределах от  $h\nu_{\text{макс}} = \Delta\epsilon_0$  до  $h\nu_{\text{макс}} = \Delta\epsilon = \epsilon_{Fn} - \epsilon_{Fp}$ . Такие фотоны всегда есть в полупроводнике вследствие процесса рекомбинации электронов и дырок. Рекомбинационное излучение имеет спонтанный характер, т. е. фотоны распределены хаотически по времени, направлению и поляризации. «Спонтанные» фотоны вызывают вынужденное излучение, однако для получения самовозбуждения необходимо обеспечить многократное прохождение излучения через среду с инверсией населенности. Достигается это созданием отражающих поверхностей на торцах полупроводникового образца.

В полупроводниковых лазерах можно получить очень большую инверсию населенностей и высокое усиление на единицу длины вследствие высокой концентрации частиц в твердом теле. Поэтому длину образца полупроводника можно уменьшить до долей миллиметра, а требования к величине коэффициента отражения зеркал снизить.

В полупроводниках возможны следующие методы получения инверсии населенностей: инжекция носителей через  $p$ — $n$ -переход (инжекционные лазеры),

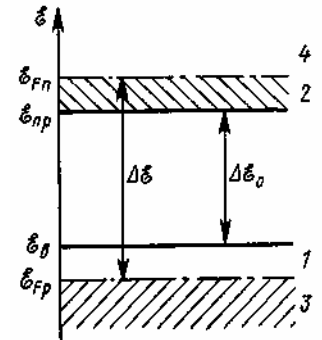


Рис. 15.25

электронная накачка и оптическая накачка. Наибольшее распространение получил метод инжекции носителей.

**Инжекционный лазер.** В инжекционных лазерах используется  $p$ — $n$ -переход,

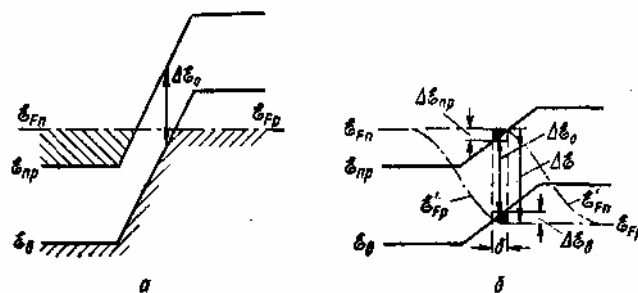


Рис. 15.26

образованный вырожденными полупроводниками с разным типом проводимости. На рис. 15.26,а показана энергетическая диаграмма такого  $p$ — $n$ -перехода в состоянии равновесия, т. е. при отсутствии внешнего напряжения, а следовательно, и тока через переход. Уровни Ферми  $\epsilon_{Fn}$  и  $\epsilon_{Fp}$  в обеих областях совпадают. Приблизительно можно считать, что в  $p$ -области электроны проводимости располагаются на уровнях между «дном» зоны проводимости  $\epsilon_{np}$  и уровнем Ферми  $\epsilon_{Fn}$ , а в  $p$ -области дырки—между «потолком» валентной зоны  $\epsilon_v$  и уровнем Ферми  $\epsilon_{Fn}$ .

Энергетическая диаграмма для случая, когда к  $p$ — $n$ -переходу приложено прямое напряжение  $U_0$ , показана на рис. 15.26,б. Понижение потенциального барьера на величину  $U_0$  увеличивает поток электронов из  $n$ -области и поток дырок из  $p$ -области через переход. Через  $p$ — $n$ -переход потечет ток, и вблизи перехода установится некоторое распределение концентрации неравновесных носителей заряда.

Известно, что при неравновесном состоянии теряет смысл понятие уровня Ферми. Однако для определения полной концентрации носителей в неравновесном состоянии можно воспользоваться прежними формулами, если вместо уровней Ферми ввести квазиуровни Ферми для электронов и дырок. Вдали от перехода (см. рис. 15.26,б), где сохраняется равновесное состояние, применимы обычные уровни Ферми  $\epsilon_{Fn}$  и  $\epsilon_{Fp}$ . В области перехода, где имеются неравновесные носители, существуют два квазиуровня Ферми— для электронов  $\epsilon'_{Fn}$  и для дырок  $\epsilon'_{Fp}$ . Обычно предполагают, что в пределах перехода до пересечения линии  $\epsilon_{Fn}$  с границей зоны проводимости величины  $\epsilon_{Fn}$  и  $\epsilon'_{Fn}$  мало отличаются. Аналогичное предположение делают и для уровней  $\epsilon_{Fp}$  и  $\epsilon'_{Fp}$ . Далее кривая квазиуровня электронов  $\epsilon'_{Fn}$  опускается и сливается с уровнем Ферми  $\epsilon_{Fp}$ . Соответственно кривая квазиуровня для дырок  $\epsilon'_{Fp}$  поднимается и сливается с уровнем Ферми  $\epsilon_{Fn}$ .

В некоторой области перехода с шириной  $\delta$  одновременно велико количество электронов проводимости в группе уровней  $\Delta\epsilon_v$  и дырок в группе уровней  $\Delta\epsilon_c$ . Поэтому в области  $\delta$  распределение носителей зарядов подобно распределению их на рис. 15.25, и в ней можно получить инверсную населенность.

Кроме того, в этой области перехода наблюдается наиболее интенсивная рекомбинация электронов и дырок, так как скорость рекомбинации пропорциональна произведению концентраций электронов и дырок, а они в рассматриваемой области одновременно велики. Рекомбинация электронов и дырок в переходе сопровождается спонтанным излучением с энергией, большей ширины запрещенной зоны ( $h\nu > \Delta\epsilon_0$ ).

С увеличением внешнего напряжения  $U_0$  растут концентрации электронов и дырок в области  $\delta$ -перехода, увеличивается инверсия

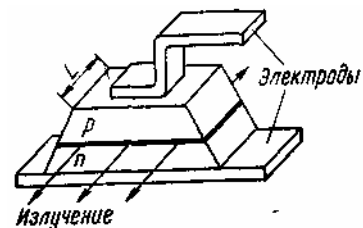


Рис. 15.27

населенности. При некотором пороговом напряжении (или токе через переход), когда вынужденное излучение, вызванное спонтанным излучением, достаточно для компенсации потерь света в материале полупроводника и в отражающих поверхностях, наступит генерация. Выходное излучение получившегося лазера когерентно. Таким образом,  $p-n$  - переход при малых токах является источником спонтанного (рекомбинационного) излучения, а при токах более порогового — источником когерентного излучения.

Пороговое значение тока сильно зависит от температуры и концентрации примесей. Понижение температуры облегчает вырождение полупроводника и, следовательно, уменьшает пороговый ток. Лазеры на арсениде галлия обычно работают при температуре жидкого гелия (4,2К) или жидкого азота (77К.). В настоящее время появились инжекционные лазеры, работающие при комнатной температуре. Экспериментально установлено, что изменение температуры от 4,2К до комнатной может привести к увеличению плотности порогового тока до 100 раз. При комнатной температуре необходима плотность порогового тока до  $10^5$  А/см<sup>2</sup>.

Наибольшее распространение получил инжекционный лазер на основе вырожденного арсенида галлия (GaAs), конструкция которого показана на **рис. 15.27**. Две грани полупроводника перпендикулярны к плоскости  $p-n$ -перехода и образуют после полировки зеркала резонатора. Две другие грани наклонены к плоскости  $p-n$ -перехода, чтобы не создавать в этом направлении условий для самовозбуждения. Размеры сторон полупроводника порядка нескольких десятых долей миллиметра. Излучение выходит из узкой области  $p-n$ -перехода перпендикулярно параллельным граням полупроводника.

Излучение инжекционного лазера имеет большую угловую расходимость вследствие дифракционных явлений в резонаторе. Пусть толщина области  $p-n$ -перехода, в которой происходит генерация,  $\delta=1$  мкм, а расстояние между зеркалами  $L=0,1$  мм. Тогда число Френеля по формуле (15.4) при  $\lambda=1$  мкм  $N=\delta^2/\lambda L=10^{-2}$ . При таком малом числе Френеля дифракционные потери велики, а угловая расходимость составляет 5—6 град. Однако в другой плоскости (в плоскости  $p-n$ -перехода) угловая расходимость меньше ( $\sim 1$  град), так как размер области излучения здесь примерно на порядок больше.

Спектр излучения инжекционного лазера зависит от выходной мощности, которая, в свою очередь, определяется плотностью тока через  $p-n$ -переход. Когда плотность тока незначительно превышает пороговую плотность тока, имеется только одна мода с шириной линии излучения порядка  $0,5 \text{ \AA}$  и длиной волны  $\lambda=8400 \text{ \AA}$  (0,84 мкм), соответствующей ИК-диапазону. С ростом плотности тока число мод увеличивается, причем расстояние между соседними модами по частоте определяется формулой (15.2,а) и при коэффициенте преломления  $n=3,6$  составляет  $\sim 1,5 \cdot 10^{11}$  Гц, а по шкале длин волн около  $1 \text{ \AA}$ . Частота генерируемых мод зависит от температуры, так как последняя влияет на коэффициент преломления кристалла и ширину запрещенной зоны. При изменении температуры возможен перескок от одной моды к другой. Поэтому долговременная стабильность частоты оказывается гораздо меньшей, чем у газовых лазеров. Следует отметить, что излучение инжекционных лазеров поляризовано.

Обычно инжекционные лазеры работают в импульсном режиме, при этом максимальная мощность в импульсе ограничивается перегревом кристалла и зависит от рабочей температуры и длительности импульсов. Наибольшая импульсная мощность при температуре жидкого азота в лазерах на GaAs составила 100 Вт при длительности импульсов порядка нескольких микросекунд и частоте следования до 10 кГц. Основным достоинством инжекционных лазеров является возможность модуляции излучения изменением напряжения на  $p-n$ -переходе.

Коэффициент полезного действия инжекционных лазеров ограничивается, в основном, следующими причинами. Во-первых, часть электронов, двигающихся в  $p-n$ -переходе, вследствие большой длины свободного пробега проходит активную область, не участвуя в

создании вынужденного излучения. Во-вторых, генерируемое световое излучение распространяется не только в активной области, но и рядом с ней, где отсутствует инверсия населенностей и, следовательно, происходит поглощение излучения. Кроме этих причин имеется потеря мощности источника питания, связанная с прохождением тока через области и контакты.

Поэтому КПД инжекционных лазеров на основе GaAs обычно составляет несколько процентов, хотя при оптимальных условиях может достигать десятков процентов.

Советскими учеными Ж. И. Алферовым и другими предложены инжекционные лазеры на основе гетеропереходов (гетеролазеры), имеющие высокий КПД. В этих лазерах используют полупроводниковые материалы с различной шириной запрещенной зоны.

Полупроводниковая структура гетеролазера (рис. 15.28,а) состоит из области GaAs  $n$ -типа, узкой области GaAs  $p$ -типа и области тройного соединения  $Al_xGa_{1-x}As$   $p$ -типа. Активной является средняя область, где создается инверсия населенностей. На границе средней и правой областей образуется потенциальный барьер, который ограничивает длину свободного пробега электронов, инжектированных из левой области, и повышает эффективность образования вынужденного излучения. Кроме этого одновременно уменьшается поглощение света в

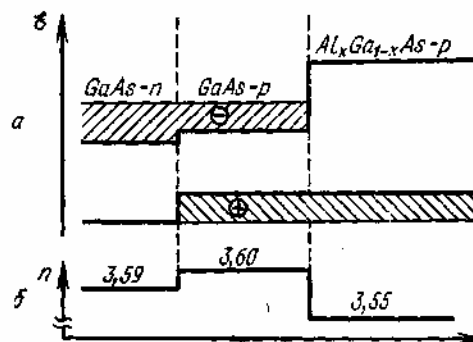


Рис. 15.28

правой неактивной области, так как из-за различия в величине коэффициента преломления в средней и правой областях (рис. 15.28,б) наблюдается полное внутреннее отражение света на границе этих областей. В результате этих процессов удалось - при  $T=300$  К понизить плотность порогового тока от 20—100 кА/см<sup>2</sup> до 7—10 кА/см<sup>2</sup> и увеличить КПД до 10%.

В СССР разработаны также гетеролазеры с полным внутренним отражением света с обеих сторон от активного слоя. При этом удалось понизить плотность порогового тока до 1—3 кА/см<sup>2</sup> при  $T = 300$  К. Это позволило получить при комнатной температуре режим непрерывного излучения, который был возможен только при температуре жидкого азота.

Отличительной особенностью гетеролазеров является возможность изготовления лазеров с различной длиной волны излучения изменением концентрации примесного алюминия. Например, изменение последней в пределах от 0 до 30% вызывает изменение длины волны от 0,9 до 0,68 мкм.

Повышения мощности излучения инжекционных лазеров добиваются изготовлением набора (решеток) лазерных диодов. Например, при комнатной температуре получена импульсная мощность от 10 до 1000 Вт при частоте следования импульсов до 1 кГц и длительности импульсов от 70 до 200 нс. при этом число лазерных диодов в решетке колеблется от 10 до 60.

При температуре жидкого азота в решетке из 1000 лазерных диодов получена средняя мощность 30—40 Вт. Вследствие низкой температуры КПД оказывается высоким (несколько десятков процентов). Импульсная мощность решетки составляла 1,5—2,5 кВт при длительности импульсов 2 мкс и частоте следования 10 кГц. Диаметр выходной оптической системы примерно 75 мм.

**Другие методы накачки в полупроводниках.** Для создания инверсии населенностей в полупроводниках можно использовать оптическую и электронную накачку.

Оптическая накачка должна производиться с помощью лазерного излучения (*лазерная накачка*), так как обычные источники света имеют очень широкий спектр излучения. Очевидно, что энергия кванта  $h\nu$  должна быть больше ширины запрещенной зоны полупроводника. Так как в полупроводниках наблюдается значительное поглощение света, то практически инверсия

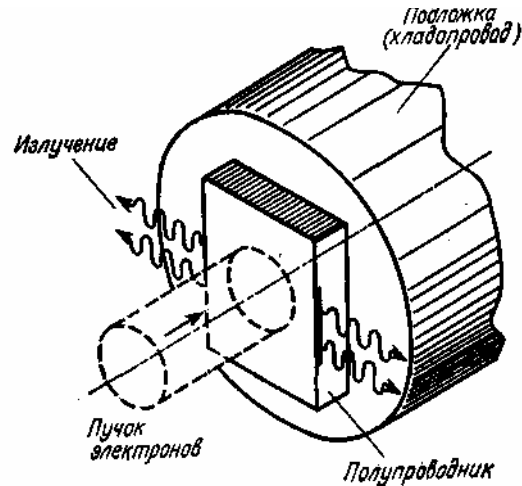
населенностей получается в тонком поверхностном слое. Это не позволяет получить большие мощности излучения в полупроводниковых лазерах с оптической накачкой.

*Электронная накачка* происходит в результате бомбардировки полупроводника электронами с высокой энергией (до 300 кэВ). Это позволяет электронам проникнуть на глубину несколько десятков микрометров и возбудить гораздо больший объем, чем в инжекционных лазерах и в лазерах с оптической накачкой. В приповерхностном слое электроны тормозятся и создают пары носителей — электроны и дырки. Для создания одной пары требуется энергия в 3—4 раза больше ширины запрещенной зоны, так как значительная доля энергии тратится на взаимодействие с кристаллической решеткой. Поэтому каждый электрон образует примерно  $10^4$  пар. При достаточно большом токе пучка электронов концентрация электронов у границы зоны проводимости и дырок у границы валентной зоны будут соответствовать вырождению, при котором происходит инверсия населенностей.

Полупроводниковые лазеры с электронной накачкой имеют преимущества перед инжекционными лазерами, которые при большой мощности излучения становятся сложными устройствами и, кроме того, не позволяют получить излучение в видимом диапазоне длин волн.

Полупроводниковые лазеры с электронной накачкой были предложены в 1964 г. советскими учеными Н. Г. Басовым, О. В. Богданкевичем и А. Н. Девятковым. Упрощенная схема устройства лазера показана на **рис. 15.29**. Пучок электронов направляется на полупроводниковую мишень, грани которой образуют оптический резонатор. Конструктивно лазер с электронной накачкой изготавливают в виде электровакуумного прибора. Формирование и отклонение электронного пучка осуществляется так же, как в электронно-лучевых трубках. Активный элемент устанавливают на хладопроводе. Для охлаждения используют жидкий азот. Излучение из прибора выводится через прозрачные окна. Такие лазеры работают только в импульсном режиме даже при охлаждении жидким азотом

Используя кристаллы CdTe, CdSe, CdS, ZnS, GaSb, PbSe и GaAs можно получить излучение от ультрафиолетовой до ближней инфракрасной области волн. Наилучшие результаты в видимой области спектра ( $\lambda=0,49$  мкм) получены при использовании кристалла CdS. При плотности тока в пучке  $1400 \text{ А/см}^2$  и энергии электронов 260 кэВ получены световые



**Рис. 15.29**

импульсы мощностью 200 кВт при длительности импульсов 3 нс. Образец кристалла при этом не охлаждался. КПД лазера составлял 1%. В ближней ИК-области при использовании GaAs получена импульсная мощность 1,5 МВт, в этом случае энергия электронов составляла 300 кэВ, а электронный ток 300 А.

## § 15.8. Жидкостные лазеры

Жидкостным называют лазер с жидкостным активным элементом в виде растворов неорганических соединений редкоземельных элементов или растворов органических красителей.

В жидкостных лазерах можно обеспечить примерно такую же концентрацию активных частиц, как в твердотельных и, следовательно, получить высокий энергопотребление с единицы объема активной среды. Кроме того, из-за большой однородности жидкостной активной среды отсутствуют потери, характерные для твердотельных активных элементов. Наконец, облегчается охлаждение активной среды, оно обеспечивается циркуляцией жидкости через рабочее пространство лазера. Для жидкостных лазеров характерна повышенная устойчивость к температурным напряжениям по сравнению с твердотельными лазерами.

К недостаткам жидкостных лазеров следует отнести небольшой срок сохраняемости растворов, появление в среде «тепловой» линзы с фокусным расстоянием, меняющимся в течение импульса излучения. Первая причина приводит к значительному изменению мощности излучения, а вторая - к существенному возрастанию расходимости выходного излучения до единиц, а иногда и до десятков градусов.

В лазерах на основе неорганических соединений редкоземельных элементов используются весьма химически агрессивные жидкости, что ограничивает выбор материалов и срок их службы.

Лазеры на основе неорганических сред работают только в импульсном режиме. В качестве источников накачки используют импульсные лампы. Средняя мощность излучения достигает 380 Вт, а импульсная мощность — 50 МВт (в режиме модуляции добротности).

В настоящее время практическое развитие получили в основном лазеры на основе растворов солей неодима (Nd) в неорганических жидкостях, таких, как  $\text{SeOCl}_2$ :  $\text{SnCl}_4$ ,  $\text{PoCl}_3$ :  $\text{SnCl}_4$  и  $\text{PoCl}_3$ :  $\text{ZrCl}_4$ . В качестве лазерного перехода используют тот же квантовый переход иона неодима, как и в твердотельных лазерах на стекле с примесью неодима.

Лазеры на основе органических красителей работают как в импульсном, так и в непрерывном режиме. В непрерывном режиме используется только лазерная накачка, а в импульсном — лазерная и ламповая накачка. Импульсная мощность излучения достигает нескольких мегаватт. Длительность импульсов при ламповой накачке 1 — 15 мкс, а при лазерной накачке 10—30 нс. Отличительной особенностью лазеров на основе органических красителей является возможность изменения длины волны излучения в широких пределах. Объясняется это большой шириной спектральной линии излучения среды, достигающей 100 нм (0,1 мкм). Грубую перестройку можно выполнять сменой красителя, а плавную — введением в резонатор регулируемых селективных элементов, позволяющих обеспечить генерацию на любой длине волны в пределах ширины спектральной линии излучения данного раствора. Существующий набор красителей позволяет создать лазеры с перестройкой от ультрафиолетовой до ближней инфракрасной области спектра.



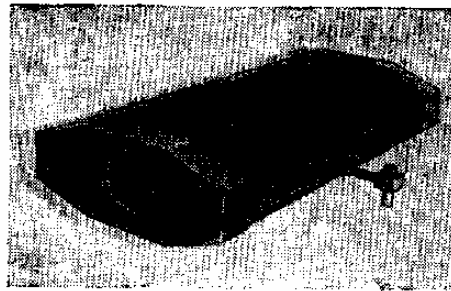
## § 15.9. Применения лазеров

В предыдущих параграфах были рассмотрены принципы работы газовых, твердотельных, полупроводниковых и жидкостных лазеров и параметры, характеризующие возможности этих лазеров. Для сравнения в табл. 12 приведены сведения по некоторым серийным отечественным лазерам.

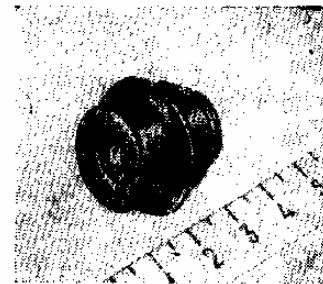
Твердотельные лазеры обеспечивают получение очень коротких импульсов излучения с большой импульсной мощностью. Недостатками их являются трудность получения непрерывного режима, малый КПД, относительно небольшая частота повторения импульсов.

Газовые лазеры обладают высокой монохроматичностью и стабильностью частоты, работают как в непрерывном, так и в импульсном режиме с большей частотой повторения, имеют малый угол расходимости излучения. Недостатки газовых лазеров: малый КПД, относительно большие габариты и малая мощность (за исключением лазеров на углекислом газе и азотных лазеров). Фотография одного из лазеров (ЛГ-109) показана на **рис. 15.30**.

Полупроводниковые лазеры имеют высокий КПД, малые размеры, возможность легкой модуляции до очень высоких частот. Однако они, как правило, требуют охлаждения, имеют широкий спектр излучения и большой угол расходимости. Фотография одного из



**Рис. 15.30**



**Рис. 15.31**

типов лазерного диода показана на **рис. 15.31**.

Особенности каждого типа лазеров определяют области их применения. Остановимся несколько подробнее лишь на некоторых перспективных направлениях использования лазеров.

Высокая частота несущей в оптическом диапазоне позволит получить чрезвычайно большое число каналов связи, а очень малый угол расходимости излучения лазера — высокую эффективность передачи информации. В настоящее время действуют оптические линии связи, на которых изучают все возможности этого способа связи.

Одна из серьезных трудностей при реализации систем оптической связи с помощью лазеров связана со значительным поглощением излучения в атмосфере. Поглощение зависит от метеорологических условий (дождь, туман, снегопад). Затухание на километр может достигать 10 дБ. Перспективы для атмосферных, или открытых, линий связи открывает переход в инфракрасный диапазон волн, где около  $\lambda=10,6$  мкм поглощение мало («окно прозрачности» атмосферы). Сейчас имеются мощные лазеры на  $\text{CO}_2$  с такой длиной волны, но пока отсутствуют модуляторы и фотоприемные устройства, работающие в широком диапазоне частот модуляции.

Протяженность действующих открытых оптических линий связи мала, не превышает 20—25 км. На этих линиях обычно используют газовые лазеры, имеющие хорошую монохроматичность, но небольшую выходную мощность. Максимальная частота

Таблица 12

## Основные параметры некоторых серийных лазеров

Тип лазера	Длина волны, мкм	Режим работы	Энергия, Дж	Мощность, Вт	Диаметр луча, мм	Угол расходимости, мрад	Длительность импульса	Частота повторения, Гц
Газовые:	ЛГ-159 (гелий—неон)	Непрерывный		$10^{-2}$	3—5	0,6		
	ЛГ-109 (аргон)	"		1	3,5	1,5		
	ЛГИ-37 (аргон)	Импульсный		$2 \cdot 10^2$	4—5	1,7	0,3—0,35 мкс	100—700
ЛГ-43 (CO <sub>2</sub> )	10,6	Непрерывный		40	4	4,4		
Твердотельные:	Арзни-206 (рубин)	Импульсный	2			30	0,5 мс	2
	Арзни-207 (рубин)	Импульсный (модуляция добротности)	0,2—0,8	$5 \cdot 10^4$ — $1,5 \cdot 10^7$		3	20 нс	2
ГОС-100 (неолим)	1,06	Импульсный	100	$6 \cdot 10^4$		3	1,5 мс	0,1
Полупроводниковый ПКГ	0,85	Импульсный		10			100 нс	$10^4$

используемых оптических модуляторов около 100 МГц. В качестве фотодетекторов применяют ФЭУ с примерно такой же полосой частот. Высокая направленность излучения газовых лазеров заставляет применять специальные системы для направления светового луча на приемное устройство.

Закрытые линии связи устраняют влияние метеоусловий. В таких линиях должны применяться световоды, обеспечивающие передачу света без значительных потерь на трассе. Возможно применение газовых световодов с фокусирующими линзами или световодов из стекловолокна. Последнее было целесообразно, так как не требуется выдерживать прямолинейность трассы. Однако даже специально разработанное стекловолокно имеет большое затухание (до 5 дБ/км), а это потребует применения промежуточных квантовых усилителей света или регенераторов сигнала, поэтому дополнительно возникает задача согласования стекловолокна с промежуточными устройствами.

Благодаря высокой направленности и большой импульсной мощности лазеры применяют для измерения очень больших расстояний. Измерения основаны на определении разности времен между фронтами исходного импульса и импульса, отраженного от объекта. Для измерения расстояния используют также фазовые методы.

Весьма перспективно применение лазеров для голографии. Схема такого применения показана на рис. 15.32. Объект освещается широким пучком лазерного излучения. Отраженный от объекта свет падает на фотографическую пластинку, на нее с помощью зеркала – направляется также свет непосредственно от лазера. В каждую точку пластинки приходит свет от всех точек объекта и от лазера, поэтому на пластинке образуется сложная интерференционная картина, которая после проявления пластинки называется голограммой. При рассмотрении такой голограммы в проходящем свете лазера можно увидеть изображение объекта, причем оно оказывается объемным. Меняя положение головы, можно увидеть изображение предметов, находящихся на переднем и заднем планах.

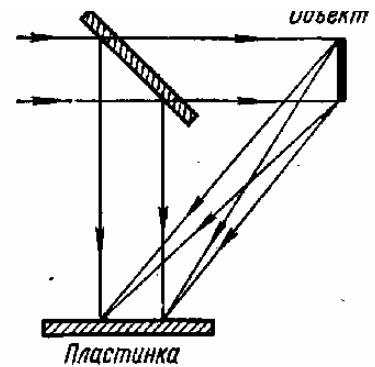


Рис. 15.32

Получение голограммы возможно только при использовании источников света, обладающих временной и пространственной когерентностью. При отсутствии временной когерентности (монохроматичности) интерференционная картина не образуется и пластинка засвечивается равномерно. Отсутствие пространственной когерентности также приводит к исчезновению интерференционной картины.

Интересно, что восстановить (увидеть) изображение объекта можно по любой части голограммы, так как любая ее точка несет информацию обо всем объекте. Однако использование небольшой части голограммы приводит к ухудшению качества восстанавливаемого изображения,

Восстановить изображение можно и при просмотре голограммы в свете лазера с другой длиной волны, но при этом происходит изменение масштаба изображения пропорционально отношению длин волн.

Возможно получение цветного объемного изображения. Для этого необходимо снимать голограмму одновременно тремя лазерами с длинами волн, соответствующими трем основным цветам. Восстановление изображения производится в проходящем свете этих же трех источников света.

Создание мощных лазеров привело к возникновению новой области физики— *нелинейной оптики*, которая изучает эффекты, зависящие от интенсивности светового излучения.

Использование эффектов нелинейной оптики позволяет создать лазеры с параметрическим возбуждением и с плавно перестраиваемой частотой. Уже разработаны параметрические лазеры, в которых частота плавно изменяется от видимого до далекого инфракрасного диапазона (0,65—2,5 мкм). Параметрический принцип возбуждения позволяет также осуществить генерацию гармоник.

Необходимо отметить использование лазеров в научных исследованиях, например, при измерениях плотности плазмы и распределения концентрации электронов в плазме. Излучение мощных лазеров используется в физико-химических исследованиях. Под воздействием излучения происходит разрушение химических связей. Возможно создание разрядов в воздухе и других газах. Лазеры применяют в медицине при некоторых операциях; широко используют в технологических процессах. Применение лазеров в логических элементах может привести к созданию сверхбыстродействующих ЭВМ.

В настоящее время проводят исследования по использованию лазеров большой мощности для получения термоядерных реакций. Предполагают, что с помощью пучков большого числа мощных лазеров, направленных на мишень, состоящую из смеси изотопов дейтерия и трития размерами порядка 1 мм, удастся нагреть ее до температуры 100 млн. градусов, при которой начнется термоядерный синтез. Процесс нагрева должен проходить настолько быстро, чтобы мишень не успела заметно расшириться. В качестве мощных лазеров предполагают использовать импульсные лазеры на неодимовом стекле и на углекислом газе.

## СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- Дулин В.Н. Электронные приборы. Изд. 3-е. М., «Энергия», 1977.
- Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Т. I. Изд. 2-е. М., «Высшая школа», 1970.
- Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Т. II. Изд. 2-е. М., «Высшая школа», 1970.
- Кацман Ю.А. Приборы сверхвысоких частот. Т. II. М., «Высшая школа», 1973.
- Гайдук В.И., Палатов К.И., Петров Д.М. Физические основы электроники сверхвысоких частот. М., «Советское радио», 1971.
- Стальмахов В.С. Основы электроники сверхвысокоочастотных приборов со скрещенными полями. М., «Советское радио», 1963.
- Кац А.М., Ильина Е.М., Манькин И.А. Нелинейные явления в СВЧ-приборах О-типа с длительным взаимодействием. М., «Советское радио», 1975.
- Уманский В.С. Усилительный тракт импульсных передающих устройств СВЧ. М., «Советское радио», 1973.
- Голант М.Б., Бобровский Ю.Л. Генераторы СВЧ малой мощности. Вопросы оптимизации параметров. М., «Советское радио», 1977.
- Полупроводниковые входные устройства СВЧ. Под ред. В.С. Эткина. Т. I. Общие вопросы теории. Туннельные и транзисторные усилители и детекторы СВЧ. М., «Советское радио», 1975.
- Тагер А.С., Вальд-Перлов В.М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., «Советское радио», 1968.
- Левинштейн М.Е., Пожела Ю.К., Шур М.С. Эффект Ганна. М., «Советское радио», 1975.
- СВЧ-полупроводниковые приборы и их применение. Под ред. Г. Уотсона. Пер. с англ. М., «Мир», 1972.
- Кэрролл Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах. Пер. с англ. М., «Мир», 1972.
- Валитов Р.А., Дюбко С.В., Камышан В.В. и др. Техника субмиллиметровых волн. М., «Советское радио», 1969.
- Страховский Г.М., Успенский А.В. Основы квантовой электроники. М., «Высшая школа», 1973.
- Тарасов Л.В. Физические основы квантовой электроники (оптический диапазон). М., «Советское радио», 1976.
- Штейншлейгер В.Б., Мисежников Г.С., Лифанов П.С. Квантовые усилители СВЧ (мазеры). Под ред. В.Б.Штейншлейгера. М., «Советское радио», 1971.
- Григорянц В.В., Жаботинский М.Е., Золин В.Ф. Квантовые стандарты частоты. М., «Наука», 1968.
- Ищенко Е.Ф., Климов Ю.М. Оптические квантовые генераторы. М., «Советское радио», 1968.
- Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Газовые лазеры. М., Атомиздат, 1971.
- Микаэлян А.М., Тер-Микаэлян М.Л., Турхов Ю.П. Оптические квантовые генераторы на твердом теле. М., «Советское радио», 1968.
- Рябов С.Г., Торопкин Г.Н., Усольцев И.Ф. Приборы квантовой электроники. Характеристики, применение, тенденции развития, М., «Советское радио», 1976.
- Дьяков В.А., Тарасов Л.В. Оптическое когерентное излучение. М., «Советское радио», 1974.
- Смирнов В.А. Введение в оптическую радиоэлектронику. М., «Советское радио», 1973.

**Квантовая** электроника. Маленькая энциклопедия. Под ред. С.А. Ахманова и др. М., «Советская энциклопедия», 1969.

**Белостоцкий Б.Р., Любавский Ю.В., Овчинников В.М.** Основы лазерной техники. Твердотельные ОКГ. М., «Советское радио», 1976, с. 408.