Министерство образования и науки, молодежи и спорта Украины
Севастопольский национальный технический университет

ЭЛЕКТРОННЫЙ КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ
по дисциплине
«**Электронные и квантовые приборы СВЧ**»
для студентов дневной и заочной формы обучения
по направлению 6.050901 — Радиотехника.

Севастополь
2012 г.

СОДЕРЖАНИЕ 2

ВВЕДЕНИЕ 4
ТЕМА 1 ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ 9
1. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ 9
1.1. Колебательные системы приборов СВЧ 9
1.2. Основные закономерности движения электронов 19
2. КЛИСТРОНЫ 25
2.1. Пролетные клистроны 25
2.2. Отражательный клистрон 40
3. ШИРОКОПОЛОСНЫЕ СВЧ ПРИБОРЫ «О»—ТИПА 50
3.1. Усилитель на лампе бегущей волны (ЛБВО) 50
3.2. Генератор на лампе обратной волны (ЛОВО) 56
4. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ 63
4.1. Физические основы приборов типа «М» 63
4.2. Многорезонаторный магнетрон 71
4.3. Лампы бегущей и обратной волны типа «М» 89
4.4. Платинотроны 93
ТЕМА 2. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ 100
5. ОСНОВЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ 100
5.1. Общие вопросы 100
5.2. Электронно-дырочный переход и его свойства. 104
5.3. Туннельные диоды. 118
5.4. Диоды с барьером Шотки (ДБШ) 123
5.5. Биполярные транзисторы 124
5.6. Полевые СВЧ транзисторы 127
5.7. Лавинно—пролетные диоды (ЛПД) 134
5.8. Полупроводниковые приборы с объемной неустойчивостью (диоды Ганна) 139
ТЕМА 3. КВАНТОВЫЕ ПРИБОРЫ 149
6. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КВАНТОВЫХ ПРИБОРОВ 149
6.1. Энергетические спектры 149
6.2. Инверсная населенность 156
6.3. Принцип работы квантовых приборов 169
6.4. Ширина спектральной линии 172
7. КВАНТОВЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ 176
7.1. Особенности квантовых приборов СВЧ 176
7.2. Квантовый парамагнитный усилитель 189
7.3. Параметры и характеристики КПУ 199
8. КВАНТОВЫЕ ПРИБОРЫ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА 204
8.1. Основные сведения о квантовых приборах оптического диапазона 204
8.2. Газовые лазеры 210
8.3. Лазеры на твердом теле 211

8.4. Полупроводниковые лазеры 212
8.5. Жидкостные лазеры 213
8.6. Методы модуляции излучения лазера 214
8.7. Применение лазеров 217
ЗАКЛЮЧЕНИЕ 219
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК 222

Введение

Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы предназначены для усиления генерации, умножения частоты электромагнитных колебаний сверхвысокочастотного и оптического диапазонов.

Под диапазоном СВЧ подразумевается область частот от 300 МГц до 300 ГГц. Оптический диапазон ($300…3\cdot10^6$ ГГц) включает субмиллиметровые и инфракрасные волны, видимый свет и ультрафиолетовое излучение.

Электромагнитные волны СВЧ диапазона находят важные и многообразные применения в радиосвязи (в том числе космической и радиорелейной), радиолокации, радионавигации, телевидении (в том числе космическом), радиоуправлении, радиоастрономии, радиоспектроскопии, для изучения свойств плазмы и материалов, в геофизике, ускорительной технике, медицине, быту (СВЧ печи) и т.д.

Оптический диапазон также имеет важнейшее значение для радиосвязи, радиолокации, радионавигации и т.д. Он обладает огромной информативной емкостью.

Историческое развитие радиоэлектроники шло по пути освоения все более высоких частот. Интенсивное исследование СВЧ диапазона началось накануне сороковых годов и в дальнейшем в значительной мере стимулировалось созданием и внедрением радиолокационных станций во время второй мировой войны. Разработка приборов СВЧ шла вначале по пути усовершенствования обычных электронных ламп — триодов и тетродов.

В **тетроде** имеется четыре электрода: катод (прямого или косвенного накала), управляющая сетка, анод и ещё одна экранирующая сетка. Конструкция экранирующей сетки схожа с конструкцией сетки управляющей.

Она представляет собой проволочную сетку или спираль, расположенную между управляющей сеткой и анодом и соединённую с положительным потенциалом постоянного тока (как обычно по отношению к катоду) равному части напряжения анода. При соединении с землёй через внешний конденсатор, экранирующая сетка выполняет роль электростатического щита управляющей сетки от анода. Без экранирующей сетки, ёмкостная связь между анодом и управляющей сеткой могла бы вызывать значительную обратную связь сигнала на высоких частотах, что становилось бы причиной появления нежелательных колебаний.

Экранирующая сетка, площадь и положительный потенциал которой меньше чем у управляющей сетки, не оттягивает на себя большого количества электронов, движущихся сквозь управляющую сетку от катода, поэтому подавляющее большинство электронов движется к аноду:

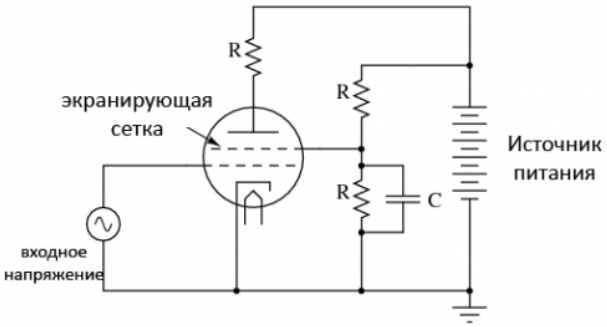


Схема включения тетрода

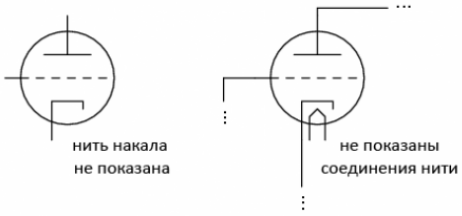
При постоянном напряжении на экранирующей сетке, поток электронов от катода к аноду почти исключительно зависит от напряжения сетки, то есть напряжение анода может варьироваться в широком диапазоне, не оказывая практически никакого влияния на ток анода. Это способствует получению стабильного усиления, а также лучшей линейности, то есть более точного воспроизведения формы входного сигнала.

Несмотря на преимущества, полученные при добавлении в лампу экранирующей сетки, эта конструкция обладала и некоторыми недостатками. Наиболее существенный недостаток заключался в так называемой вторичной эмиссии. Когда электроны из катода бомбардируют поверхность анода, то его поверхность также начи-

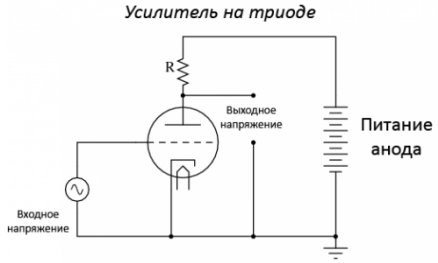
нает испускать электроны. Эти электроны суть электроны «вторичной эмиссии». В триоде вторичная эмиссия не представляет столь большой проблемы, но в тетроде с положительно заряженной экранирующей сеткой, находящейся в непосредственной близости, эти «вторичные электроны" будут направляться к экранирующей сетке, а не к аноду, в результате чего будет наблюдаться потеря анодного тока. Меньший ток анода означает меньший коэффициент усиления, что нежелательно. Для решения этой проблемы были разработаны два новых типа электронных ламп: мощная электронно-лучевая трубка и пентод.

Аудион де Фореста был впоследствии назван **триодом**, так как он состоял из трёх электродов: нити, управляющей сетки и анода (в слове диод приставка «ди» указывает на наличие двух компонентов в составе вакуумного диода). Усовершенствование вакуумного диода привело к улучшенному варианту электронного эмиттера: вместо отдельной нити, как источника термоэлектронной эмиссии, теперь нить накала подогревала ещё одну полоску металла, которая была названа катодом. Данная доработка позволяла избежать некоторых нежелательных эффектов при работе нити накала непосредственно в качестве эмиттера электронов. Во-первых, на нити происходит падение напряжения ввиду наличия сопротивления материала и рассеиваемой энергии. Это означает, что напряжение между двумя точками нити и другими компонентами лампы не будет оставаться постоянным. По этой и сходным причинам, переменный ток, используемый в качестве источника питания для нагрева нити накала вносит нежелательный «шум» в остальную часть схемы лампы. Кроме того, площадь тонкой нити накала была ограничена, что приводило к ограничению пропускной способности по току. Катод представляет собой тонкотелый металлический цилиндр, который находится поверх нити накала. Катод нагревается нитью в достаточной степени для того, чтобы началась термоэлектронная эмиссия, при этом не возникает нежелательных эффектов, свойственных нити накала, используемой в качестве эмиттера электронов. Вот как выглядит схематическое изображение триода с катодом косвенного накала:

Поскольку собственно нить накала необходима только в некоторых типах электронных ламп, на условных обозначениях её часто опускают для простоты, или же не указываются соединения питания.



На следующем рисунке показана схема усилителя на триоде:

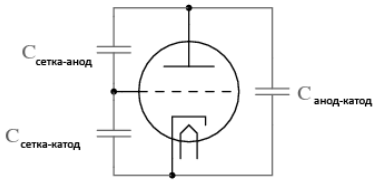


Низковольтный сигнал переменного тока между сеткой и катодом попеременно подавляет и усиливает поток электронов между катодом и анодом. Это вызывает изменение напряжения на выходе схемы (между анодом и катодом). Амплитуды напряжения переменного тока на управляющей сетке лампы достаточно малы по сравнению с изменениями напряжения и тока в цепи анода. Таким образом, триод функционирует как усилитель входного сигнала переменного тока.

В триоде ток между катодом и анодом («управляемый» ток зависит как от напряжения сетка-катод (управляющий сигнал) и напряжения анод-катод (ЭДС способная передавать электроны в вакууме). К сожалению, ни один из этих параметров не способен обеспечить линейный эффект для тока устройства (который часто называют «током анода»). То есть, ток триода не обязательно линейно пропорционален приложенному напряжению.

В показанной схеме нелинейности складываются, поскольку напряжение анода (по отношению к катоду) изменяется вместе с напряжением на сетке (также по отношению к катоду). В результате форма кривой выходного напряжения не будет точно соответствовать форме сигнала входного напряжения. Другими словами, риода и динамика данной частной схемы будет искажать форму сигнала. В данном случае мы можем сказать, что отсутствие точного воспроизведения формы входного сигнала приводит к появлению гармоник.

Другой проблемной стороной триода является наличие паразитной ёмкости. Каждый раз когда имеются две проводящие поверхности разделённые изолятором формируется конденсатор. Любое напряжение между эти двумя поверхностями будет создавать электрическое поле, что потенциально приводит к накоплению энергии и появлению в схеме реактивного сопротивления. Также происходит и в случае триода, и главным образом эта проблема проявляется на участке между сеткой и анодом. Это подобно тому, как если бы между парами элементов лампы были включены небольшие конденсаторы.



Теперь, паразитная ёмкость достаточно мала, а реактивный импеданс обычно высок. Обычно это так, пока мы не сталкиваемся с радиочастотами. Как мы увидели на примере аудиона Де Фореста, в первую очередь новая технология была использована для развития радио, поэтому эти «небольшие» конденсаторы стали более, чем просто потенциальной проблемой. Для устранения описанных недостатков триода требовались улучшения технологии электронных ламп.

Однако их возможности были ограничены специфическими трудностями, а именно, возрастанием угла пролета электронов и ухудшением параметров контуров с сосредоточенными параметрами при увеличении частоты, а также влиянием междуэлектродных емкостей и индуктивностей вводов.

Одним из путей преодоления отмеченных затруднений является миниатюризация ламп — сокращение междуэлектродных расстояний и уменьшение геометрических размеров электродов и выводов. При этом, с одной стороны, удается уменьшить время пролета электронов между электродами прибора. С другой стороны, миниатюризация позволяет уменьшить внутриламповые индуктивности и емкости. Уменьшение индуктивностей можно достичь также путем использования вводов, выполненных в виде металлических дисков или цилиндров, конструктивно хорошо согласующихся с объемными резонаторами — внешними колебательными системами усилителей и генераторов СВЧ, которые были предложены в 1938 году Н.Д. Девятковым, что послужило началом развития маячковых и металлокерамических триодов.

В результате миниатюризации и выбора более рациональной конструкции удалось, не меняя принципа действия ламп, создавать приборы малой мощности (от 0,3 мВт до долей единицы ватт в непрерывном режиме до единиц киловатт — в импульсном), способные работать вплоть до сантиметрового диапазона длины волн (3…7 см). Триоды средней мощности работают при длине волны больше 7—10 см и имеют выходную мощность от долей ватта до единиц ватт в непрерывном режиме и единицы—десятки киловатт — в импульсном. Мощные триоды, как правило, имеют жидкостное охлаждение, работают при длине волны больше 40—50 см, имеют выходную мощность до 300 кВт в непрерывном режиме и до единиц мегаватт — в импульсном.

Триоды выпускаются или универсальными, или только генераторными. В генераторных внутри вакуумной оболочки имеются высокочастотные элементы связи между пространствами катод—сетка и сетка—анод.

В лабораторных измерительных генераторах и усилителях, а также в качестве преобразователей и умножителей частоты находят применение триоды малой и средней мощностей. В приемопередатчиках радиорелейных линий связи и в радионавигационных системах получили довольно широкое распростране-

ние триоды средней мощности. На них делают выходные каскады передатчиков. Мощные импульсные триоды применяются в передатчиках радиолокационных станций.

У тетродов СВЧ из-за наличия экранирующей сетки по сравнению с триодами существенно ослаблена связь между катодно-сеточным и анодно-сеточным резонаторами. Это уменьшает опасность самовозбуждения усилителей, К.П.Д. тетродов выше, чем у триодов из-за уменьшения размытости импульсом анодного тока. На экранную сетку обычно подается полное анодное напряжение. Тетроды СВЧ предназначены для работы в длинноволновой части дециметрового и метрового диапазона волн, т.е. для работы при λ>40…50 см. Обычно их делают мощными. Тетроды с внутривакуумными резонаторами называются резнатронами (что означает — резонаторный тетрод). К достоинствам СВЧ триодов и тетродов относятся достаточно высокий К.П.Д., доходящий до 60…70%, их сравнительно малые масса и габариты. Недостатками являются малое усиление, не превышающее обычно 10 дБ, сравнительно малый срок службы (примерно 1000 часов), быстрое падение выходной мощности с ростом рабочей частоты. Практически они используются на частотах до 1,5…2 ГГц. В триодах с тетродах используется электростатическое управление электронными потоками.

Создание новых приборов СВЧ стало возможным в результате использования методы динамического управления электронным потоком, идея которого была высказана в 1932 году русским 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 от сгруппированного электронного сгустка колебательной системе. На основе предложенного метода были созданы принципиально новые электровакуумные приборы: клистрон (1940 г.), многорезонаторный магнетрон (1938 — 1940 гг.), лампа бегущей волны (1942 г.), лампа обратной волны (1952 г.) и их модификации.

В конце 50-х годов началось освоение полупроводниковых СВЧ приборов. Наряду с улучшением параметров известных транзисторов и диодов, были разработаны новые типы полупроводниковых СВЧ приборов: туннельный диод (Л. Есаки, 1958 г.), лавинно-пролетный диод (А.С. Тагер, 1959 г.), диод Ганна (Дж. Ганн, 1963 г.) и некоторые другие.

В 50-х годах были созданы и первые квантовые приборы, основанные 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. И еще больше десяти лет потребовалось, чтобы создать первые приборы в 1954 г. русскими учеными Н.Г. Басовым и А.М. Прохоровым и затем американскими учеными Ч. Таунсом, Дж. Гордоном и Г. Цайгером. В 1956 г. Бломбергеном был создан квантовый усилитель на твердом парамагнитном веществе — рубине. В 1960 г. был создан первый оптический квантовый генератор (лазер) на кристалле рубина (Т. Мейман).

К настоящему времени разработано много электронных приборов СВЧ и квантовых приборов, отличающихся как принципом действия, так и областью применения.

Электронные приборы подразделяются на два больших класса: электровакуумные и полупроводниковые. Электровакуумные, в свою очередь, делятся на приборы с электростатическим управлением и динамическим. Как уже отмечалось, к приборам с электростатическим управлением электронным потоком относятся триоды и тетроды СВЧ. Приборами с динамическим управлением являются клистроны (пролетные и отражательные), многорезонаторные магнетроны, платинотроны, митроны, лампы бегущей и обратной волны магнетронного типа (ЛБВМ и ЛОВМ), лампы бегущей и обратной волны типа «О» (ЛБВО, ЛОВО), твистроны и некоторые другие.

В качестве полупроводниковых приборов СВЧ используются биполярные и полевые транзисторы, туннельные и лавинно-пролетные диоды, диоды Ганна и диоды с барьером Шотки, $p-i-n$ диоды и др.

Квантовые приборы обычно разделяются на два класса в зависимости от диапазона рабочих частот. В СВЧ диапазоне это лазеры и квантовые стандарты частоты, а в оптическом — лазеры. Лазеры подразделяются в зависимости от агрегатного состояния активного вещества на газовые, твердотельные, жидкостные, полупроводниковые. Хотя используемые в квантовой электронике полупроводники являются твердыми телами, полупроводниковые лазеры выделены в отдельную группу в связи с тем, что характер генерации в полупроводниках существенно отличается от генерации в обычных твердотельных квантовых генераторах.

Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы постоянно совершенствуются, и поэтому приведенное распределение может носить только ориентировочный характер.

Дисциплина «Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы» должна обеспечить базовую подготовку студентов, необходимую для успешного изучения специальных дисциплин и последующего решения военных, производственных и исследовательских задач в соответствии с квалификационной характеристикой специальности «Радиотехника». Изучение дисциплины должно подготовить студентов к решению задач, связанных с рациональным выбором приборов, их режима работы в различных радиотехнических системах и устройствах.

В результате изучения дисциплины студент должен:

— приобрести знания физических основ явлений и принципов действия основных электронных и квантовых приборов, их устройства, параметров и характеристик, схем включения источников питания, условий безопасной работы, условных обозначений;

— уметь использовать полученные знания для правильного выбора прибора, нахождения параметров по характеристикам приборов и определения влияния режимов на параметры;

— приобрести навыки работы с приборами и аппаратурой, используемой для исследования характеристик и измерения параметров приборов.

ТЕМА 1. ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ

1. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ

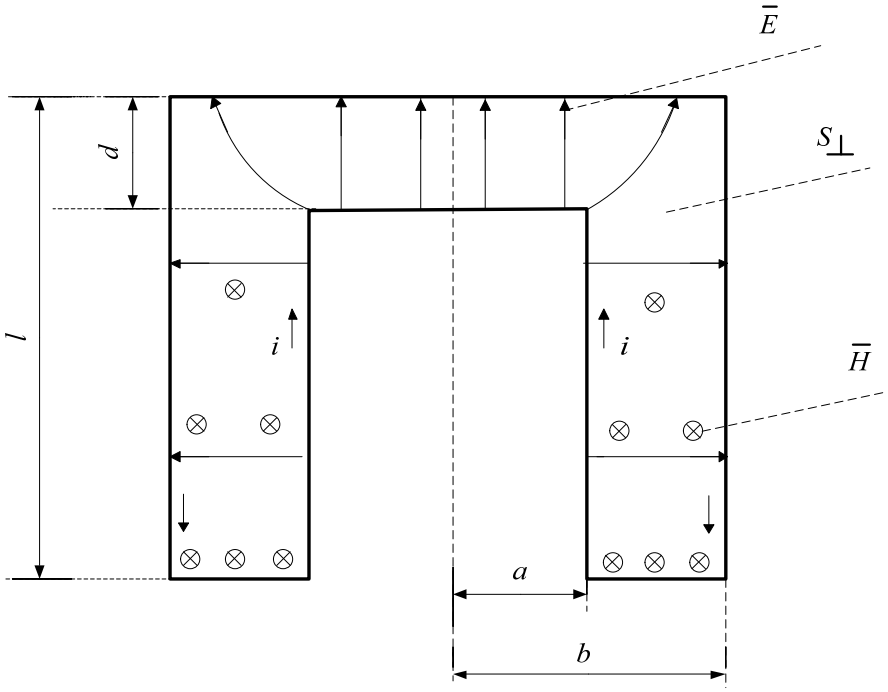
Электронные и квантовые приборы СВЧ можно представить в общем виде как колебательную или волноводную систему, в которой существуют электромагнитные поля и активная среда, обеспечивающая усиление электромагнитных колебаний. Для электронных приборов такой активной средой является электронный поток, для квантовых — совокупность атомов или молекул с инверсной населенностью энергетических уровней.

1.1. Колебательные системы приборов СВЧ.

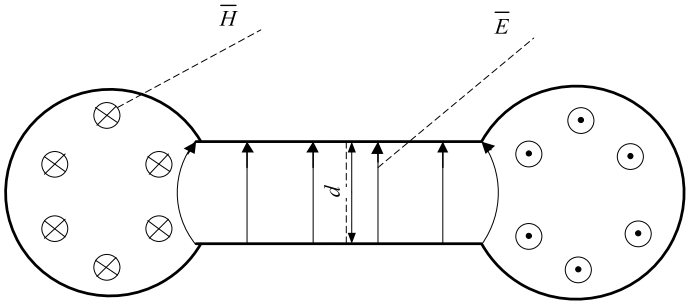
Колебательные системы электровакуумных приборов СВЧ можно условно разделить на две группы: узкополосные резонаторы и широкополосные, обычно называемые замедляющими системами.

Узкополосные колебательные системы.

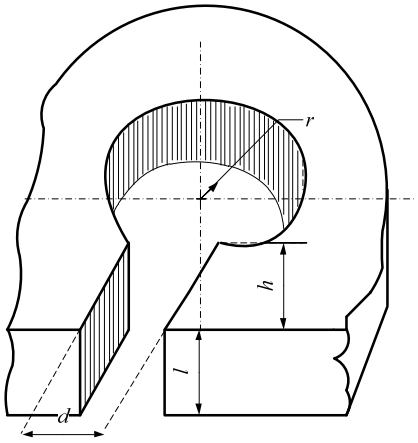
Наиболее широкое применение в электронике СВЧ нашли колебательные системы, в которых электрическое и магнитное поля как бы отдалены в пространстве друг от друга (рис. 1.1).



а)



б)



в)

Рисунок 1.1 — Узкополосные колебательные системы (резонаторы) СВЧ диапазона: а — резонатор, образованный отрезком коаксиальной линии с ёмкостью в торце; б — тороидальный резонатор; в — резонатор щель—отверстие (магнетронный резонатор);

В этих резонаторах части плоскостей, расположенные на небольшом расстоянии d друг от друга, образуют эквивалентную ёмкость , в которой сосредоточено электрическое поле. В остальной части объема эквивалентной индуктивности контура, сосредоточено в основном магнитное поле (рис 1.1, а, б). Концентрация высокочастотного электрического поля в небольшой части пространства имеет весьма важное значение, так как передача энергии от электронного потока в колебательную систему происходит во многих приборах в результате взаимодействия движущихся электронов с переменным электрическим полем. Колебательные контуры, составленные из сосредоточенных элементов L и C , имеют резонансную частоту $\omega_i = \frac{1}{\sqrt{LC}}$.

Для резонатора (рис. 1.1,а) величина C определяется известной формулой ёмкости конденсатора $C = \varepsilon_a \frac{S}{d} = \varepsilon_a \pi \frac{a^2}{d}$ где $\varepsilon_a = \varepsilon = \frac{10^{-3}}{36\pi}$ Ф/м — диэлектрическая проницаемость для воздуха, остальные обозначения на рисунке формулы для C не учитывают краевых эффектов и применима для условий $d << a$.

Рассматриваемый резонатор обладает осевой симметрией, и векторные линии $\overline{H}$ представляют собой концентрические окружности с центрами на оси резонатора. Индуктивность L определяется по формуле :

$$L = \frac{\Phi}{i},$$

где i — ток, обтекающий внутреннюю поверхность цилиндра трохоида и замыкающийся в зазоре; Φ — магнитный поток сквозь поверхность S осевого сечения тороида, обусловленный током i :

$$\Phi = \int \overline{B} d\overline{S} = \mu_a \int \overline{H} d\overline{S} = \mu_a \int H dS$$

поскольку направления $\overline{H}$ и $\overline{dS}$ совпадают. Применив закон полного тока в квазистазисном приближении $\Phi = \overline{H} d\overline{l}$ к контуру, имеющему вид окружности радиуса r и совпадающему линией $\overline{H}$, получим $H = \frac{i}{2\pi r}$.

Таким образом, $L = \frac{\mu a}{i} = \int\limits_S \frac{i}{2\pi r} dS = \frac{\mu}{2\pi} \int\limits_S \frac{dS}{r} = \frac{\mu a}{2\pi} \int\limits_a^b \frac{dr}{r} = \frac{\mu a}{2\pi} \int\limits_a^b dr \int\limits_a^b \frac{dr}{r} = \frac{\mu a l}{2\pi} \ln \frac{b}{a}$

Где $\mu_a = \mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ $[\text{Гн/м}]$ — магнитная проницаемость воздуха.

Резонансная частота для основного типа колебаний рассчитываемого резонатора будет равна:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{2d}{\varepsilon_0 \mu_0 \ln \frac{b}{a}}} = \frac{c}{a} \sqrt{\frac{2d}{l \ln \frac{b}{a}}},$$

где $C = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ — скорость света.

Поскольку $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$,резонансная длина волны .

В замкнутых колебательных системах может возникнуть множество различных колебаний, отличающихся частотой и соответственно распределением электрического и магнитного полей внутри объёма резонатора. Но, как правило, наибольшей интенсивностью характеризуется один из простейших видов колебаний. Так, например, для резонатора (рис. 1.1,а) основным видом колебаний будет такой, когда вдоль линии l укладывается четверть волны как показано на рисунке. Подобные резонаторы широко используются в клистронах. Резонатор щель—отверстие является важной частью магнетрона. Ячейка магнетронного резонатора изображена на рисунке 1.1,в. В каждой ячейке электрическое поле основного типа колебаний сконцентрировано в узком зазоре шириной d,магнитное поле— в цилиндрической полости радиуса r.

Ёмкость зазора $C = \frac{\varepsilon_0}{d} = \frac{\varepsilon_0 hl}{d}$.

Предполагается, что длина ячейки l достаточно велика, вследствие чего магнитное поле приближенно совпадает с магнитным полем участка l бесконечно длинной цилиндрической полости, стенки которого обтекает в попереч-

ном направлении ток i (замыкающийся в зазоре током смещения). Поскольку при этом вектор $\overline{H}$ направлен вдоль длины цилиндрической полости, то с помощью закона полного тока в квазистационарном приближении нетрудно получить значение $\overline{H}$.

$$\int_l Hdl = i \;;\; H\int_l dl = i \;;\; H = \frac{i}{l}$$

В рассматриваемом случае индуктивность ячейки:

$$L = \frac{\Phi}{\mathrm{i}} = \frac{1}{i}\int_S \overline{B}d\overline{S} = \frac{\mu_0}{i}\int_S HdS = \frac{\mu_0 H}{i}\pi r^2 = \frac{\mu_0}{l}\pi r .$$

Резонансная частота ячейки магнетронного резонатора будет равна:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{r\sqrt{\dfrac{d}{\varepsilon_0\mu_0\pi h}}} ,$$

учитывая, что $f_0 = \dfrac{\omega_0}{2\pi}$ и $\lambda_0 = \dfrac{c}{f_0}$,получим значение резонансной длины волны $\lambda_0 = 2\pi r\sqrt{\dfrac{\pi h}{d}}$.

Резонатор магнетрона состоит из нескольких ячеек, его частота несколько отличается от резонансной частоты отдельной ячейки.

Добротность замкнутых колебательных систем весьма высока (порядка тысячи единиц), так как электромагнитное поле заключено внутри оболочки, образующей резонатор. Сама оболочка металлическая или металлизированная внутри, служит экраном, и потери на излучение практически отсутствуют. Потери в самом резонаторе невелики, так как внутреннюю поверхность обычно покрывают тонким слоем металла с малым удельным сопротивлением (серебро или золото) и затем полируют для уменьшения микроскопических неровностей и сокращения пути тока. Потери в самом резонаторе часто характеризуют эквивалентной проводимостью потерь $G_{\text{п}} = \dfrac{2P_n}{U_m^2}$, где P_n — мощность, теряемая в резонаторе, U_m — амплитуда высокочастотного напряжения.

Если резонатор нагружен, то есть часть электромагнитной энергии отводиться из резонатора в нагрузку, то пользуются понятием проводимости нагруженного резонатора

$G_\delta = G_{\text{н}} + G_{\text{п}}$, где $G_{\text{н}}$ — активная проводимость самой нагрузки.

Резонатор связывается с нагрузкой витком связи или ёмкостным штырём. В первом случае преобладает индуктивная связь, во втором — ёмкостная. В витке, плоскость которого располагают перпендикулярно силовым линиям магнитного поля, индуцируется ЭДС. Виток связи помещают в кучность магнитного поля. Регулировка степени связи производится поворотом витка относитель-

но его оси. Ёмкостной штырь вводят кучность нагруженности электрического поля и регулируют связь, изменяя зазор между штырём и стенкой резонатора.

1.1.2. Замедляющие системы (ЗС).

В качестве широкополосных колебательных систем в СВЧ приборах применяются замедляющие системы, некоторые типы которых показаны на рисунке 1.2.

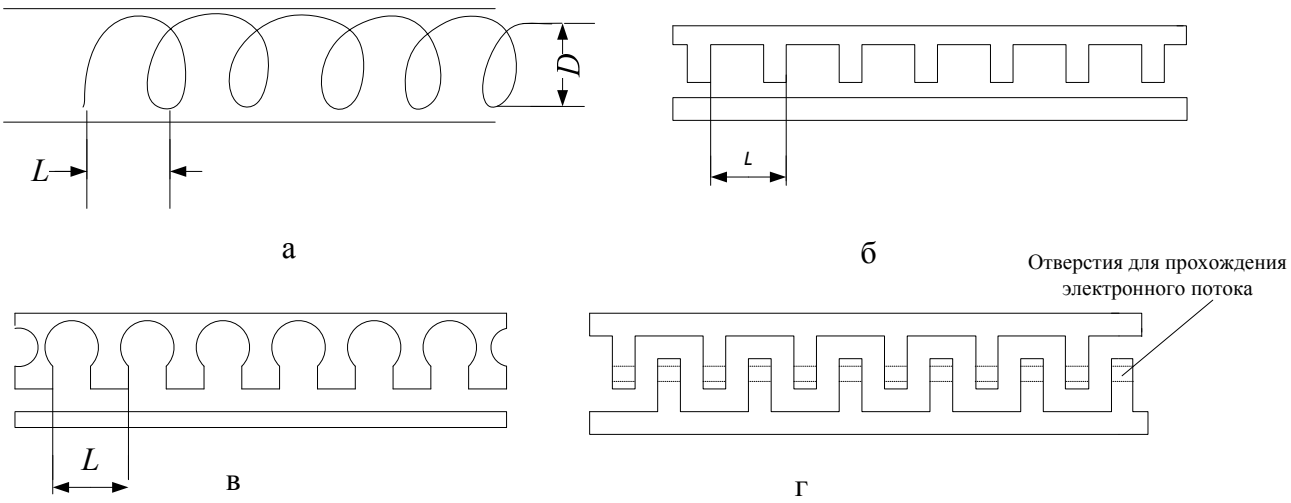


Рисунок 1.2 — Замедляющие системы: а — коаксиальная линия со спиральным внутренним проводником; б — гребенчатая; в — цепочка резонаторов щель—отверстие; г — две гребёнки

Чаще всего одна из линий замедляющей структуры имеет гладкую поверхность, а другая характеризуется рядом периодически повторяющихся ячеек. Иногда (рис. 1.2. ,г) обе линии имеют периодическую структуру. Гладкую линию называют обычно основным или холодным катодом. Расстояние между соседними идентичными элементами замедляющей системы называется периодом структуры (величина L на рис. 1.2.).

Замедление. Основное назначение замедляющей системы — уменьшить скорость распространения электрической волны. Как мы увидим далее, эффективное взаимодействие потока электронов с полем волны может быть получено только при условии приблизительного равенства фазовой скорости волны $\upsilon_ф$ и скорости υ_e движения электронов. При реально допустимых ускоряющих напряжениях, порядка сотен или тысяч вольт, скорость υ_e движения электронов не превышает сотых или десятых долей от величины c — скорость света. Таким образом, фазовая скорость $\upsilon_ф$ волны должна быть в несколько единиц или десятков раз меньше скорости c .Отношение $\frac{c}{\upsilon_ф}$ называют коэффициентом за-

медления системы. В реальных приборах $\frac{c}{\upsilon_ф} \approx (30...50)$. Показанные на рисунке 1.2. замедляющие системы, удовлетворяют этому требованию. Принцип замедления волны легко показать на примере спиральной замедляющей системы (рис 1.2,а). При возбуждении такой линии от генератора СВЧ колебаний волна распространяется по внутреннему проводнику со скоростью близкой к скорости света. Следовательно, за время движения вдоль одного витка спирали длиной πD,где D—диаметр спирали, волна перемещается вдоль оси системы лишь на величину L — шага спирали. Таким образом, коэффициент замедления $\frac{c}{\upsilon_ф} \approx \frac{\pi D}{L}$ при $L << \pi D$.

Коэффициент замедления тем больше, чем больше отношение длины витка к шагу спирали. Изменяя диаметр спирали D и её шаг L, можно в широких приделах изменять коэффициент замедления.

Более точный анализ распространения энергии магнитных волн показывает, что спираль обладает дисперсией, то есть фазовая скорость волны в спирали зависит от частоты. На достаточно высоких частотах выражение $\upsilon_ф = c\frac{L}{\pi D}$ даёт хорошее приближение.

Замедляющая система в виде цилиндрической спирали широко используется в серийно выпускаемых ЛБВ, что объясняется многими её достоинствами. Ни одна из известных замедляющих систем не может конкурировать со спиралью в отношении широкополосной. Одним из недостатков спиральной системы является малая, тепло рассеивающая способность и невозможность в связи с этим использовать её в СВЧ приборах большой мощности. Более высокой тепло рассеивающей способностью обладает гребенчатая замедляющая система (рис. 1.2,б). Ей присуща значительно более сильно выраженная дисперсия, чем спиральной системе.

1.1.3.Электрическое поле в замедляющей системе типа “гребёнка”.

Картина электрического поля на отрезке замедляющей системы для некоторого момента t показана на рисунке 1.3.

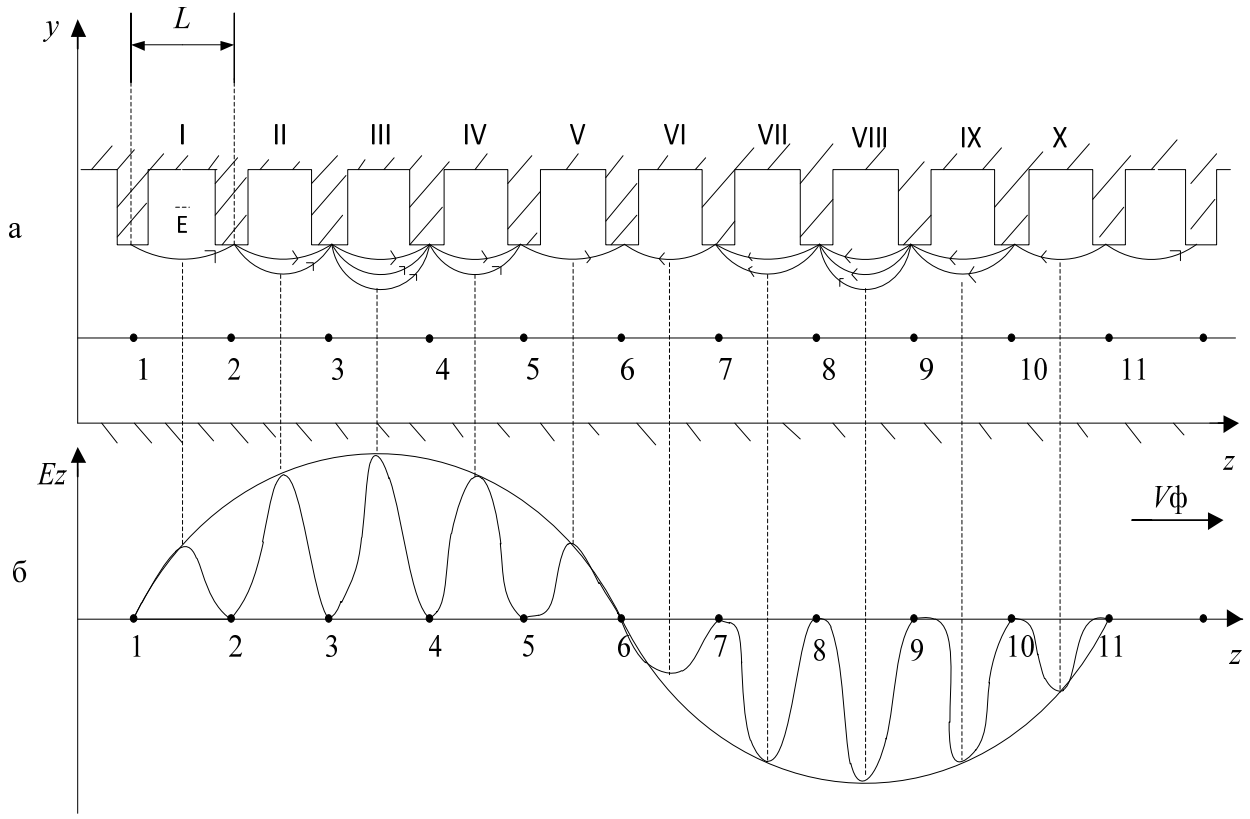


Рисунок 1.3 — Энергетическое поле в замедляющей системе типа «гребёнка».

Около поверхности ЗС в направлении оси z распространяется замедленная электромагнитная волна. Пусть длина замедленной волны $\lambda_з$ равна десяти периодам L замедляющей системы. Рост напряжённости поля отмечен увеличением числа силовых линий между выступами. Очевидно, что в точках 1,2,3 и так далее, находящихся под серединой выступов, $E_z \approx 0$ вследствие граничных условий. В каждой ячейке E_z максимально в середине, где $E_y = 0$.Поэтому зависимость продольной составляющей поля E_z от координаты z (рис. 1.3,б) представляет собой серию импульсов с синусоидальной огибающей. Огибающая смещается вправо в соответствии с направлением распространения волны. Зависимость $E_z = f(z)$ несинусоидальная. Используя аппарат Фурье, теорему Флоке, поле в периодической замедляющей системе можно представить бесконечной суммой бегущих волн с одинаковой частотой w и различными коэффициентами фазы β_m.

$$E(z,t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_{zm}(x,y)\, e^{i(\omega t - \beta_m Z)} \qquad (1.1)$$

Где E_{zm} — амплитуды бегающих волн;

$$\beta_m = \beta_0 + \frac{2\pi m}{L};\ m = 0,\pm1,\pm2,... \qquad (1.2)$$

Эти волны называются пространственными гармониками U_f 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 — результат несинусоидальной зависимости поля E_z от координаты z.

Пространственные гармоники существуют только совместно, в сумме представляя реальные поля в ЗС. Решение в виде одной пространственной гармоники (одной бегущей волны) не может удовлетворить граничным условиям. Гармоника $m = 0$ называется нулевой пространственной гармоникой, $m = +1$ — плюс первой; $m = -1$ — минус первой и так далее. Гармоники с $m > 0$ называются положительными, а с $m < 0$ — отрицательными. Величина β_0 — коэффициент фазы нулевой пространственной гармоники. $\psi_0 = \beta_n L$ — сдвиг фазы на один период L для нулевой пространственной гармоники. Выражение (1.2) может быть преобразовано к виду:

$$\beta_m = \frac{\psi_0 + 2\pi m}{L} = \frac{\psi_m}{L}, \qquad (1.3)$$

где $\psi_m = \psi_0 + 2\pi m$ — сдвиг фазы для гармоники m на одном периоде L.

Длина волны гармоники

$$\lambda_m = \frac{2\pi}{\beta_m} = \frac{2\pi}{\beta_0 + \frac{2\pi m}{L}} . \qquad (1.4.)$$

Фазовая скорость пространственной гармоники

$$\upsilon_{\text{фm}} = \frac{\omega}{\beta_m} = \frac{\omega}{\beta_0 + \frac{2\pi m}{L}} . \qquad (1.5)$$

Сравним величины фазовых скоростей. Если $\lambda_з = \lambda_0 > L$, то $\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} < \frac{2\pi}{L}$.

Для положительных $m(+1,+2,...)$ $\upsilon_{\text{фm}} > 0$, то есть направлена вдоль оси z и будет уменьшаться с ростом номера гармоники m , а значит и λ_m будет уменьшаться.

Для отрицательных m $(-1,-2,...)$ $\upsilon_{om} < 0$, т.е. направление фазовой скорости изменилось на обратное. Абсолютная величина υ_{0m} при $m < 0$ также уменьшается с ростом номера гармоники. Таким образом, при выполнении условия $\lambda_0 > L$ максимальное значение фазовой скорости и длины волны соответствует нулевой пространственной гармонике. Часто пространственную гармонику, имеющую наибольшую фазовую скорость, называют основной.

Групповая скорость всех пространственных гармоник одинакова и равна групповой скорости нулевой гармоники:

$$\upsilon_{\Gamma} = \frac{d\omega}{d\beta_m} = \frac{d\omega}{d\beta_0} \qquad (1.6)$$

Удобно считать групповую скорость всегда положительной.

Волну, в которой направления υ_{Γ} и υ_{Φ} одинаковы, называют прямой волной, волну с противоположными направлениями скоростей — обратной волной. Соответственно и пространственные гармоники можно разделить на прямые и обратные. Нулевая гармоника может быть прямой ($\upsilon_{\Phi_0} > 0$) и обратной ($\upsilon_{\Phi_0} < 0$).

Дисперсия — зависимость фазовой скорости от частоты — одно из важнейших свойств замедляющих систем. Дисперсию называют нормальной, если абсолютное значение фазовой скорости уменьшается с ростом частоты, т.е. $\frac{d|\sigma_{om}|}{d\omega} < 0$. При $\frac{d|\sigma_{om}|}{d\omega} > 0$ дисперсия фазовой скорости аномальная. Для всех обратных гармоник дисперсия аномальная, прямые гармоники могут иметь как нормальную, так и аномальную дисперсию.

Зависимость фазовой скорости гармоник от частоты можно проследить с помощью дисперсионных характеристик, одна из разновидностей которых показана на рис. 1.4. По оси абсцисс отложен фазовый сдвиг на один период замедляющей системы $\beta_m L$, а по оси ординат — частота ω.

Сплошные кривые относятся к гармоникам $m = 0$, $m = \pm 1, \pm 2, \ldots$. Нулевая гармоника ($m = 0$) соответствует изменению угла $\psi_m = \psi_0 = \beta_0 L$ от 0 до π. Эти пределы в соответствии с теорией фильтров определяют полосу пропускания, заключенную между ω_0 и ω_{π}. Сдвиг фазы для гармоники $m = \pm 1$ по определению (1.3) на 2π больше, чем при $m = 0$, поэтому кривая для $m = \pm 1$ существует в пределах $(2..3)\pi$. Соответственно смещаются на 2π вправо кривые при каждом увеличении на единицу номера m. Переход от $m = 0$ к $m = -1$ эквивалентен смещению кривой в область фазы от $-\pi$ до -2π и т.д. Полоса пропускания для всех пространственных гармоник одинакова и равна полосе пропускания замедляющей системы.

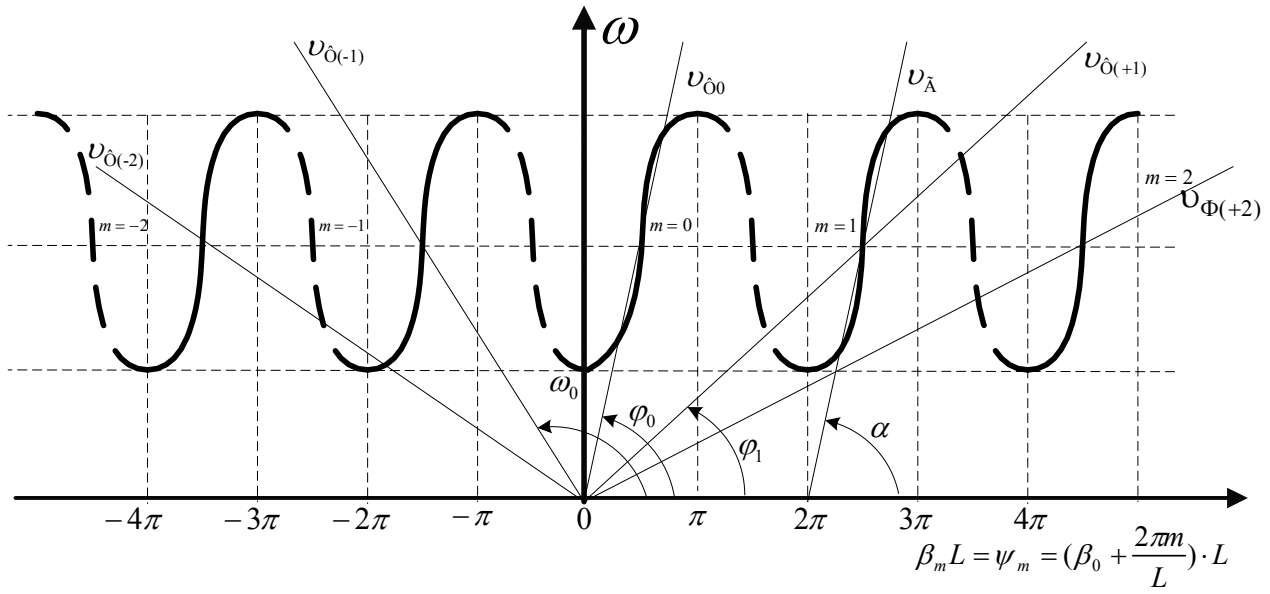


Рисунок 1.4 — Дисперсионная характеристика

Фазовая скорость гармоники $\sigma_{\Phi m} = \frac{\omega}{\beta_m}$ пропорциональна тангенсу угла наклона прямой, проведенной через начало координат и точку дисперсионной кривой для выбранной частоты ω. Групповая скорость гармоники пропорциональна производной $\upsilon_{\Gamma} = \frac{d\omega}{d\beta_m}$ в данной точке, т.е. $\mathrm{tg}\alpha$. Очевидно, что на границах полосы пропускания групповая скорость всех пространственных гармоник равна нулю (экстремальные точки кривых). Групповая скорость всех пространственных гармоник при данной частоте ω одинакова и положительна.

Для варианта ЗС, дисперсионная характеристика которой приведена на рис. 1.4., наибольшая фазовая скорость у нулевой гармоники. Используя дисперсионные характеристики, можно выяснить зависимость фазовой скорости любой пространственной гармоники от частоты.

Сопротивление связи. В электронных СВЧ приборах обычно измеряют мощность электромагнитной волны. Поэтому важно знать связь между напряженностью электрического поля и мощностью волны. С этой целью вводят специальный параметр — сопротивление связи R_c, характеризующий соотношение между амплитудой E_{zm} напряженности электрического поля и потоком мощности P, проходящем через поперечное сечение замедляющей системы:

$$R_c = \frac{E_{zm}^2}{2\beta^2 P} \qquad (1.7)$$

Каждая пространственная гармоника характеризуется своим сопротивлением связи:

$$R_{cm} = \frac{E_{zmm}^2}{2\beta_m^2 P} \qquad (1.8)$$

В реальных приборах величина сопротивления связи лежит в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен Ом.

Вычисление амплитуд пространственных гармоник — членов рода Фурье (1.1) показывает, что с увеличением m не только уменьшается амплитуда поля непосредственно у поверхности замедляющей системы, но и растет степень уменьшения E_z по мере удаления от поверхности. Поэтому взаимодействие электронного потока с высшими пространственными гармониками получается неэффективным, сопротивление связи имеет малое значение. В приборах СВЧ вследствие этого используются в основном нулевая и плюс первая или минус первая гармоника.

1.2. Основные закономерности движения электронов

Для ускорения и замедления движения электронов, фокусировки их используются электрические поля, постоянные во времени. Такое поле обычно создается между электродами, когда к ним приложена разность потенциалов, т.е. подключен источник постоянного напряжения. В зависимости от соотношения направлений движения электрона и вектора поля $\overline{E}$ электрон ускоряется, тормозится и отклоняется от направления первоначального движения. Действие электрического поля на электрон характеризуется вектором силы $\overline{F}_e = -e\overline{E}$, где e — заряд электрона. равный $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл, а $\overline{E}$ — вектор напряженности электрического поля.

Под действием электрического поля меняется кинетическая энергия электрона, увеличиваясь или уменьшаясь на значение, равное произведению заряда электрона e на разность потенциалов U между начальной и конечной точками рассматриваемой траектории. Если начальная скорость электрона равна нулю, то его кинетическая энергия в данной точке пространства $m\upsilon^2/2 = eU$ (m — масса электрона, равная $9{,}11 \cdot 10^{-31}$ кг). Из этого равенства можно определить скорость электрона в метрах в секунду

$$\upsilon = \sqrt{\frac{2e}{m}U} \qquad (1.9)$$

При напряжениях, превышающих несколько десятков киловольт, необходимо учитывать зависимость массы электрона от его скорости.

Статические магнитные поля используются для отклонения направления движения электронов и фокусировки электронных потоков. Они создаются с помощью постоянных магнитов или соленоидов, расположенных, как правило, вне вакуумной оболочки приборов.

На движущийся в постоянном магнитном поле электрон действует сила Лоренца $\overline{F}_M$, нормальная к направлению его первоначального движения, искривляя его траекторию (рис. 1.5)

$$\overline{F}_M = -e\left[\overline{\upsilon} \times \overline{B}\right], \qquad (1.10)$$

где B — индукция магнитного поля

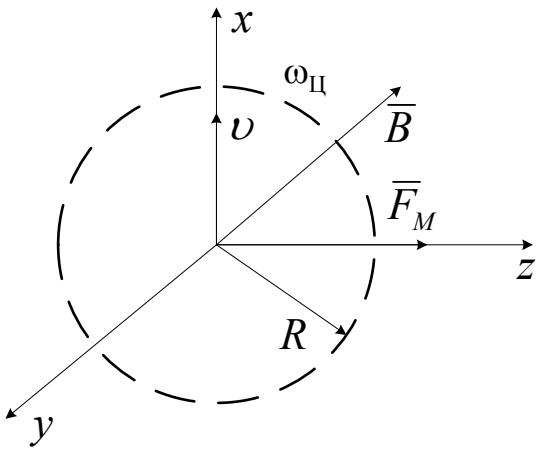


Рисунок 1.5 — Движение электрона в постоянном магнитном поле

Радиус кривизны траектории R определяется из уравнения движения электрона

$$\frac{m\upsilon^2}{R} = e\upsilon B \qquad (1.11)$$

В левой части записана центробежная сила, уравновешивающая силу $F_m = e\upsilon B$ (т.к. $\overline{\upsilon} \perp \overline{B}$).

Из равенства (1.11)

$$R = \frac{m\upsilon}{eB} \qquad (1.12)$$

Если скорость υ постоянна (например, тепловое движение электрона) ,то и радиус R постоянен, т.е. электрон движется по окружности. Направление движения совпадает с движением часовой стрелки, если смотреть вдоль силовых линий магнитного поля. Время обращения электрона по окружности $T = \frac{2\pi R}{\upsilon} = \frac{2\pi m}{eB}$, а частота вращения $f = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{eB}{m} = \frac{\omega}{2\pi}$, т.е. $\omega = \frac{eB}{m}$.

Угловая частота вращения электрона в однородном магнитном поле называется циклотронной частотой $\omega_ц$ или частотой гиромагнитного резонанса

$$\omega_ц = \frac{eB}{m} \qquad (1.13)$$

Сила Лоренца F_m всегда по направлению перпендикулярна вектору скорости $\overline{\upsilon}$, поэтому абсолютная величина скорости υ не меняется.

Траектория движения электрона становится значительно сложнее, если на него действуют одновременно, как электрическое, так и магнитное статические поля. Наибольший практический интерес представляет случай, когда направления векторов $\overline{E}$ и $\overline{H}$ перпендикулярны друг другу. Это так называемые «скрещенные» поля. Такой случай будет рассмотрен при изучении электронных приборов СВЧ типа «М».

1.2.1 Угол пролета электронов.

На работу электронных приборов в СВЧ диапазоне существенно влияет время пролета электронов в междуэлектронном пространстве, которое становится соизмеримым с периодом колебаний. Для учета этого пролета θ, равного отношению времени пролета электрона τ к периоду колебаний T, умноженному на 2π радиан

$$\theta = 2\pi \frac{\tau}{T} = \omega\tau . \qquad (1.14)$$

Угол пролета показывает, на сколько градусов изменяется фаза переменного напряжения за время пролета электрона.

1.2.2. Наведенный ток.

Для учета влияния пролета электронов на токи электродов применяется понятие наведенного тока, который используется при рассмотрении приборов СВЧ. Любой электровакуумный прибор СВЧ преобразует энергию постоянного тока в энергию высокочастотного электромагнитного поля. Такое преобразование осуществляется с помощью электронного потока. При замедлении электронов перемещенным СВЧ электромагнитным полем кинетическая энергия их преобразуется в электромагнитную энергию поля. В клистронах, например, такое преобразование осуществляется с помощью тороидального резонатора (рис. 1.6).

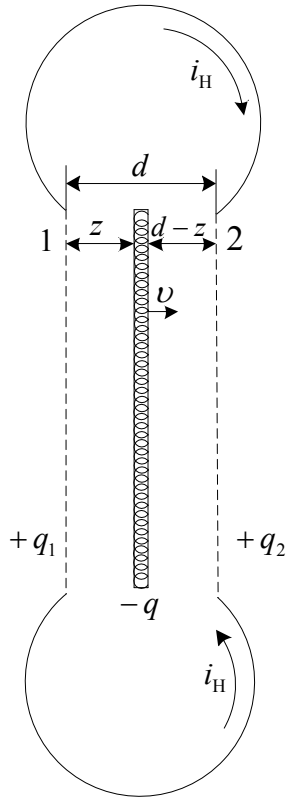


Рисунок 1.6 — Наведение тока на стенках тороидального резонатора

Электронный поток проходит через емкостную часть резонатора, где сосредоточено преимущественно электрическое высокочастотное поле, выполненную в виде двух сеток (1 и 2). Сетки считаются идеально проницаемыми для

электронов и идеально непроницаемыми для высокочастотных полей. Рассмотрим наведенный ток, возникающий на стенках резонатора при прохождении электронного потока.

Предположим, что от сетки 1 к сетке 2 движется тонкий электронный слой с общим зарядом $-q$. Вследствие явления электростатической индукции отрицательный заряд $-q$ наводит на проводящих сетках положительные поверхностные заряды $+q_1$ и , так что $q_1 + q_2 = q$.

С изменением координаты слоя z величины q_1 и q_2 меняются: $q_1 = q(1-\frac{z}{d})$, $q_2 = q\frac{z}{d}$. Зависимость q_1 и q_2 от z величины при $z=0$, $q_1=1$ и $q_2=0$, а при $z=d$, $q_1=0$ и $q_2=q$.

Вследствие движения слоя его координата z является функцией времени, при этом скорость слоя $\upsilon = \frac{dz}{dt}$. Изменение зарядов q_1 и q_2 во времени означает, что по стенкам резонатора течет ток $i_{\text{Н}} = \frac{dq_2}{dt} = -\frac{dq_1}{dt}$, называемый наведенным током. Подставляя значение q_2 или q_1, получим

$$i_{\text{Н}} = \frac{d(q\frac{z}{d})}{dt} = \frac{q}{d}\cdot\frac{dz}{dt} = \frac{q\upsilon}{d}. \qquad (1.15)$$

Наведенный ток возникает, как только электронный слой появляется в промежутке между сетками, и исчезает, когда электронный слой достигает второй сетки. Используем полученное выражение (1.15) для нахождения наведенного тока, если в пространстве между сетками в рассматриваемый момент времени существует произвольное распределение плотности зарядов $\rho(z,t)$, а не тонкий электронный слой.

Применим (1.15) к бесконечно тонкому слою с толщиной dz и зарядом $-dq$, а затем произведем интегрирование. Наведенный ток, создаваемый элементарным слоем, равен

$$di_{\text{Н}}(t) = \frac{dq\upsilon(z,t)}{d} \qquad (1.16)$$

Очевидно, что $dq = \rho(z,t)\cdot S\cdot dz$, где S — площадь сеток. Подставляя dq в (1.16), получим $di_{\text{Н}}(t) = \frac{S}{d}\rho(z,t)\cdot\upsilon(z,t)dz$.

Создаваемый всеми электронными слоями в промежутке d в момент времени t наведенный ток равен

$$i_{\text{Н}} = \frac{1}{d}\int_0^d S\rho(z,t)\cdot\upsilon(z,t)dz. \qquad (1.17)$$

Подинтегральное выражение есть значение электронного тока в сечении z в момент времени t, связанное с переносом (конвекцией) электронов. Назовем его конвекционным током $i_{\text{к}}$

$$i_{к} = \rho(z,t) \cdot \upsilon(z,t) \cdot S .$$

Подставляя $i_{к}$ в (1.17), получим выражение для наведенного тока

$$i_{н}(t) = \frac{1}{d}\int_0^d i_{к}(z,t)dz . \qquad (1.18)$$

Это выражение позволяет вычислить наведенный ток на стенках резонатора, если известна зависимость конвекционного тока в зазоре от координаты и времени $i_{к}(z,t)$. Наведенный ток в момент времени t равен усредненному по ширине зазора значению конвекционного тока в этот момент времени. Понятие о наведенном токе используется при анализе всех электровакуумных приборов СВЧ: клистронов, магнетронов, ламп бегущей и обратной волны и других.

Вопросы для самопроверки.

1.3.1. Изложите основные этапы развития электронных приборов СВЧ и квантовых приборов.

1.3.2. Как влияет на работу триодов СВЧ время пролета электронов и распределенные реактивности?

1.3.3. Изложите особенности динамического управления электронным потоком.

1.3.4. Получите выражения для резонансной частоты и резонансной долины волны простейшего колебания

а) в четвертьволновом резонаторе, образованном отрезком

коаксиальной линии с емкостью в торце;

б) в магнетронном резонаторе (резонатор щель—отверстие).

1.3.5. Расскажите о назначении замеряющих систем. Изобразите наиболее распространенные типы ЗС.

1.3.6. Выведите формулу для фазовой скорости спиральной замедляющей системы.

1.3.7. Изобразите картину электрического поля на отрезке замеряющей системы типа «гребенка».

1.3.8. Дайте определения пространственных гармоник и запишите выражения для их фазовых постоянных, фазовых скоростей, длин волн, сопротивлений связи.

1.3.9. Изобразите и объясните дисперсионную характеристику одного из типов замедляющих систем.

1.3.10. Как влияет статическое электрическое поле на движение электронов? Запишите выражение для скорости электрона.

1.3.11. Как влияет статическое магнитное поле на движение электронов? Запишите выражения для циклотронной частоты и радиуса окружности вращения электрона.

1.3.12. Определите понятие угла пролета электронов и запишите выражение для него.

1.3.13. Что такое наведенный ток и как он определяется?

1.4. Задачи.

1.4.1. Определить частоту и длину волны основного типа колебаний в резонаторе, образованном отрезком коаксиальной линии с емкостью в торце (рис. 1.1.,а), имеющем размеры: a=5 мм, b = 10 мм, l = 10 мм,

d=1 мм.

1.4.2. Определить частоту и длину волны основного типа колебаний магнетронного резонатора (рис. 1.1., в), имеющего размеры: r=5 мм,

h=3 мм, d=2 мм.

1.4.3. Определить фазовую скорость, коэффициент замедления замедляющей системы типа.

спираль. Диаметр спирали $Д = 10$ мм, шаг спирали $L = 2$ мм.

1.4.4. Определить фазовую скорость «плюс первой» гармоники, если длина замедленной волны $\lambda_з$=10 мм, частота $f = 1$ ГГц, период замедляющей системы $L = 2$ мм.

1.4.5. Определить фазовую скорость «минус второй» гармоники, если длина замедленной волны $\lambda_з = 20$ мм, частота $f = 1$ ГГц, период замедляющей системы $L = 2$ мм.

1.4.6. Определить ряд значений скоростей электронов, при которых будет выполняться равенство $\upsilon_{еп} = \upsilon_{фп}$ ($\upsilon_{еп}$ — скорость электронов, $\upsilon_{фп}$ — фазовые скорости). Длина замедленной волны $\lambda_з = 12L$, $L = 2$ мм, $n = 1;\ 2;\ —1;\ —2$. Частота $f = 3$ ГГц.

1.4.7. Определить скорость электронов, подлетающих к аноду, если разность потенциалов между анодом и катодом составляет 400 В.

1.4.8. Рассчитать значение циклотронной частоты, если индукция магнитного поля $B = 0{,}5$ Тл.

1.4.9. Найти радиус окружности вращательного движения электрона при поступательной скорости электронов $\upsilon = 4 \cdot 10^6$ м/с, циклотронной частоте $\omega_ц = 17{,}5 \cdot 10^9$ рад/с.

1.4.10. Вычислить угол пролета электронов в запоре тороидального резонатора (рис. 1.6). Частота $f = 10^{10}$ Гц. Напряжение на резонаторе $U = 400$ В, ширина зазора $d = 0{,}5$ мм.

2. КЛИСТРОНЫ

Клистронами называют сверхвысокочастотные электронные приборы, использующие принцип скоростной модуляции электронного потока и содержащие один или несколько объемных резонаторов. Клистроны применяются для усиления, генерирования и умножения частоты СВЧ колебаний. Их колебательные системы узкополосные, и перестройка клистронных усилителей или генераторов в широком диапазоне частот производится, как правило, механически, изменением геометрических размеров резонаторов. Различают пролетные и отражательные клистроны.

2.1. 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.

2.1.1. Устройство и принцип работы двухрезонаторного усилительного пролетного клистрона.

Схематически устройство двухрезонаторного усилительного клистрона показано на рис. 2.1.

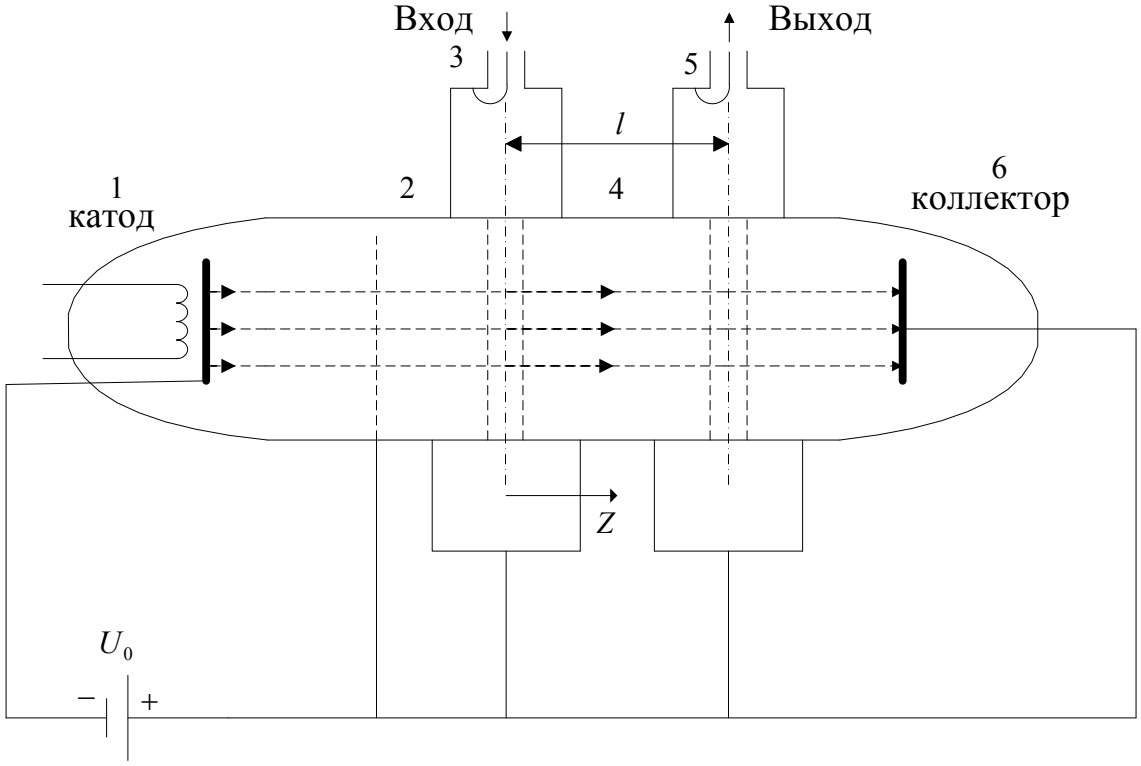


Рисунок 2.1 — Устройство двухрезонаторного клистрона

В клистроне имеются два объемных резонатора с емкостными зазорами. Первый резонатор 3 называется входным, или модулятором, а второй 5 — выходным. Пространство 4 между ними называется пространством дрейфа или группирования. Электроны, эмитируемые катодом 1, ускоряются постоянным напряжением U_0 электрода 2 и попадают в узкий зазор между сетками первого резонатора. Между ними имеется продольное высокочастотное электрическое поле, которое периодически ускоряет и замедляет электроны, т.е. модулирует скорость электронов. В пространстве дрейфа быстрые электроны догоняют медленные, обеспечивая группирование электронов, т.е. преобразование модуляции электронного потока по скорости в модуляцию по плотности. Модулированный электронный поток поступает во второй резонатор и создает в нем наведенный ток, протекающий по внутренней поверхности его стенок. В резонаторе возникают колебания, а между его сетками появляется электрическое высокочастотное поле, которое должно вызывать торможение сгруппированных электронов. В выходном резонаторе кинетическая энергия тормозящихся электронов преобразуется в энергию СВЧ колебаний. Электроны, прошедшие через второй резонатор и отдавшие СВЧ полю часть своей кинетической энергии, попадают на коллектор 6, где рассеивают оставшуюся часть кинетической энергии в виде тепла. Проанализируем подробнее процессы в пролетном клистроне.

2.1.2. Скоростная модуляция электронов.

К сетке резонатора 3 все электроны подлетают с одинаковой скоростью, определяемой ускоряющим напряжением U_0

$$U_e = \sqrt{2eU_0 / m}\,, \tag{2.1}$$

где e и m — заряд и масса электрона.

Пусть между сетками входного резонатора приложено переменное напряжение $U_1 \sin \omega t$. Если пренебречь временем пролета электронов через достаточно узкий зазор, тогда скорость электронов на выходе зазора первого резонатора будет иметь вид

$$\upsilon = \sqrt{\frac{2e}{m}(U_0 + U_1 \sin \omega t)} = \upsilon_e \sqrt{1 + \frac{U_1}{U_0} \sin \omega t}\,. \tag{2.2}$$

считая, что амплитудное значение переменного напряжения много меньше ускоряющего напряжения, т.е. $U_1 / U_0 << 1$, скорость электронов υ можно вычислить по приближенной формуле

$$\upsilon = \upsilon_e \left(1 + \frac{U_1}{2U_0} \sin \omega t \right) \tag{2.3}$$

Такой поток электронов называется модулированным по скорости. В течение одного полупериода электроны будут выходить из зазора с увеличенными скоростями, а в течение другого — с уменьшенными. Это приводит к тому, что на некотором расстоянии от зазора быстрые электроны догоняют и перегоняют более медленные. В результате этого модулированный по скорости поток элек-

тронов преобразуется в модулированы по плотности поток, характеризующийся наличием сгустков и разряжений.

2.1.3. Группирование электронов.

Рассмотрим пространственно—временную диаграмму электронов в двухрезонаторном клистроне, изображенную на рис. 2.2. По вертикальной оси отложено расстояние z в пространстве дрейфа, а по горизонтальной — время. В нижней части рисунка изображено переменное высокочастотное напряжение на сетках входного резонатора

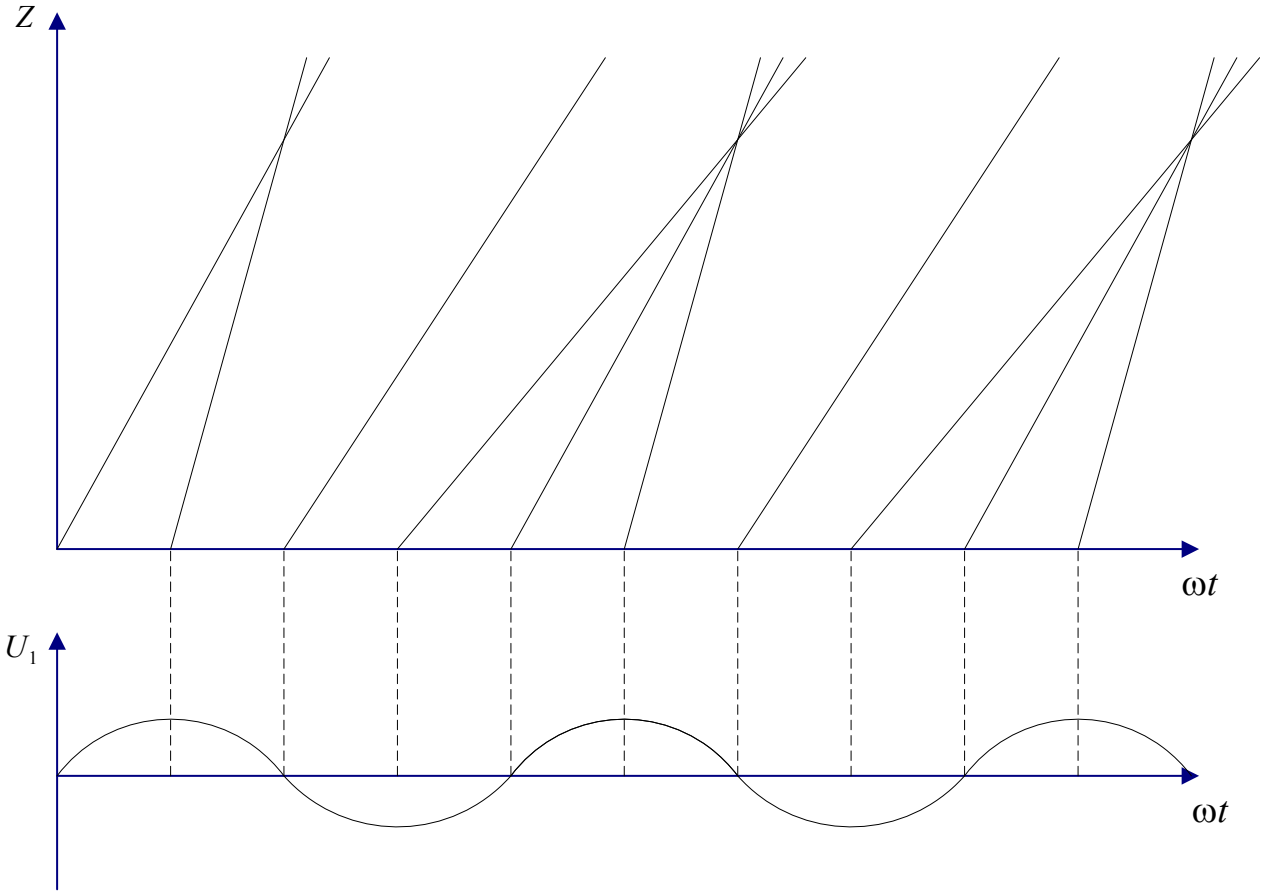


Рисунок 2.2 — Пространственно-временная диаграмма

График движения каждого электрона представляет собой прямую, наклон которой определяется скоростью электрона. До модулятора электронный поток является однородным по плотности и скорости. Точки пересечения прямых с осью времени определяют входную фазу электронов в пространство дрейфа. Диаграмма наглядно показывает, что в потоке электронов образуется сгустки и разряжения. Для тех электронов, которые проходят высокочастотное поле, когда оно является тормозящим, наклон прямых уменьшается, для других — увеличивается. В результате прямые расходятся или сходятся, что, по существу, и является группировкой или фазовой фокусировкой электронов. В каждом периоде колебаний образуется один сгусток, в центре которого находится электрон, прошедший через зазор без изменения скорости, т.е. в момент перехода поля через нуль от тормозящего к ускоряющему полупериоду.

2.1.4. Учет времени пролета зазора модулятора.

Так как в реальных клистронах угол пролета электрона в зазоре не очень мал, то в формулу (2.3) надо ввести соответствующую поправку. Высокочастотное напряжение $U_1 \sin \omega t$ нужно усреднить за время пролета электронов в зазоре. Будем считать время пролета всех электронов через зазор одинаковым и равным $\tau = \dfrac{d}{\upsilon_e}$, где d — расстояние между сетками.

Обозначим t_1 момент прохождения электроном середины зазора. Тогда $t_1 - \dfrac{\tau}{2}$ — момент входа в зазор; $t_1 + \dfrac{\tau}{2}$ — момент выхода.

Для электрона, находящегося в момент t_1 посредине зазора, среднее напряжение будет равно $t_1 + \dfrac{\tau}{2}$

$$[U_1 \sin \omega t_1]_{cp} = \frac{1}{\tau}\int_{t_1-\frac{\tau}{2}}^{t_1+\frac{\tau}{2}} U_1 \sin \omega t dt = \frac{2U_1}{\omega\tau}\sin\frac{\omega\tau}{2}\sin\omega t_1 =$$

$$= \frac{\sin\dfrac{\theta}{2}}{\dfrac{\theta}{2}} U_1 \sin \omega t_1 = M_1 U_1 \sin \omega t_1 \quad ,$$

где $\theta = \omega\tau$ — угол пролета электрона в зазоре, $M_1 = \dfrac{\sin\dfrac{\theta}{2}}{\dfrac{\theta}{2}}$ — обычно называют коэффициентом эффективности электронного взаимодействия или коэффициентом связи электронного пучка с полем зазора.

Таким образом, при учете времени пролета в зазоре нужно в формуле (2.3) вместо U_1 написать $M_1 U_1$. Тогда (2.3) примет вид

$$\upsilon = \upsilon_e \left(1 + \frac{M_1 U_1}{2U_0}\sin\omega t_1\right). \qquad (2.4)$$

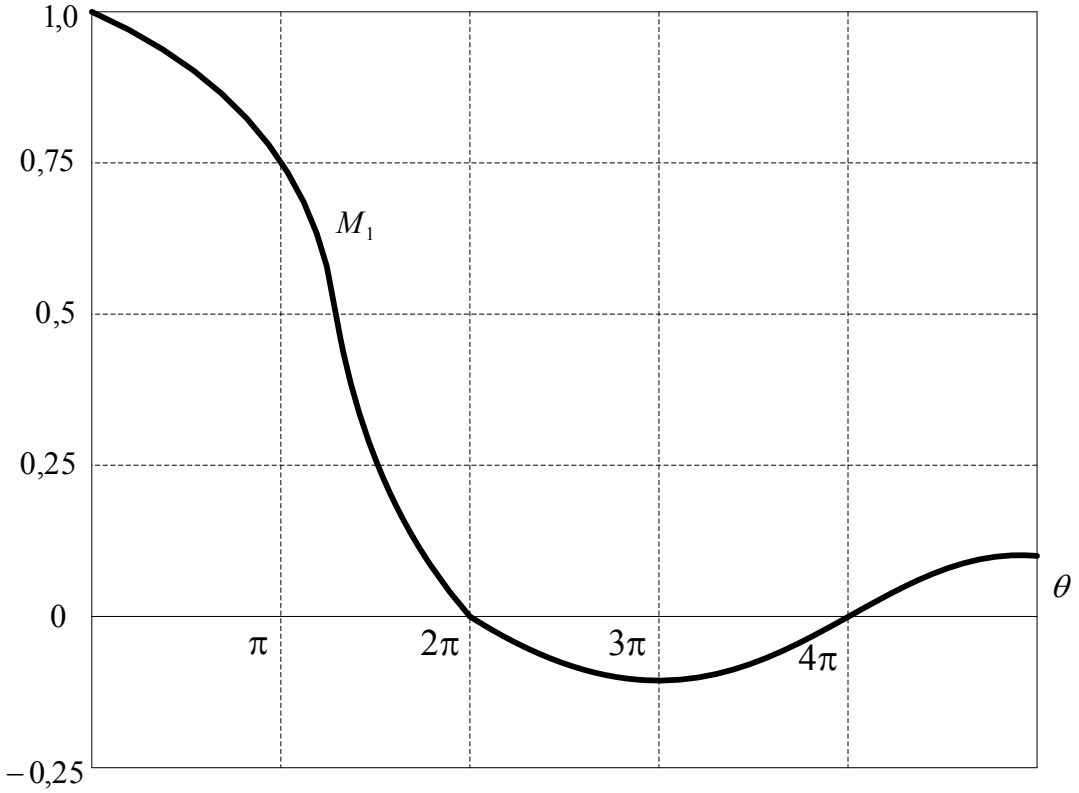


Рисунок 2.3 — Зависимость коэффициента эффективности электронного взаимодействия от угла пролета

Зависимость коэффициента M_1 от угла пролета θ показана на рис. 2.3. При $\theta \to 0$ величина $M_1 \to 1$ и формула (2.4) переходит в (2.3). При $\theta \neq 0$ всегда $M_1 < 1$. Модуляция по скорости тем сильнее, чем меньше θ, т.е. чем уже зазор. При значениях θ, равных 2π, 4π, …, коэффициент взаимодействия равен нулю, так как время пролета в зазоре при данных θ составляет T, $2T$, … и ускорение, испытанное электроном, компенсируется торможением. Типичные значения угла пролета лежат в пределах $\frac{\pi}{2}...\pi$.

2.1.5. Параметр группировки.

Приближенно будем считать движение электронов в пространстве дрейфа чисто инерционным, пренебрегая действием сил отталкивания (сил пространственного заряда) между электронами. Такой «кинематический» анализ группировки дает правильное представление о механизме процессов и объясняет его основные закономерности. Однако для расчетов реальных клистронов необходим учет влияния пространственного заряда.

Рассмотрим, какая существует связь при синусоидальной скоростной модуляции между моментами прихода электронов t_2 во второй резонатор и моментом t_1 прохождения их через первый. Очевидно, что

$$t_2 = t_1 + \frac{l}{\upsilon} \qquad (2.5)$$

где l — длина пространства дрейфа (см. рис. 2.1). Подставляя (2.4) в (2.5), получим

$$t_2 = t_1 + \frac{l}{\upsilon_e}\left(1 + \frac{M_1 U_1}{2U_0}\sin\omega t_1\right)^{-1}.$$

В усилительных клистронах амплитуда входного напряжения U_1 много меньше U_0 $(U_1 << U_0)$, — поэтому, раскладывая в ряд по малому параметру $M_1U_1 / 2U_0$ и оставляя в нем два первых члена, получим

$$t_2 = t_1 + \frac{l}{\upsilon_e}\left(1 - \frac{M_1 U_1}{2U_0}\sin\omega t_1\right).$$

Умножая обе части уравнения на ω, получим

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \frac{\omega l}{\upsilon_e} - \frac{\omega l}{\upsilon_e}\frac{M_1 U_1}{2U_0}\sin\omega t_1. \qquad (2.6)$$

Коэффициент при $\sin\omega t_1$ обозначим через X

$$X = \frac{\omega l}{\upsilon_e}\frac{M_1 U_1}{2U_0} = \theta_0 \frac{M_1 U_1}{2U_0}. \qquad (2.7)$$

Величина X носит название периметра группировки, $\theta_0 = \omega l / \upsilon_e$ — угол пролета в пространстве дрейфа электронов, не изменивших своей скорости (невозмущенных электронов). Угол θ_0 называют также невозмущенным углом пролета. Соотношение (2.6) можно с учетом (2.7) записать

$$\omega t_2 - \theta_0 = \omega t_1 - X\sin\omega t_1 \qquad (2.8)$$

Это уравнение определяет фазу прибытия ωt_2 электрона ко второму зазору. Если отсутствует модулирующее напряжение $(U_1 = 0)$, то $X = 0$. В этом случае $\omega t_2 - \theta_0 = \omega t_1$ и фаза прибытия электрона во второй зазор линейно связана с фазой прохождения его через первый зазор. Электроны при этом не группируются, и имеет место только одинаковое запаздывание всех электронов по фазе.

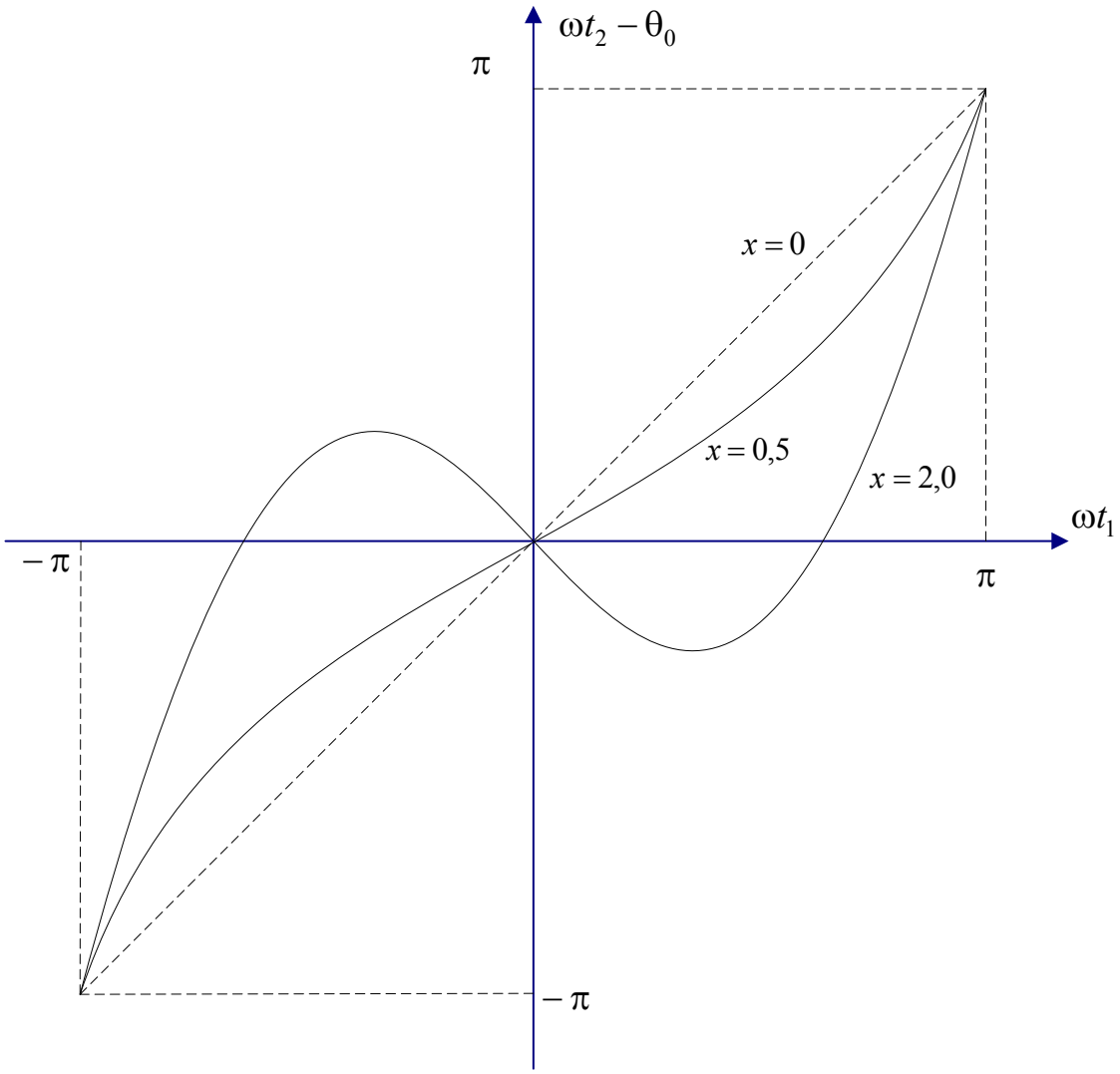


Рисунок 2.4 — Зависимость фазы электрона в зазоре второго резонатора от фазы прохождения через зазор первого резонатора

Зависимость величины $(\omega t_2 - \theta_0)$, характеризующей фазу появления электрона в зазоре второго резонатора, от фазы прохождения через зазор первого резонатора приведена на рис. 2.4.

Чем больше параметр X отличен от нуля, тем сильнее кривая фазы прибытия отклоняется от прямой линии. От вида кривой зависит форма импульсов конвекционного тока, проходящих через зазор второго резонатора.

2.1.6. Конвекционный ток.

Пусть через входное сечение трубки дрейфа проходит группа электронов с зарядом Δq_1 за время Δt_1. В этом сечении конвекционный ток

$$i_1 = \Delta q_1 / \Delta t_1 \qquad (2.9).$$

Аналогично в выходном сечении трубки дрейфа конвекционный ток

$$i_2 = \Delta q_2 / \Delta t_2 \qquad (2.10)$$

где Δq_2 — заряд группы электронов, пролетающих второй резонатор за время Δt_2.

Если рассматривается одна и та же группа электронов, а перехват электронов в трубке дрейфа отсутствует, то

$$\Delta q_1 = \Delta q_2 . \tag{2.11}$$

Используя (2.9), (2.10), (2.11), получим

$$i_2 = \frac{i_1}{\left|\Delta t_2 / \Delta t_1\right|}. \tag{2.12}$$

или

$$i_2 = \frac{i_1}{\left|dt_2 \big/ dt_1\right|} = \frac{I_0}{\left|dt_2 \big/ dt_1\right|}. \tag{2.13}$$

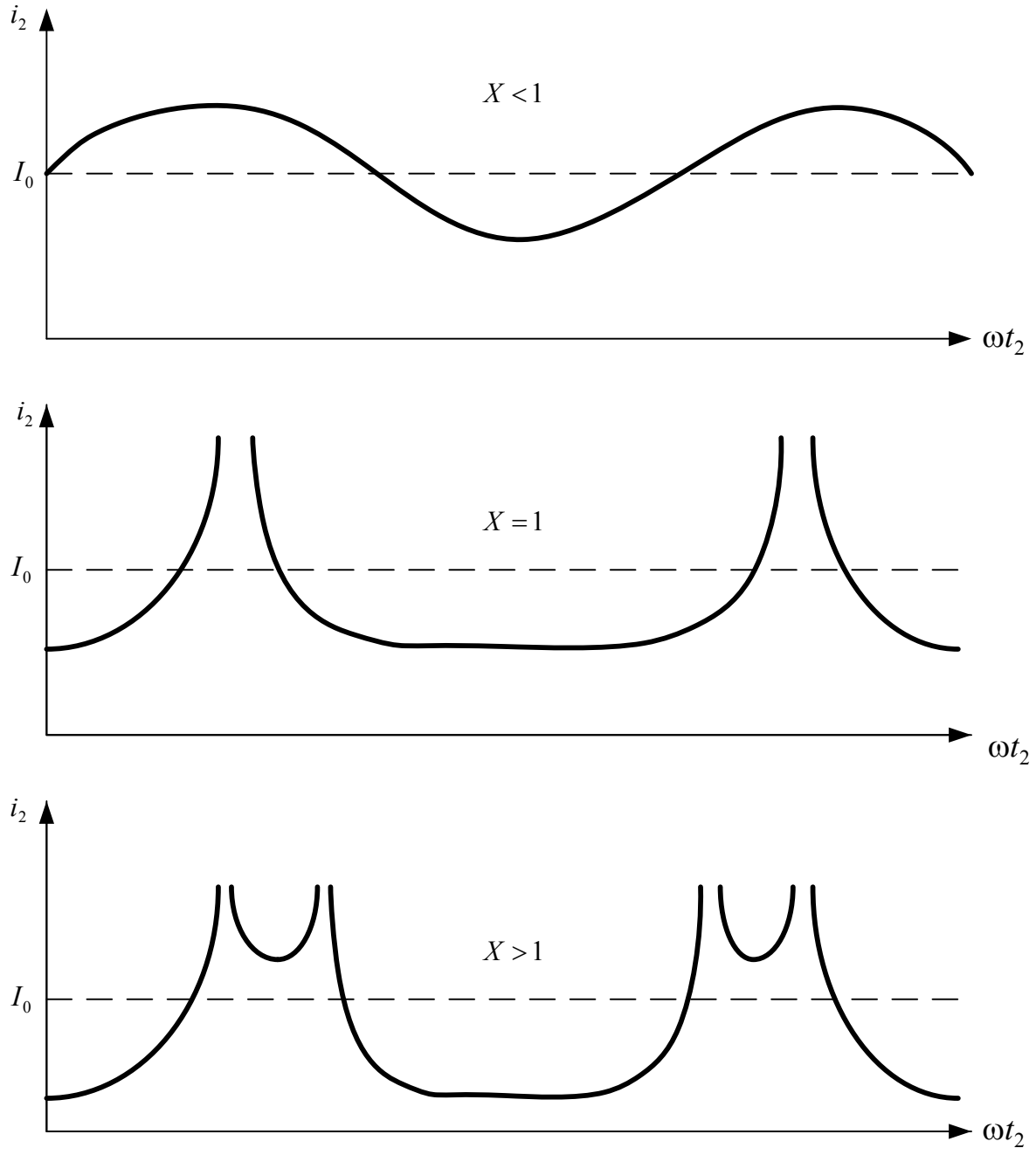
Ток i_1 равен постоянному току I_0, так как в первом резонаторе еще не происходит группирование электронов. Производную в (2.13) можно определить из (2.8) $\omega dt_2 = \omega dt_1 - \omega X \cos\omega t_1 \cdot dt_1$

$$\frac{dt_2}{dt_1} = 1 - X\cos\omega t_1 . \tag{2.14}$$

Подставляя (2.14) в (2.13), получаем выражение для определения конвекционного тока в выходном зазоре

$$i_2 = \frac{I_0}{\left|1 - X\cos\omega t_1\right|}. \tag{2.15}$$

Зависимости конвекционного тока от времени t_2 при нескольких значениях параметра группировки X показаны на рис. 2.5.



При $X=1$ знаменатель при $\omega t_1=0$ обращается в нуль, а ток в бесконечность. Такой результат возможен потому, что в нашем приближенном анализе не учитываются силы расталкивания между электронами. При $X>1$ знаменатель дважды обращается в нуль, и поэтому имеют место два бесконечных пика тока. С увеличением X пики расходятся во времени, и провал между ними увеличивается.

Сгруппированный ток i_2 несинусоидален, представляет собой периодическую функцию времени и может быть представлен рядом Фурье

$$i_2 = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} I_{(n)} \cos n(\omega t_2 - \theta_0), \qquad (2.16)$$

где амплитуда гармоники тока с номером n

$$I_{(n)} = 2I_0 I_n(nX) \qquad (2.17)$$

выражается через функцию Бесселя первого рода $n-$го порядка.

Колебательные системы клистронов являются высокодобротными резонаторами с узкой полосой пропускания, взаимодействующими в основном лишь с одной из гармонических составляющих сгруппированного тока, частота которого близка к частоте, на которую настроен резонатор. Поэтому выходной резонатор клистрона необходимо помещать в таком месте пространства дрейфа, где максимален не весь сгруппированный поток, а только соответствующая гармоника тока. Чаще всего интересуются только первой гармоникой тока. Анализ уравнения (2.16) показывает, что максимум первой гармоники будет при максимуме функции Бесселя $I_1(X)$, а именно при $X = 1{,}84$. Для данного случая $X = 1{,}84$ называется оптимальным параметром группировки. Сгруппированный электронный поток достигает наибольшего уплотнения в плоскости, где $X = 1$, но в плоскости $X = 1{,}84$ достигает наибольшей величины первая гармоника электронного тока частоты ω. Так как параметр группировки пропорционален длине пространства дрейфа l, то при заданных U_0, M различная степень группировки электронного потока будет получаться на разных расстояниях от зазора, модулирующего электронный поток. Так как в клистроне длина пространства дрейфа l фиксирована, то параметр группировки X можно изменять, меняя напряжение U_0 или амплитуду модулирующего напряжения U_1, получая необходимую степень группировки в месте расположения сеток выходного резонатора. Для эффективного взаимодействия с электронным потоком резонатор должен иметь узкий пролетный зазор с сосредоточенным в нем электрическим высокочастотным полем. Этим требованиям удовлетворяют тороидальные полые резисторы.

2.1.7. Наведенный ток и электронная мощность.

Наведенный ток в выходном резонаторе определяется усредненным по зазору конвекционным током. Амплитуда первой гармоники наведенного тока будет равна

$$I_{H1} = M_2 I_1 = M_2 \cdot 2I_0 I_1(X), \qquad (2.18)$$

где M_2 — коэффициент электронного взаимодействия во втором резонаторе, аналогичный коэффициенту M_1 в (2.7). Каждая гармоника наведенного тока, протекая через внешнюю цепь зазора, создает между сетками резонатора переменное напряжение $U_{2(n)}$

$$U_{2(n)} = I_{H(n)} \cdot z_{p(n)}.$$

На резонансной частоте сопротивление резонатора $z_{p(n)}$ активное и максимальное. При настройке выходного резонатора на частоту первой гармоники средняя за период электронная мощность будет равна

$$P = \frac{I_{H1} U_{2(1)}}{2} = M_2 I_0 I_1(X) \cdot U_{2(1)}. \qquad (2.19)$$

Подводится к клистрону мощность постоянного тока

$$P_0 = I_0 U_0,$$

поэтому электронный КПД клистрона на первой гармонике

$$\eta_э = \frac{P}{P_0} = M_2 \cdot I_1(X) \cdot U_{2(1)} / U_0 . \qquad (2.20)$$

Выходная мощность клистрона P возрастает при увеличении тока пучка I_0 и напряжения на зазоре резонатора U_2. Однако, U_2 не может превышать U_0, так как в противном случае электроны не могут пройти через зазор резонатора и вернутся обратно в пространство дрейфа. При вычислении максимального КПД можно считать $M_2 U_{2(1)} \cong U_0$, тогда

$$\eta_{эмах} \cong I_1(X). \qquad (2.21)$$

Максимум КПД соответствует максимуму функции Бесселя $I_1(X)$ при $X = 1{,}84$. В этом случае КПД равен 58%. Полный КПД клистрона, учитывающий потери в колебательной системе, частичное оседание электронов на сетках резонаторов и другие факторы, гораздо меньше и составляет 15—20%. Оптимальное значение параметра группировки X, обеспечивающее максимальный КПД клистрона, оказывается больше единицы, и оптимальная форма импульса конвекционного тока в двухрезонаторном клистроне при синусоидальной модуляции должна содержать два пика (рис. 2.5).

2.1.8. Характеристики и параметры клистрона.

Рассмотрим амплитудную (рис. 2.6а) и амплитудно—частотную (рис. 2.6б) характеристики пролетного клистрона. Выходная мощность вначале линейно растет с увеличением $P_{вх}$, а затем наступает насыщение. Максимальное значение выходной мощности достигается при $X = 1{,}84$. При $X < 1{,}84$ наблюдается недогруппировка, при $X > 1{,}84$ — перегруппировка электронного пучка.

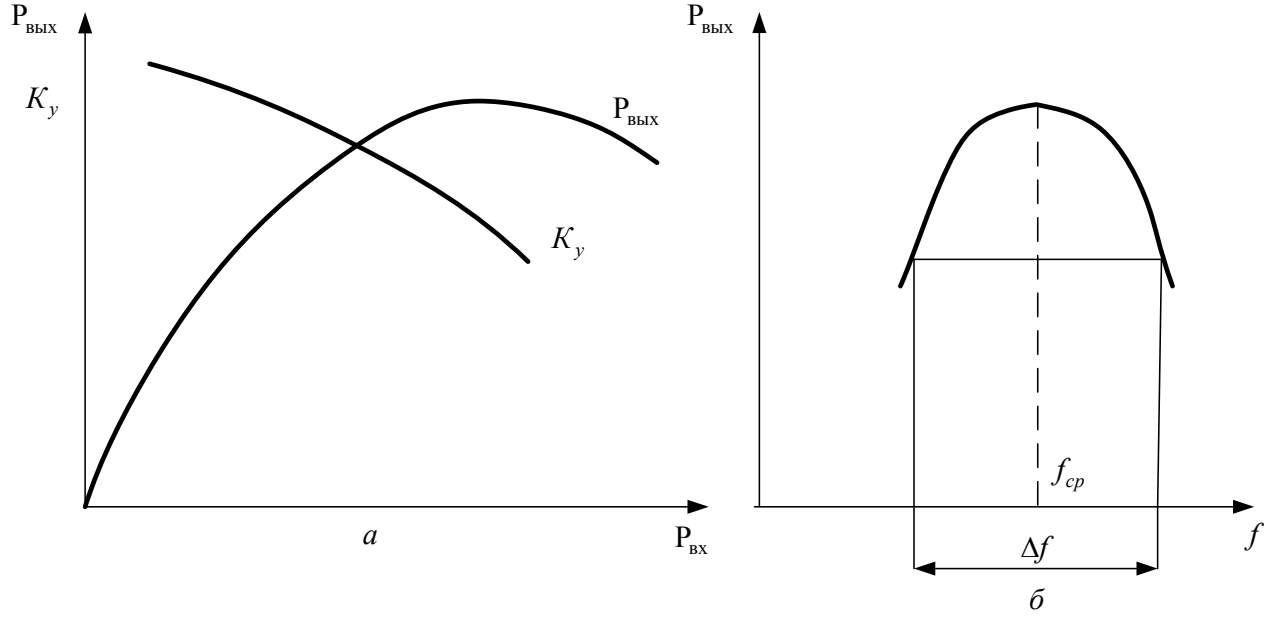


Рисунок 2.6 — Характеристики пролетного клистрона: а — амплитудная; б — амплитудно-частотная

Коэффициент усиления K_y в двухрезонаторном клистроне максимален на линейном участке характеристики (при $X << 1$) и при увеличении $P_{вх}$ уменьшается. Уменьшение коэффициента усиления связано с влиянием пространственного заряда, мешающего группированию электронов. Максимальное значение коэффициента усиления двухрезонаторного клистрона $K_y = 10\lg\frac{P_{вых}}{P_{вх}}$ обычно составляет 10—15 дБ.

Полоса пропускания исчисляется несколькими десятыми процента от резонансной частоты, поскольку используются узкополосные высокодобротные резонаторы.

Уровень шумов клистронов большой, поэтому в качестве входных усилителей слабых сигналов они не применяются. Основными источниками шума являются шумы дробового эффекта, создаваемые во входном резонаторе электронным потоком и усиливаемые затем вместе с сигналом, и также тепловые шумы во входном и выходном резонаторах

2.1.9. Двухрезонаторные клистронные генераторы отличаются от усилительных наличием между входным и выходным резонаторами коаксиальной линии положительной обратной связи. Для самовозбуждения клистрона и поддержания стационарных колебаний необходимо выполнение условий баланса фаз и баланса амплитуд. Эти условия требуют, чтобы напряжение, подаваемое на входе клистрона через цепь обратной связи, было в фазе с напряжением во входном резонаторе и равным ему по амплитуде в установившемся режиме.

При наличии запаздывания на угол φ_1 в линии обратной связи фазовое условие самовозбуждения принимает вид

$\theta_0 = \frac{\omega l}{\upsilon_e} = \frac{\omega l}{\sqrt{\frac{2e}{m}U_0}}$ — невозмущенный угол пролета между резонаторами.

$n = 0, 1, 2, \ldots$ — целое число. Подставляя θ_0 в (2.22), получим

$$\omega l \Big/ \sqrt{\frac{2e}{m}U_o} + \varphi_1 = 2\pi(n + \frac{3}{4}) \qquad (2.23)$$

В этом случае сгустки электронов проходят выходной резонатор в момент максимального тормозящего поля.

Существует множество дискретных областей значений U_0, в которых возможны автоколебания. Эти области называются зонами генераций.

При вариациях ускоряющего напряжения U_0 в пределах зоны для выполнения баланса фаз автоматически должна изменяться частота колебаний. Это явление называется электронной перестройкой частоты.

Вторым необходимым условием самовозбуждения двухрезонаторного клистрона является баланс амплитуд. Клистрон может генерировать колебания только в том случае, если ток электронного луча I_0 превосходит некоторое определенное значение, называемое пусковым током. При токе, меньшем пуско-

вого, электронный луч передает в выходной резонатор энергию, не достаточную для покрытия потерь во входном и выходном резонаторах.

Максимальная выходная мощность и КПД клистронных генераторов такие же, как в двухрезонаторных пролетных усилителях. В настоящее время они находят сравнительно узкое применение как генераторы средней мощности коротковолновой части сантиметрового диапазона и в миллиметровом диапазоне, где создание полупроводниковых генераторов соответствующей мощности затруднено. Основное назначение клистронных генераторов — получение колебаний высокой стабильности. Для повышения стабильности частоты в цепь обратной связи включают высокодобротную колебательную систему (один или несколько резонаторов). Клистронные генераторы используются в диапазоне частот 5,5 — 44 ГГц. Их выходная мощность лежит в пределах 0,2 — 200 Вт. Они применяются в системах связи, доплеровской радиолокации, радиомаяках, а также для накачки параметрических усилителей.

2.1.10. Клистронные умножители частоты.

Ток электронного пучка в клистроне содержит большое число высших гармоник, интенсивность которых зависит от значения параметра группировки X. Это позволяет, используя двухрезонаторные клистроны, добиться эффективного умножения частоты в несколько раз.

Для настройки выходного резонатора на $n-$ю гармонику его размеры уменьшают по сравнению с входным. Коэффициент полезного действия умножительных клистронов весьма мал и составляет несколько процентов. Двухрезонаторные клистронные умножители обычно имеют коэффициент умножения n от 3 до 10. При получении больших значений n выходная мощность становится очень малой.

2.1.11. Многорезонаторные клистроны.

Двухрезонаторные клистроны не обеспечивают достаточно высокого значения коэффициента усиления и КПД. Для достижения большого усиления можно применять последовательное соединение нескольких клистронов. Однако гораздо выгоднее использовать многорезонаторные клистроны, которые имеют большой коэффициент усиления и высокий КПД.

Рассмотрим особенности работы многорезонаторных клистронов на примере трехрезонаторного, устройство которого показано на рис. 2.7.

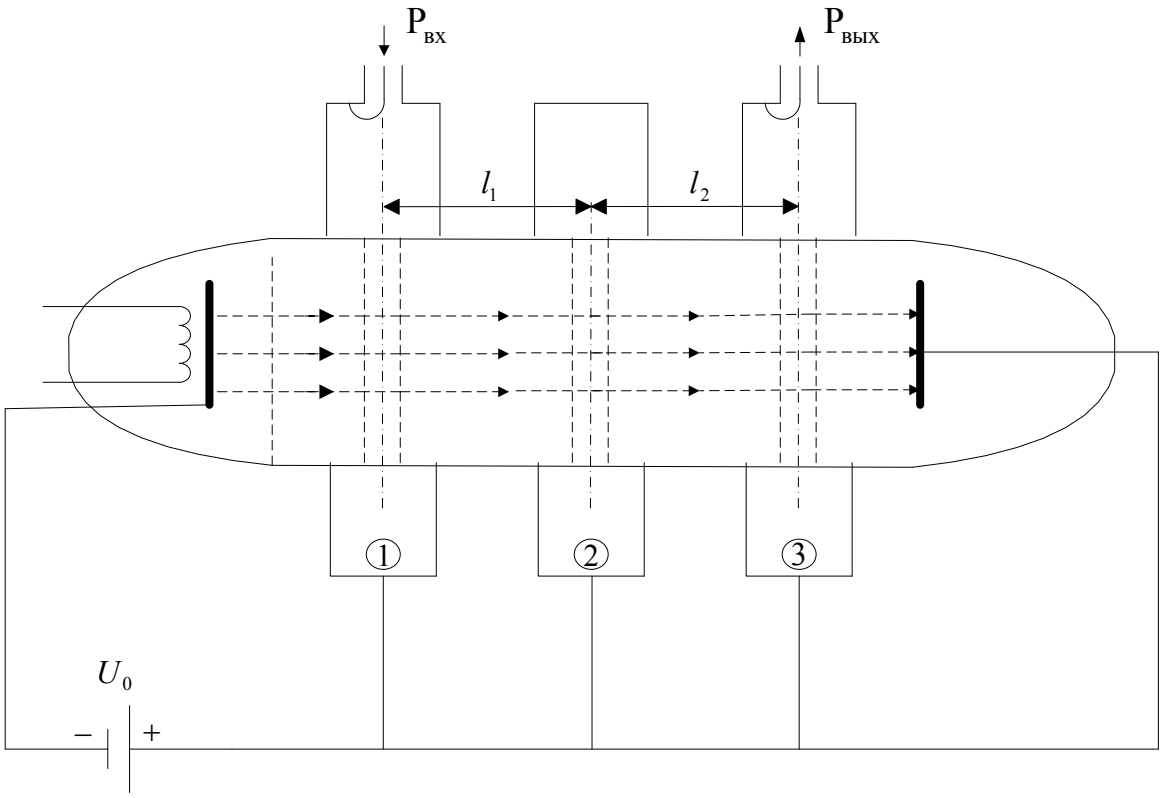


Рисунок 2.7 — Схема трехрезонаторного клистрона

Между входным 1 и выходным 3 резонаторами располагается еще один промежуточный ненагруженный резонатор 2. Промежуточный резонатор играет роль выходного резонатора по отношению к первому и управляющего по отношению к третьему. Такая схема выгоднее, чем каскадный усилитель из двух двухрезонаторных клистронов, так как в ней необходим только один электронный пучок, что позволяет вдвое сократить мощность постоянного тока; кроме того, из-за уменьшения количества резонаторов упрощается их настройка, и так же уменьшаются потери.

Как и в двухрезонаторном клистроне, во входном резонаторе многорезонаторного клистрона электроны модулируются по скорости. В пространстве дрейфа l_1 между входным и промежуточным резонатором происходит группирование электронного потока. Сгруппированный электронный поток создает в промежуточном резонаторе электромагнитные колебания, амплитуда которых будет значительно больше, чем во входном резонаторе, так как промежуточный резонатор является высокодобротным. В промежуточном резонаторе, в свою очередь, электроны дополнительно модулируются по скорости, что позволяет существенно улучшить их группирование и повышает эффективность взаимодействия электронного потока с полем выходного резонатора. Следовательно, во втором пространстве дрейфа l_2 группирование более интенсивно, чем в отсутствие промежуточного резонатора. Такова же роль и других промежуточных резонаторов. Процесс многократной модуляции по скорости и многократного группирования электронного потока называется каскадной группировкой. Наличие промежуточных резонаторов позволяет получить оптимальное группиро-

вание электронов при значительно меньшем напряжении во входном резонаторе. Вследствие этого существенно уменьшается мощность, затрачиваемая во входном резонаторе. Другими словами, увеличивается коэффициент усиления. Количественный анализ показывает, что в трехрезонаторном клистроне амплитуда основной гармоники увеличивается примерно на 15% по сравнению с двухрезонаторным клистроном. Теоретический электронный КПД трехрезонаторного клистрона равен 74%, однако, реальный КПД значительно ниже и составляет 35—50%.

Коэффициент усиления многорезонаторных клистронов зависит от числа промежуточных резонаторов. Теоретически можно создать клистронный усилитель с любым коэффициентом усиления. Однако по мере возрастания числа резонаторов, т.е. увеличения числа каскадов усиления, труднее исключить самовозбуждение усилителя. Коэффициент усиления N – резонаторного клистрона можно ориентировочно определить при помощи следующего эмпирического соотношения

$$K_y = 15 + (N-2)\cdot 20 \text{, дБ.}$$

Многорезонаторные клистроны позволяют получить усиление до 90 дБ и выходную мощность около 100 кВт в непрерывном режиме и до 50 МВт в импульсном режиме.

Свойства клистронов определяют рядом характеристик: зависимостью выходной мощности или коэффициента усиления от входной мощности при фиксированной частоте и зависимостью выходной мощности от частоты при фиксированном значении входной мощности. Как и в случае двухрезонаторного клистрона выходная мощность линейно возрастает с увеличением $P_{вх}$, достигает насыщения и затем уменьшается. Коэффициент усиления имеет наибольшее значение на начальном линейном участке характеристики и при увеличении $P_{вх}$ уменьшается.

Амплитудно—частотная характеристика позволяет определить ширину полосы пропускания усилительного клистрона. Обычно ширина полосы пропускания измеряется по уровню половинного значения выходной мощности (уровень 3 дБ) от максимального значения в полосе пропускания. Многорезонаторные клистроны являются узкополосными усилителями. Только при расстройке резонаторов относительно средней частоты полосы пропускания и подбора их добротности удается расширить полосу усиливаемых частот до 3—5% за счет существенного уменьшения коэффициента усиления.

Многорезонаторные клистроны широко применяются в выходных каскадах мощных передатчиков дециметровых и сантиметровых волн в системах связи «Земля — спутник», станциях управления на межпланетных расстояниях, в радиолокационных станциях, телевидении, установках промышленного нагрева, ускорителях заряженных частиц. КПД мощных клистронов достигает 70—80% в дециметровом диапазоне.

Для фокусировки электронного потока часто используют постоянное магнитное поле соленоида. Однако, фокусирующие системы такого типа громоздки и имеют большую массу. Например, клистрон непрерывного действия мощ-

ностью 50 кВт для телевизионного передатчика имеет длину примерно 1,8 м и массу 90 кг. Масса фокусирующей системы 270 кг. Перспективнее применять периодическую фокусировку с использованием как электростатических, так и магнитных линз, это позволяет уменьшить массу приборов. В настоящее время стали широко применяться постоянные магниты из высококоэрцитивных самарий—кобальтовых сплавов, что позволило существенно уменьшить массу и габариты клистронов.

Мощные клистроны имеют весьма высокие ускоряющие напряжения (до 450 кВ) и токи пучка электронов до 250 А. Высокие напряжения требуют обеспечения защиты обслуживающего персонала от рентгеновского излучения. Для снижения ускоряющего напряжения были разработаны многолучевые клистроны. Каждый электронный поток взаимодействует с СВЧ полем общих резонаторов. Многолучевой клистрон может быть предназначен также для получения большой мощности при заданном рабочем напряжении.

Многорезонаторные клистроны продолжают совершенствоваться.

2.2. Отражательные клистроны

Отражательные клистроны (рис. 2.8) предназначены для генерирования СВЧ колебаний малой мощности.

2.2.1. Устройство и принцип работы.

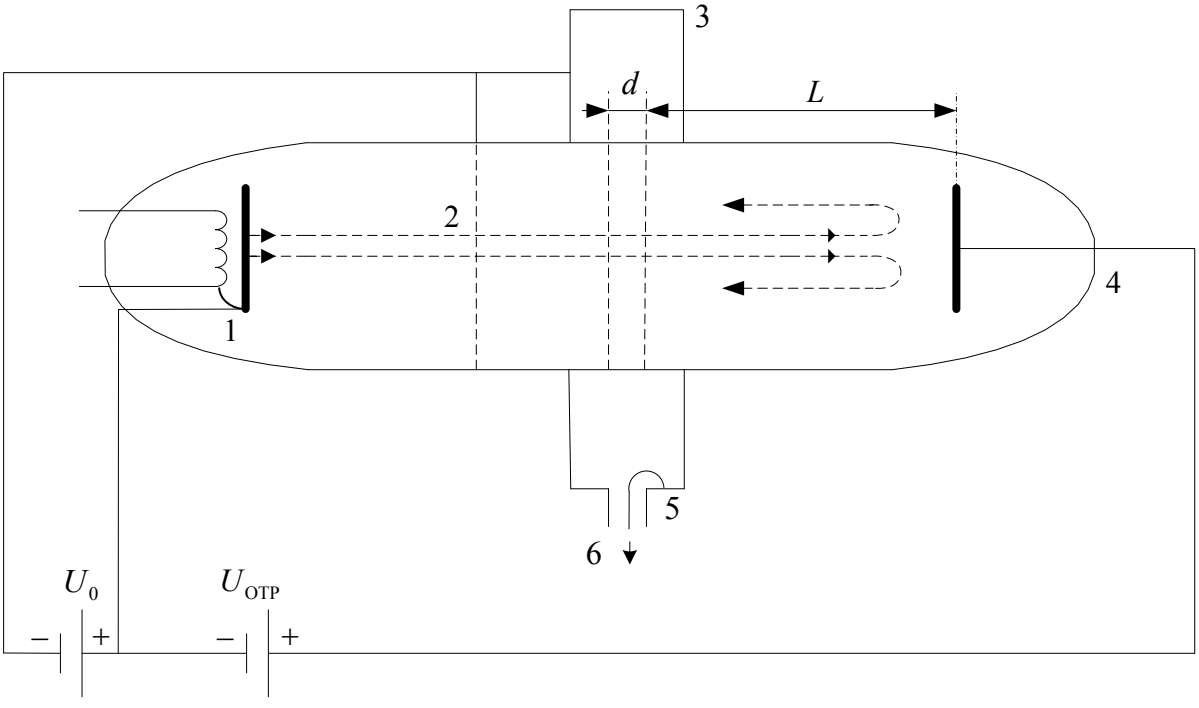


Рисунок — 2.8. Схема отражательного клистрона

Клистрон имеет только один объемный резонатор, который должен выполнять две функции: модулировать скорость электронов и отбирать СВЧ энергию от модулированного по плотности электронного потока. За резонатором расположен отражатель 4, на который по отношению к катоду подано отрицательное напряжение. Мощность колебаний, генерируемых клистроном, выво-

дится из резонатора с помощью петли связи 5, переходящей в коаксиальную линию 6. Скорость электронов перед резонатором определяется напряжением U_0 ускоряющего электрона. Поток электронов от катода, разгоняемый полем ускоряющего электрода, проходит через сетки резонатора. Вследствие флуктуаций электрического потока в резонаторе наводятся слабые колебания. Электронный поток модулируется по скорости электрическим полем этих колебаний и поступает в пространство между зазором резонатора и отражателем. Так как на отражатель подано отрицательное напряжение, то электроны попадают в тормозящее поле и возвращаются назад, проходя второй раз через зазор резонатора в обратном направлении. При движении электронного потока в пространстве между зазором резонатора и отражателем электронный поток преобразуется из модулированного по скорости в модулированный по плотности. Сгруппированный сгусток электронов тормозится в зазоре резонатора и отдает часть своей кинетической энергии полю резонатора.

Рассмотрим движение электронов с помощью пространственно—временной диаграммы, приведенной на рис. 2.9.

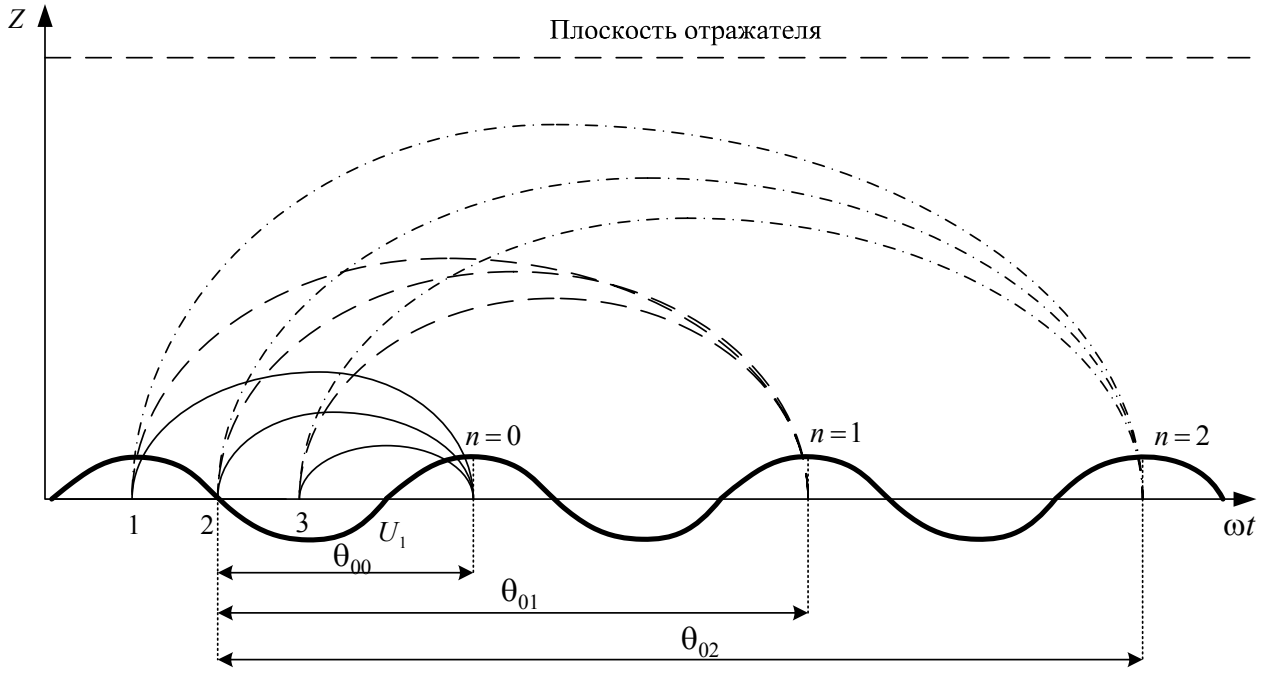


Рисунок 2.9 — Пространственно-временная диаграмма

Пусть в режиме стационарных колебаний между сетками резонатора существует напряжение $U_1(t)$. Электронные сгустки образуются относительно электронов неизменной скорости (невозмущенных электронов 2), выходящих из резонатора в момент времени, когда $U_1 = 0$ при переходе от ускоряющего к тормозящему полупериоду СВЧ напряжения. Электрон 1, вышедший раньше и имеющий большую скорость, проникает в тормозящее поле на большее расстояние Z, т.е. летит большее время, чем электрон 2, и может вернуться в зазор почти одновременно с ним. Электрон 3, выйдя из зазора позже электрона 2 и с

меньшей скоростью, проникает в тормозящее поле на меньшее расстояние. Из-за уменьшения времени пролета он может вернуться в резонатор почти одновременно с электроном 2. На этом различии времен пролета ускоренных и замедленных электронов основано группирование электронного потока в отражательном клистроне.

Сгруппированный электронный поток должен возвращаться в резонатор в пределах того полупериода СВЧ напряжения на зазоре, который оказывает тормозящее действие. Тогда он отдает часть своей кинетической энергии высокочастотному полю резонатора и поддерживает колебания в резонаторе (положительная обратная связь). Следует заметить, что полупериод, названный ускоряющим для электронов, идущих от катода, одновременно будет тормозящим для электронов, возвращающихся в резонатор под действием напряжения на отражателе.

Если электрон возвращается в резонатор при амплитудном значении тормозящего поля, то отдаваемая им кинетическая энергия максимальна. Очевидно, что сгусток отдаст наибольшую энергию СВЧ полю, если центральный его электрон (невозмущенный) приходит в момент максимума поля. Следовательно, как видно из рис. 2.9, для обеспечения этого требования для невозмущенного электрона угол пролета

$$\theta_0 = 2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right), \qquad (2.24)$$

где $n = 0,1,2,...$ — целое число, называемое номером зоны генерации, θ_0 — оптимальный угол пролета невозмущенного электрона в пространстве группировки.

Скорость электрона на выходе из зазора резонатора определяется уравнением скоростной модуляции (2.4):

$$\sigma = \sigma_e\left(1 + \frac{M_1 U_1}{2U_0}\sin\omega t_1\right) = \sigma_e + \sigma_1 \sin\omega t_1, \qquad (2.25)$$

где $\sigma_1 = \dfrac{M_1 U_1 \sigma_e}{2U_0}$; t_1 — момент прохождения электрона через центр зазора в «прямом» направлении;

U_1 — амплитуда синусоидального напряжения между сетками резонатора.

Электрон со скоростью σ попадает в пространство между резонатором и отражателем, где на него действует электрическое поле напряженностью E. Считая поле между сеткой резонатора и отражателем однородным, находим напряженность электрического поля

$$E = \left(U_0 - U_{\text{отр}}\right)/L, \qquad (2.26)$$

где U_0 — постоянное напряжение между катодом и резонатором; $U_{\text{отр}} < 0$ — напряжение на отражателе; L — расстояние между второй сеткой резонатора и отражателем.

Под действием поля напряженностью E электрон двигается равнозамедленно до определенной точки $z = z'$, в которой скорость его станет равной нулю

и начнется движение в обратном направлении. Уравнение движения электрона для данного случая (электрон движется вдоль силовых линий электрического поля по оси z) можно записать

$$m\frac{d^2z}{dt^2} = -eE. \qquad (2.27)$$

Поместим начало координат $z = 0$ в плоскости второй сетки. Интегрируя (2.27) и используя начальные условия: $t = t_2$; $\frac{dz}{dt} = \sigma$, получим *

$$z = -\frac{eE}{2m}(t - t_2)^2 + \sigma(t - t_2), \qquad (2.28)$$

где σ — скорость электрона в плоскости второй сетки, которая определяется уравнением (2.25); t_2 — время прохождения электрона через вторую сетку при движении в сторону отражателя.

$\frac{d^2z}{dt^2} = -\frac{eE}{m}$, $\frac{dz}{dt} = -\frac{eE}{m}\cdot t + C_1$. При $t = t_2$, $\frac{dz}{dt} = \sigma$, поэтому $\sigma = -\frac{eE}{m}t_2 + C_1$. Откуда постоянная $C_1 = \sigma + \frac{eE}{m}t_2$, т.о. $\frac{dz}{dt} = -\frac{eE}{m}t + \sigma + \frac{eE}{m}t_2$. Интегрируем еще раз. $z = -\frac{eE}{m}\cdot\frac{t^2}{2} + \sigma\cdot t + \frac{eE}{m}t_2\cdot t + C_2$. При $t = t_2$, $z = 0$ находим вторую постоянную C_2 $0 = -\frac{eE}{m}\cdot\frac{t_2^2}{2} + \sigma t_2 + \frac{eE}{m}t_2^2 + C_2$, отсюда $C_2 = \frac{eE}{m}\cdot\frac{t_2^2}{2} - \sigma t_2 - \frac{eE}{m}t_2^2$. Подставляя C_2 в выражение для z и преобразуя его, получим $z = -\frac{eE}{2m}(t - t_2)^2 + \sigma(t - t_2)$.

Время пролета электрона в пространстве группирования от второй сетки до точки возврата и обратно можно найти из условий $z = 0$; $t = t_3$. Через t_3 обозначим время возвращения электрона в плоскость рассматриваемой сетки. Применяя эти условия к (2.28), получаем два решения: $t_3 - t_2 = 0$; $\frac{eE}{2m}(t_3 - t_2) - \sigma = 0$. Первое решение тривиально, а второе позволяет определить время пролета электронов в тормозящем поле:

$$\tau_1 = \frac{2m}{e}\cdot\frac{L\cdot\sigma}{U_0 - U_{\text{отр}}} \qquad (2.30)$$

Для того, чтобы определить время пролета от центра зазора к отражателю и обратно, нужно ко времени пролета, определяемому уравнением (2.29), прибавить удвоенное время полета от середины зазора резонатора до второй сетки $\tau_2 = \frac{d}{\sigma}$. Следовательно, суммарное время пролета электронов

$$\tau_0 = \tau_1 + \tau_2 = \frac{2m\sigma}{eE} + \frac{d}{\sigma} \qquad (2.31).$$

Так как скорость электрона, находящегося в центре, не изменяется при первом прохождении зазора, то вместо σ можно в (2.31) подставить σ_e. Подставляя (2.31) в уравнение (2.24), получаем

$$\theta_0 = \omega\tau_0 = 2\pi f\left(\frac{2m\sigma_e}{eE} + \frac{d}{\sigma_e}\right) = 2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right).$$

Учитывая, что $\sigma_e = \sqrt{\frac{2eU_0}{m}}$, $E = \frac{U_0 - U_{\text{отр}}}{L}$,

$$\theta_0 = 2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right) = \frac{2\pi f}{\sqrt{\frac{2eU_0}{m}}}\left(\frac{4U_0 L}{U_0 - U_{\text{отр}}} + d\right), \qquad (2.32)$$

где f — частота генерируемых колебаний.

Формула (2.32) позволяет при данных f, L, d и U_0 определить ряд значений $U_{\text{отр}}$, необходимых для получения оптимальных углов пролета, соответствующих различным номерам n. С ростом номера n необходимое абсолютное значение напряжения $\left|U_{\text{отр}}\right|$ уменьшается. Этот вывод очевиден, так как, чем больше номер n, т.е. больше угол пролета θ_0, тем слабее должно быть тормозящее поле (2.26), создаваемое отражателем. На рис. 2.9 показаны пространственно-временные диаграммы, соответствующие оптимальным углам пролета при $n = 2$, 1 и 0.

Передача энергии от электронного сгустка СВЧ полю резонатора должна ухудшаться, если угол пролета отличается от оптимального и полностью прекратится, если невозмущенный электрон, являющийся центром сгустка, возвращается в резонатор в моменты нулевого поля, т.е. при $\theta_0 - \frac{\pi}{2}$ или $\theta_0 + \frac{\pi}{2}$, когда торможение электронов отсутствует.

Таким образом, вблизи каждого оптимального угла пролета имеется область значений $\pm\frac{\pi}{2}$, в пределах которой возможна передача энергии от электронного потока СВЧ полю и генерация колебаний. Следовательно, имеется ряд областей значений $U_{\text{отр}}$, соответствующих различным номерам n, в которых возможна генерация колебаний. Поэтому зависимость мощности колебаний от напряжения отражателя имеет зонный характер (рис. 2.10,а), а номер n называется номером зоны генерации

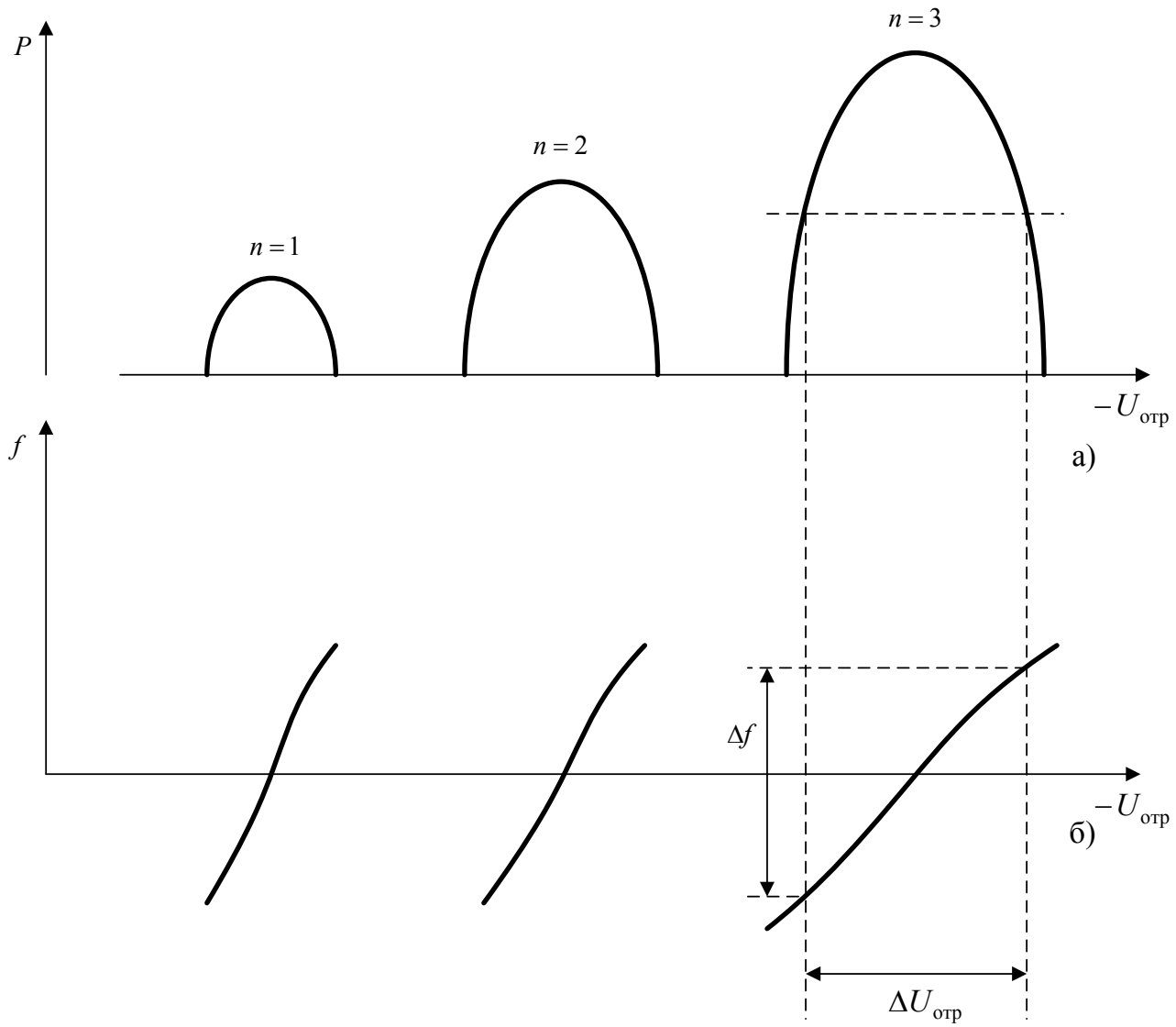


Рисунок 2.10 — Зависимость мощности а) и частоты б) отражательного клистрона от напряжения на отражателе

Параметры и характеристики. На рис. (2.10,а) зависимость генерируемой клистроном мощности от напряжения на отражателе. В центре каждой зоны мощность колебаний максимальна и соответствует прохождению сгустка электронов в момент максимального тормозящего поля между сетками резонатора. Из (2.32) можно получить выражение для напряжения отражателя, при котором выходная мощность максимальна (центры зон).

Определим параметр группировки, для этой цели вычислим разность фаз вылета электрона и его возвращения в центр зазора. Обозначим через t_4 время пролета электрона через середину зазора при возвращении. Воспользовавшись (2.31) и (2.26), получим

$$\omega\tau_0 = \omega\left(t_4 - t_1\right) = \omega\left(\frac{d}{\sigma} + \frac{2m}{e}\frac{L\sigma}{U_0 - U_{\text{отр}}}\right). \qquad (2.33)$$

Подставляя в (2.33) значение σ из (2.25). имеем

$$\omega(t_4 - t_1) = \omega\left[\frac{d}{\sigma_e + \sigma_1 \sin\omega t_1} + \frac{2m}{e}\frac{L}{U_0 - U_{\text{отр}}}(\sigma_e + \sigma_1 \sin\omega t_1)\right]. \quad (2.34)$$

Первый член в правой части полученного уравнения при условии, что $\sigma_1 << \sigma_e$ можно, разложив в ряд и, использовав только два первых члена его, представить в виде

$$\frac{d}{\sigma_e + \sigma_1 \sin\omega t_1} \cong \frac{d}{\sigma_e}\left(1 - \frac{\sigma_1}{\sigma_e}\sin\omega t_1\right), \text{ тогда}$$

$$\omega(t_4 - t_1) = \frac{\omega d}{\sigma_e} + \frac{2m}{e}\frac{\omega L \sigma_e}{U_0 - U_{\text{отр}}} + \left(\frac{2m}{e}\frac{\omega L \sigma_1}{U_0 - U_{\text{отр}}} - \frac{\omega d \sigma_1}{\sigma_e^2}\right)\cdot \sin\omega t_1, \quad (2.35)$$

Первый член в правой части (2.35) представляет собой невозмущенный угол пролета между сетками резонатора клистрона, второй член — угол пролета центра сгустка от второй сетки к отражателю и обратно. Обозначим рассматриваемые углы через θ_1 и θ_2 соответственно. Тогда уравнение (2.35) можно представить в виде

$$\omega t_4 - \omega t_1 = \theta_1 + \theta_2 + x_1 \sin\omega t_1, \quad (2.36)$$

где X_1 — параметр группировки.

$$X_1 = \frac{2m}{e}\frac{\omega L \sigma_1}{U_0 - U_{\text{отр}}} - \frac{\omega d \sigma_1}{\sigma_e^2} = \frac{\sigma_1}{\sigma_e}(\theta_2 - \theta_1) = \frac{M_1 U_1}{2U_0}(\theta_2 - \theta_1). \quad (2.37)$$

Соотношение (2.36) аналогично по форме (2.8), полученному для двухрезонаторного клистрона, но отличается от него знаком перед последним слагаемым. Отличие в знаке объясняется тем, что группирование идет около невозмущенного электрона, смешенного на полпериода по сравнению с пролетным клистроном (см. рис. 2.2 и 2.9). Конвекционный ток отражательного клистрона рассчитывается, как и в пролетном клистроне, и изменяется во времени так же, как показано на рис. 2.5. Спектр конвекционного тока аналогичен (2.16)

$$i(t) = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} I_{(n)} \cos n(\omega t - \theta_0).$$

Как и в теории пролетного клистрона, амплитуда первой гармоники конвекционного тока

$$I_1 = 2I_0 T_1(x_1), \quad (2.38)$$

амплитуда первой гармоники наведенного тока

$$I_{\text{Н1}} = M_1 I_1 = 2I_0 M_1 T_1(x_1). \quad (2.39)$$

При оптимальном угле пролета (в центре зоны) максимальная мощность электронного взаимодействия

$$P = \frac{I_{\text{Н1}} U_1}{2} = I_0 M_1 T_1(x_1) U_1. \quad (2.40)$$

Используя (2.37), выразим U_1 через параметр группировки

$$U_1 = \frac{2X_1 U_0}{M_1(\theta_2 - \theta_1)}. \quad (2.41)$$

Подставляя (2.41) в (2.40), получим

$$P = \frac{2X_1U_0I_0M_1T_1(x_1)}{M_1(\theta_2 - \theta_1)}.$$

Принимая $\theta_2 + \theta_1 = \theta_0 = 2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right)$, тогда $\theta_2 - \theta_1 = 2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right) - 2\theta_1$ и мощность будет равна

$$P = U_0I_0 \frac{X_1T_1(x_1)}{\pi\left(n + \frac{3}{4}\right) - \theta_1}. \qquad (2.42)$$

Соответственно, в центре зоны максимальный электронный КПД

$$\eta_{э\max} = \frac{P}{P_0} = \frac{P}{U_0I_0} = \frac{X_1T_1(x_1)}{\pi\left(n + \frac{3}{4}\right) - \theta_1}. \qquad (2.43)$$

Электронный КПД отражательных клистронов в различных зонах оказывается неодинаковым и уменьшается с ростом номера зоны n. Максимальный электронный КПД отражательных клистронов оказывается ниже, чем у пролетных клистронов. Реально достижимые значения полного коэффициента полезного действия отражательного клистрона не превышает несколько процентов.

Одно из замечательных свойств отражательного клистрона, определивших широкое использование его в различных радиотехнических устройствах, — электронная перестройка частоты — явление изменения частоты генерируемых колебаний при изменении напряжения на отражателе (рис. 2.10,б). Явление электронной перестройки можно объяснить так. Если угол пролета равен $2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right)$, то при любом n частота колебаний одна и та же. Она равна собственной частоте резонатора. Если несколько увеличить напряжение на отражателе, то пролетное время электронов, образующих сгусток, уменьшится. Электронные сгустки будут чаще пролетать резонатор, и частота генерируемых колебаний повысится. При уменьшении напряжения на отражателе частота колебаний уменьшится.

Электронная перестройка характеризуется крутизной — отношением изменения частоты генерируемых колебаний к изменению напряжения на отражателе. С увеличением номера зоны снижается максимальная электронная мощность в ней и возрастает крутизна кривой электронной перестройки. Важным параметром электронной перестройки является ее диапазон Δf (т.е. область частот), в пределах которого электронная мощность изменяется на 3 дБ относительно максимального значения мощности в данной зоне (рис. 2.10, а, б). Диапазон электронной перестройки отражательных клистронов обычно составляет около 0,5% средней частоты. Крутизна электронной перестройки равна 0,5…1 Гц/В. Механическая перестройка до 50%. Мощность отражательных клистронов колеблется от единиц МВт до 2…3 Вт. Основной диапазон длин

волн, для которого изготовляются клистроны — от 1 до 60 см, но имеются клистроны и для миллиметрового диапазона.

Применение отражательных клистронов.

Отражательные клистроны применяются:

— в качестве гетеродинов супергетеродинных радиолокационных приемников, так как они легко позволяют осуществлять автоматическую подстройку частоты;

— в качестве опорных генераторов в системах АПЧ магнетронов на промежуточной частоте;

— в качестве задающих генераторов в передатчиках, особенно в тех, где применяется частотная модуляция исходного сигнала и фазовая автоподстройка частоты;

— в качестве генераторов в различного рода измерительной и испытательной аппаратуре.

Для диапазона волн от 60 до 4 см изготовляются стеклянные клистроны с внешним резонатором с широким диапазоном перестройки частоты. Для коротковолновой части сантиметровых и миллиметровых волн выпускаются металлические клистроны с внутренним резонатором, диапазон перестройки которых не превышает $\pm 10\%$.

Пример условного обозначения отражательного клистрона приведен на рис. 2.11.

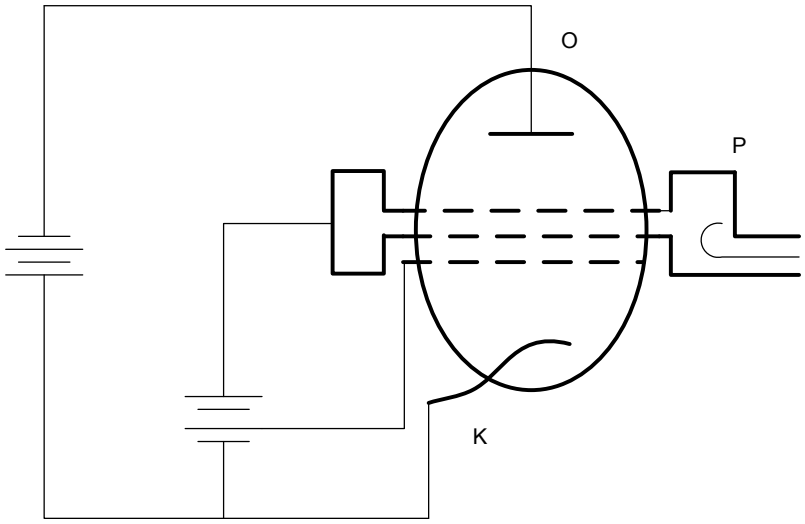


Рисунок 2.11 — Условное обозначение отражательного клистрона

Справочные данные некоторых клистронов приведены в табл. 2.1

Тип прибора	Рабочий диапазон волн, см	Напряжение накала, В	Ток накала, А	Напряжение резонатора, В	Отрицательное напряжение отражателя, В	Выходная мощность, мВт
К-15	5,3 – 9,7	6,3	0,45 - 0,6	250	40 – 400	50
К-26	45 – 60	6,3	0,5 – 0,8	250	150 – 325	100
К-29	2,3 – 3,4	6,3	0,45 – 0,7	320	150 – 450	15
К-33	1,8 – 2,1	6,3	0,47 – 0,7	400	150 – 600	10
К-41	12 – 22	6,3	0,6 – 1,0	250	90 – 300	80
К-43А	0,7 – 0,8	6,3	1,0	2000	400	5

3. Широкополосные СВЧ приборы «О»-типа.

Одним из основных недостатков клистронных усилителей является их узкополосность, что объясняется использованием резонансных колебательных систем. Рабочая полоса частот определяется нагруженной добротностью колебательного контура. Так как в клистроне электроны тормозятся полем и отдают часть своей кинетической энергии в течении короткого промежутка времени, то для улучшения взаимодействия необходимо увеличивать амплитуду высокочастотного электрического поля в зазоре резонатора. Для этого увеличивают добротность, что сужает рабочую полосу частот.

Для создания широкополосных приборов необходимо использовать принцип непрерывного длительного взаимодействия электронного потока с полем бегущей электромагнитной волны в нерезонансной колебательной системе. Приборами такого типа являются лампа бегущей волны типа «О» (ЛБВО) и лампа обратной волны типа «О» (ЛОВО).

В приборах с длительным взаимодействием, так же как и в клистронах, используется модуляция скорости электронов и плотности электронного потока. При сравнительно слабом входном сигнале в результате длительного взаимодействия электронов с полем бегущей волны получается необходимое группирование электронов. Очевидно, что обмен энергией между электронами и полем происходит в результате взаимодействия электронов с составляющей напряженности электрического поля, совпадающей по направлению со скоростью электронов. Для эффективного взаимодействия электронов с бегущей волной нужно, чтобы скорость электрона v_e была приближенно равна фазовой скорости электромагнитной волны $v_{\text{ф}}$ в направлении движения электронов. Это называется условием фазового синхронизма и записывается следующим образом:

$$v_e - v_{\text{ф}} \cong 0. \qquad (3.1)$$

Так как скорость электронов всегда меньше скорости света в свободном пространстве, то для выполнения (3.1) необходимо уменьшать фазовую скорость волны, взаимодействующей с электронами. Для этого используются специальные устройства, которые называются замедляющими системами.

3. ШИРОКОПОЛОСНЫЕ СВЧ ПРИБОРЫ «О»—ТИПА

3.1. Усилитель на лампе бегущей волны (ЛБВО)

Лампой бегущей волны типа «О» называют электронный прибор СВЧ диапазона, в котором используется длительное взаимодействие сгруппированного потока электронов, движущихся в продольных электрическом и магнитном полях, с прямой гармоникой сигнала (бегущей волной), распространяющейся вдоль замедляющей системы.

3.1.1 Устройство ЛБВО.

На рис. 3.1 схематично представлено устройство ЛБВ

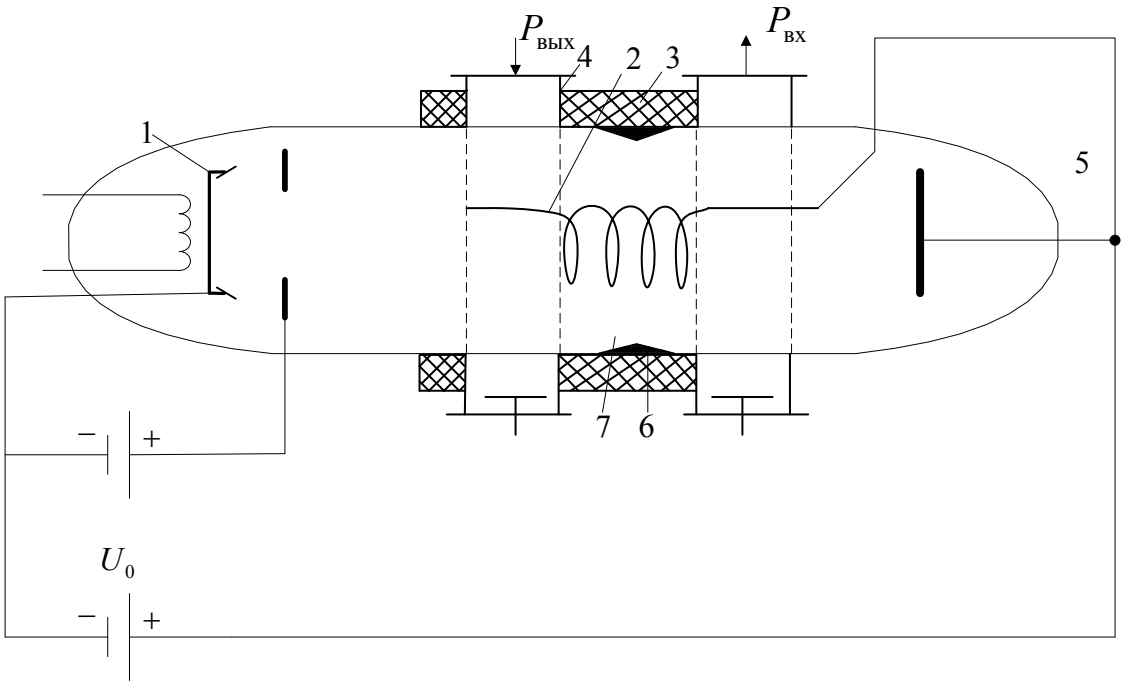


Рисунок 3.1 — Усилитель на лампе бегущей волны

Электронная пушка 1 формирует электронный пучок с определенным сечением и интенсивностью. Скорость электронов определяется ускоряющим напряжением U_0. С помощью фокусирующей системы 3, создающей продольное магнитное поле, обеспечивается необходимое поперечное сечение пучка на всем пути вдоль замедляющей системы 2. В ЛБВ электронная пушка, спиральная замедляющая система и коллектор 5 размещаются в металлостеклянном или металлокерамическом баллоне 7, а фокусирующий соленоид 3 располагается снаружи. Спираль крепится между диэлектрическими стержнями, которые

должны обладать малыми потерями на СВЧ и хорошей теплопроводностью. На входе и выходе замедляющей системы есть специальные устройств 4 для согласования ее с линиями передачи. Последние могут быть либо волноводными, либо коаксиальными. На вход поступает СВЧ сигнал, который усиливается в приборе и с выхода передается в нагрузку. Трудно получить хорошее согласование во всей полосе частот усиления лампы. Поэтому есть опасность возникновения внутренней обратной связи из-за отражения электромагнитной волны на концах замедляющей системы, при этом ЛБВ может перестать выполнять свои функции усилителя.

Для устранения самовозбуждения вводится поглотитель 6, который может быть выполнен в виде стержня из поглощающей керамики или в виде поглощающих пленок.

3.1.2 Принцип действия; энергетическое взаимодействие электронов с бегущей волной.

Наглядное представление о группировании электронов дает пространственно-временная диаграмма (рис. 3.2)

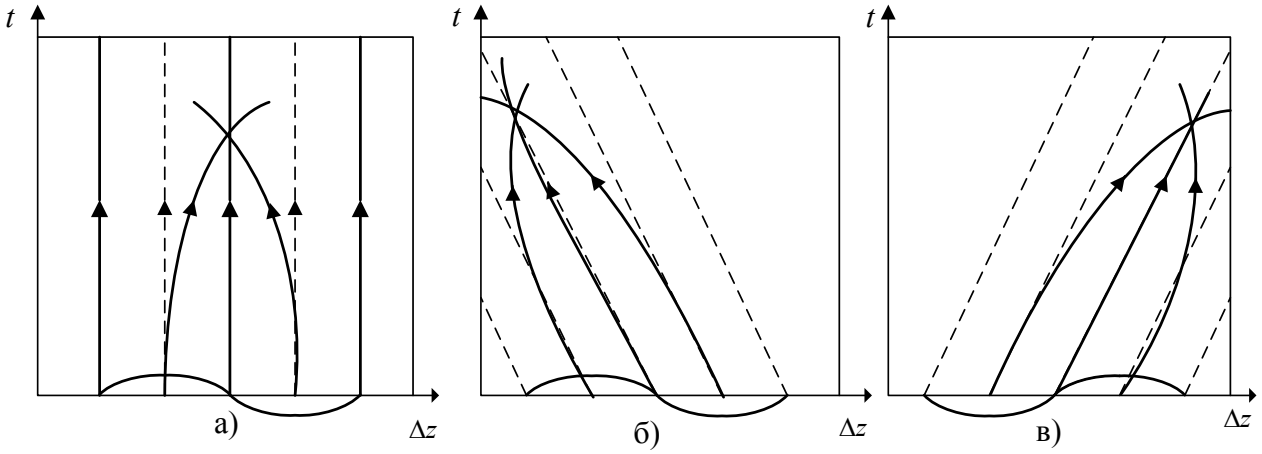


Рисунок 3.2 — Пространственно-временные диаграммы

В системе координат, движущейся с фазовой скоростью волны, сплошными линиями показано смещение электронов Δz относительно волны, а пунктирными — движение электронов в той же системе координат при отсутствии поля волны. Процесс группирования зависит от соотношения скорости электронов v_e и скорости электромагнитной волны .

Если $v_e = v_\text{ф}$, то электроны группируются в области нулевого значения высокочастотного поля (рис. 3.2,а) и электронный поток не обменивается энергией с бегущей волной.

Если $v_e \le v_\text{ф}$, то электроны отстают от волны и группируются в области ускоряющего полупериода высокочастотного поля (рис. 3.2,б, которое сообщает электронам дополнительную скорость. В результате выходной сигнал не усиливается, а ослабляется.

Если $v_e \ge v_\text{ф}$, то электроны группируются в области тормозящего полупериода высокочастотного поля (рис. 3.2,в), где их движение замедляется, и они

передают часть своей кинетической энергии бегущей волне. Амплитуда электромагнитной волны по мере распространения вдоль замедляющей системы будет возрастать. По этому необходимым условием усиления ЛБВ является такое соотношение между скоростями v_e и $v_ф$, при котором скорость электронов v_e немного превышает скорость электромагнитной волны.

Так как скорость электронов в процессе взаимодействия с полем будет уменьшаться, то по мере движения вдоль замедляющей системы сгустки электронов будут смещаться относительно бегущей волны. Необходимо такое различие в скоростях, чтобы за время движения сгустка вдоль всей длины замедляющей системы он не вышел из тормозящего полупериода поля .

Принцип действия ламп бегущей волны (ЛБВ) основан на рассмотренном выше механизме длительного взаимодействия электронного потока с полем бегущей электромагнитной волны, т.е. на модуляции электронного потока по скорости, которая по мере движения электронов к коллектору переходит в модуляцию по плотности, и отборе энергии от модулированного по плотности пучка. Здесь, так же как и в клистроне, сгустки электронов возбуждают наведенный ток, протекание которого по ЗС вызывает появление высокочастотной напряженности электрического поля в направлении продольной оси ЗС. Однако, в отличии от клистронов, резонаторы которого обладают высокой добротностью, напряженность переменного электрического поля вдоль ЗС оказывается небольшой по сравнению с напряженностью поля в зазоре резонатора. Поэтому достаточно эффективное торможение сгустков электронов, а следовательно и отбор энергии от модулированного по плотности электронного пучка удается осуществить сложением возбуждаемого на каждом участке ЗС высокочастотного поля с полем волны, бегущей вдоль замедляющей системы.

Если скорость электронов v_e близка к фазовой скорости $v_ф$ бегущей по ЗС электромагнитной волне, то возбуждаемое на каждом из участков ЗС электромагнитное поле складывается в фазе с полем, возбужденном на соседнем участке, образуя единую волну, бегущую в направлении движения электронного потока. Амплитуда этой волны нарастает экспоненциально, а не линейно, так как усиливаемая волна в свою очередь воздействует на электронный поток, увеличивая его модуляцию. Элементарные волны, возбуждаемые на соседних участках ЗС и бегущие навстречу электронному потоку, складываются в противофазе, т.е. вычитаются. Поэтому в ЛБВ возбуждаемая электронным потоком суммарная волна, бегущая навстречу электронному пучку, имеет ничтожную амплитуду по сравнению с прямой волной, и ею можно пренебречь. На практике максимальное усиление достигается при скорости электронов, на единицы процентов превышающей фазовую скорость замедленной электромагнитной волны.

3.1.3 Основные параметры и характеристики.

В ЛБВ так же как и в клистроне, возрастание мощности СВЧ сигнала осуществляется за счет торможения электронов. Однако, если в клистроне отбор энергии от модулированного электронного потока происходит в выходном ре-

зонаторе, то в ЛБВ отбор энергии осуществляется в основном на довольно протяженном выходном участке замедляющей системы (длиной 5-10 λ_3). При этом, вследствие торможения сгустков в режиме усиления мощности, нарушается синхронизм волны и пучка, и постепенно уменьшается эффективность отбора. Это является одной из основных причин, почему КПД ЛБВ значительно меньше КПД клистронов (обычно КПД ЛБВ не превышает 20-25%).

Один из известных методов повышения КПД заключается в использовании замедляющих систем с переменным коэффициентом замедления для сохранения синхронизма между скоростью электронов и фазовой скоростью электромагнитной волны. Замедляющую систему конструируют так, чтобы было некоторое увеличение коэффициента замедления к выходному концу лампы. При спиральной замедляющей системе это достигается плавным уменьшением шага спирали. Такие ЛБВ называются изохронными.

3.1.4 Коэффициент усиления.

Если в прямопролетных клистронах входной и выходной резонаторы практически полностью развязаны по высокой частоте, что позволяет получать стабильное усиление до 50…60 дБ, то в ЛБВ вход и выход связаны замедляющей системой. В реальных приборах часть усиленного сигнала отражается от выходного согласующего устройства или нагрузки, возвращается по ЗС ко входу и снова частично отражается. Если амплитуда дважды отраженного сигнала превышает амплитуду первоначального, то на определенных частотах, на которых колебания на входе лампы складываются в фазе, происходит самопроизвольное нарастание амплитуды входного сигнала, т.е. самовозбуждение. Для борьбы с самовозбуждением применяют поглотитель, ослабляющий отраженную волну. Коэффициент усиления снижается (на 2…3 дБ) и существенно уменьшается КПД лампы (примерно в 2 раза). Реально достижимое значение коэффициента усиления ЛБВ обычно 25…40 дБ.

3.1.5. Амплитудная характеристика.

Типичная зависимость выходной мощности и коэффициента усиления от уровня входной мощности приведена на рис. 3.3).

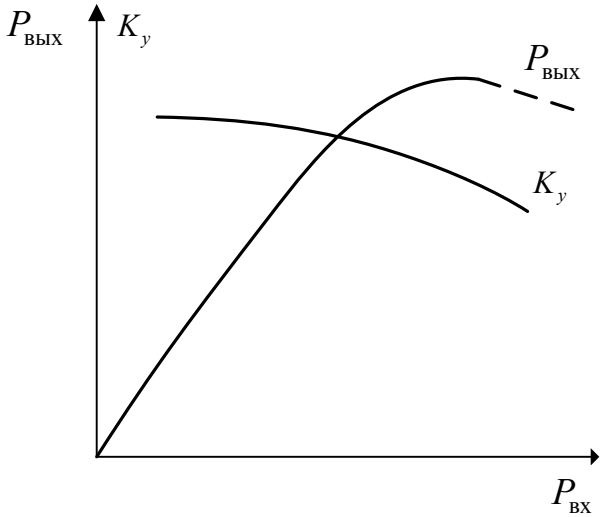


Рисунок 3.3 — Амплитудная характеристика ЛБВ

Начальный участок амплитудной характеристики линеен. С увеличением входной мощности наступает насыщение, вызванное смещением сгустка в область нулевого поля волны вследствие торможения электронов при взаимодействии с волной. Коэффициент усилении ЛБВ имеет наибольшее значение на линейном участке характеристики, а электронный КПД — в максимуме амплитудной характеристики. Поэтому при работе ЛБВ в качестве входного усилителя, когда важен высокий коэффициент усиления, используют линейный участок амплитудной характеристики. В мощных выходных усилителях передатчиков ЛБВ работают в режиме максимального КПД.

3.1.6. Частотная характеристика ЛБВ — зависимость выходной мощности (или коэффициента усиления) от частоты при фиксированной входной мощности, показана на рис. 3.4.

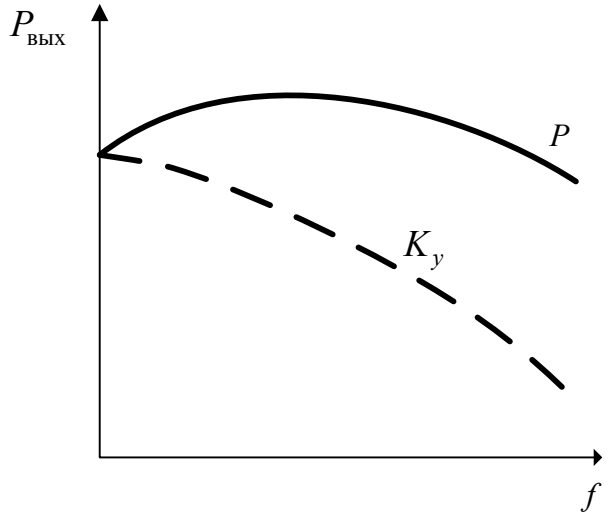


Рисунок 3.4 — Частотная характеристика ЛБВ

По характеристике можно определить ширину рабочей полосы частот ЛБВ, которая составляет от нескольких десятков до сотни процентов средней частоты диапазона. Широкополосность — особенно ценное свойство ЛБВ.

В реальных ЛБВ полоса усиления определяется полосой согласования внешних трактов с ЗС, полосой пропускания ЗС и наличием в ней дисперсии. Последний фактор в большинстве случаев является определяющим.

Минимальной дисперсией обладает спиральная ЗС, поэтому именно она применяется в широкополосных ЛБВ. В лампах со средней мощностью (1 кВт и более) применяются цельнометаллические ЗС, обладающие высокой теплорассеивающей способностью. Недостатки этих ЗС — относительно узкая полоса пропускания и сильная дисперсия. Поэтому полоса усиления мощных ЛБВ редко превышает 10%.

3.1.7. Фазовые характеристики ЛБВ определяют зависимость разности фаз колебаний на входе и выходе от различных причин: частоты усиливаемых колебаний, изменения ускоряющего напряжения, тока пучка и т.д. Фазовые характеристики необходимы для оценки искажений широкополосных сигналов, усиливаемых ЛБВ.

3.1.8. Шумовые характеристики.

Одной из важных характеристик маломощных ЛБВ является уровень собственных шумов, который определяет минимальный сигнал, подлежащий усилению.

Источники шума: дробовой эффект (случайные изменения плотности конвекционного тока и скоростей электронов); оседание части электронов пучка на электродах пушки и ЗС, тепловые шумы ЗС. Для снижения уровня шума наряду с улучшением шумовых свойств электронной пушки необходимо охлаждать ЛБВ, например, до температуры жидкого азота. Коэффициент шума современных промышленных ЛБВ 6-8 дБ на частоте 3 ГГц. Минимальный коэффициент шума, достижимый в настоящее время для ЛБВ, выше, чем у лазеров или полупроводниковых усилителей. В этих условиях конкуренции идет совершенствование малошумящих ЛБВ с частотой до 40-60 ГГц, коэффициентом шума менее 18 дБ, усилением 35 дБ и выходной мощностью 20 мВт.

3.1.9. Особенности конструкции и области применения.

ЛБВ подразделяются на маломощные (доли милливатт — 1 Вт), средней мощности (1-100 Вт), большой мощности (более 100 Вт) и сверхмощные (более 100 кВт). По режиму работы ЛБВ бывает импульсного и непрерывного действия.

Для фокусировки электронного потока в первых разработанных ЛБВ применялись соленоиды, которые обычно громоздки и имеют большую массу. Меньшие габариты и массу имеют пакетированные ЛБВ. Для периодической магнитной фокусировки применяются магниты из самарий-кобальтового сплава. Маломощные ЛБВ применяются для усиления входных сигналов в различных приемниках СВЧ. Средней мощности ЛБВ используются в качестве промежуточных усилителей мощности в маломощных передатчиках. Мощные и сверхмощные ЛБВ применяются в передатчиках РЛС различного назначения, в наземных системах космической связи и т.д. Существующие ЛБВ перекрывают диапазон частот 0,5…100 ГГц.

Разрабатываются миниатюрные ЛБВ на печатных ЗС, они обладают малыми размерами, низкой стоимостью и хорошей повторяемостью параметров от лампы к лампе. Это делает их перспективными для применения в фазированных антенных решетках.

Разработаны гибридные приборы типа «О», например, твистрон, который удачно объединяет положительные качества многорезонаторного клистрона и ЛБВ. Твистрон является усилителем с высоким уровнем импульсной выходной мощности, превышающей несколько сот киловатт, имеет большой коэффициент усиления в относительно широкой полосе частот и высокий КПД, сравнимый с КПД многорезонаторных клистронов. Ширина полосы пропускания примерно на 50% выше, чем у клистрона и составляет 10…14%. В твистроне на входе прибора

Для модуляции электронного потока используется обычный группирователь многорезонаторного широкополосного клистрона, а выходной каскад представляет собой отрезок согласованный на концах замедляющей систе-

мы. Твистроны применяются в наземных и корабельных радио-навигационных станциях.

Z Справочные данные некоторых типов ЛБВ приведены в таблице 3.1.

Таблица 3.1. Лампы бегущей волны (ЛБВ)

Тип прибора	Частота МГц	Напряжение накала, В	Ток накала, А	Напряжение управляющего электрода, В	Напряжение 1-го анода, В	Напряжение 2-го анода, В	Напряжение коллектора, В	Коэффициент луча	Коэффициент усиления, Дб
УВ-5	4400–3400	2 – 3	0,5 – 0,9	12	5 – 180	350 – 480	600	8	20
УВ-204	3900–3400	12 – 13,2	0,35 – 1,1	10 – 55	2200 – 2400	2600 – 2800	2600 – 2800	--	20
УВ-229	4200–3400	6,3	2,1 – 2,5	--	650 – 690	1500 – 1750	1500 – 2000	30	24,8

Z ЛБВ можно превратить в автогенератор, если подать часть напряжения с выхода на вход по цепи обратной связи. Недостаток такого генератора – практически невозможная электронная перестройка. Этот недостаток устраняется в лампах обратной волны (ЛОВ).

3.2 Генератор на лампе обратной волны (ЛОВО)

Лампа обратной волны также является СВЧ прибором с длительным взаимо-действием ЛОВ обычно используются в качестве генераторов сантиметрового и миллиметрового диапазона.

3.2.1 Устройство и принцип действия.

Устройство лампы обратной волны показано схематично на рис 3.5.

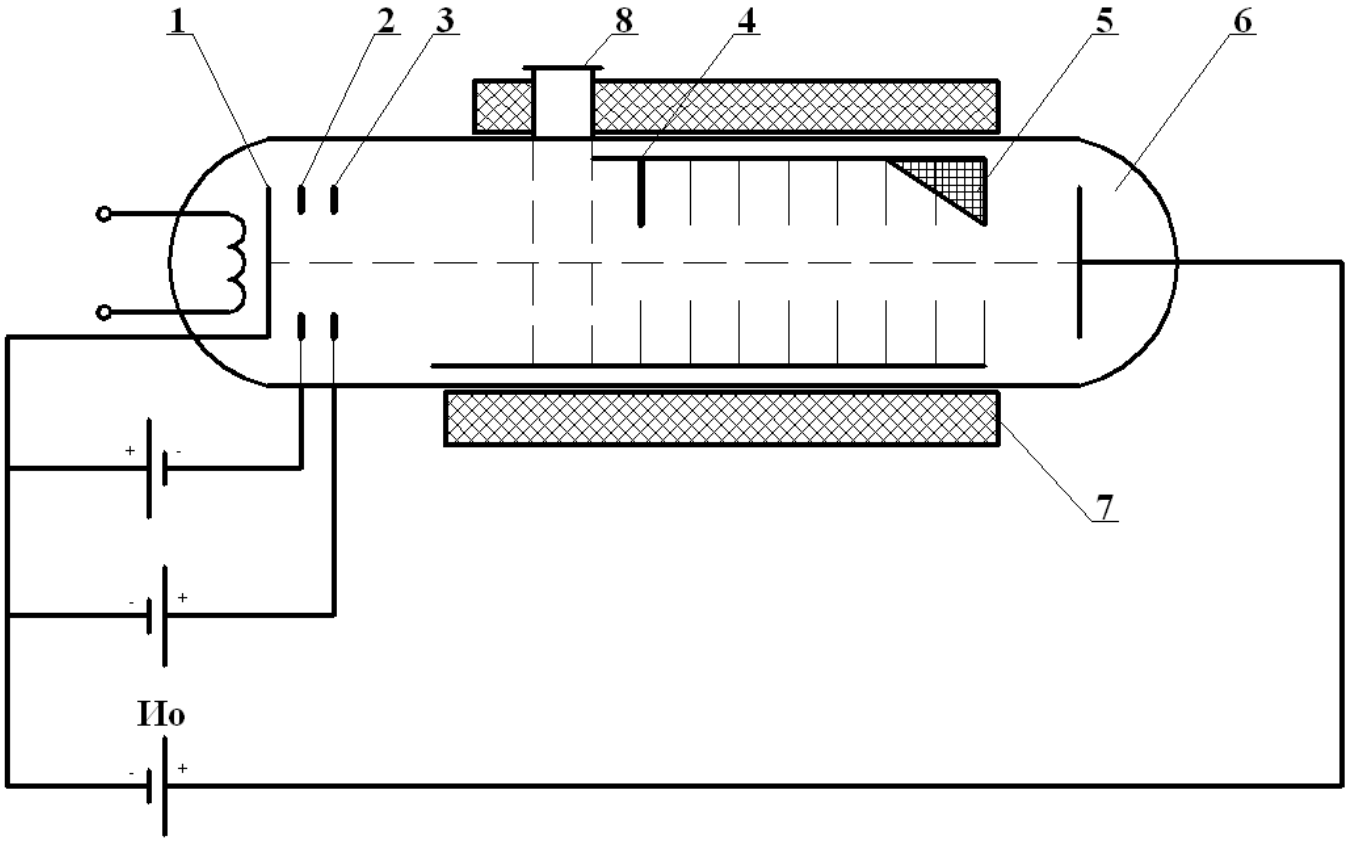


Рисунок 3.5. Лампа обратной волны (ЛОВО):

1 – катод; 2 – фокусирующий электрод; 3 – 1й анод; 4 – замедляющая система;

5 – поглощающая нагрузка; 6 – коллектор; 7 – фокусирующая система; 8 – вывод энергии.

В ЛОВ используется магнитная фокусировка электронного потока. В отличие от ЛБВ электронный поток взаимодействует с одной из обратных пространст-венных гармоник бегущей волны (обычно первой), которая характеризуется тем, что ее фазовая и групповая окружности имеют противоположные направления.

Так как, сопротивление связи пространственных гармоник резко уменьшается с увеличением потерь гармоники, что в ЛОВ используется обычно также замедляющие системы, в которых обратная пространственная гармоника является основной гармоникой либо минус первой. К таким ЗС относятся 2х-заходная спираль (биспираль) и встречные штыри.

Фазовая скорость, гармоники совпадает с направлением движения электронов и равна

$$U_{\Phi(-1)} = \frac{\omega}{\beta(-1)} = \frac{\varpi}{\beta_0 - \frac{2\pi}{L}}, \qquad (3.2)$$

Для эффективного взаимодействия, так же как и в ЛБВ, скорость электронного потока U_e должна немного превышать скорость волны $U_{\Phi(-1)}$ (см. рис.

3.1). Электроны группируются в сгустки, которые расположены в области тормозящего нуля, и отдают при торможении часть кинетической энергии электромагнитной волне. При этом энергия в замедляющей системе в соответствии с направлением групповой скорости распространяется навстречу электронному потоку, т.е. от коллектора к пушке. Поэтому в ЛОВ вывод энергии необходимо располагать возле электронной пушки. Поглотитель в ЛОВ необходим для представления возбуждения на прямой гармонике, а также для устранения влияния отражения от нагрузки. Если ЛОВ на выходе плохо согласована с нагрузкой, то отраженная волна возвращается в пространство взаимодействия и движется к коллектору без взаимодействия с электронным потоком, так как не выполняется условие синхронизации. Затем она отражается от конца замедляющей системы у коллектора (если там не поглотиться) и двигается к выходу ЛОВ и взаимодействует с электронным потоком. На выходе суммируется мощность основной волны и отраженной. Если фазы этих волн совпадают, то выходная мощность возрастает, если противоположны то уменьшается. Поэтому при отсутствии поглотителя наблюдаются колебания выходной мощности в рабочем диапазоне частот.

Распространение энергии в направлении, обратном направлению движения электронного потока, создают внутреннюю положительную обратную связь между полем волны и потоком электронов. Эта связь распределена во всем пространстве взаимодействия. Часть энергии волны возвращается электронному потоку, , что способствует дальнейшему группированию потока и возникновению автоколебательного режима.

Фазовое условие самовозбуждения колебаний связано с условием наилучшей передачи энергии от электронного потока СВЧ поля. Это условие состоит в том , что образовавшийся сгусток электронов не должен выходить из тормозящего поля электромагнитной волны. Другими словами, необходимо, чтобы относительный сдвиг фаз $\Delta\varphi$ волны и сгустка не превышал π т.е.:

$$\Delta\varphi = \frac{\omega l}{U_{\Phi(-1)}} - \frac{\omega l}{U_e} \le \pi, \qquad (3.3)$$

где $\omega l / U_{\Phi(-1)} -$ определяет сдвиг фаз, создаваемый волной обратной пространст-венной гармоники, а $\omega l / U_e$ — электронным потоком.

3.2.2 Электронная перестройка частоты.

Если путем изменения ускоряющего напряжения $И_o$ изменить скорость движения электронов U_e, то (3.3) будет выполнятся уже для другого значения фазовой скорости $U_{\Phi(-1)}$ обратной пространственной гармоники. Например, с увеличением U_0 скорость электронов U_e возрастает и для выполнения (3.3) необходимо увеличение $U_{\Phi(-1)}$. Так как, дисперсия фазовой скорости обратных пространственных гармоник аномальная, то фазовая скорость $U_{\Phi(-1)}$ возрастает при увеличении частоты. Таким образом, увеличение U_0 приводит к увеличе-

нию частоты генерирующих колебаний. Этим и объясняется электронная перестройка частоты генерирующих колебаний. Генерация колебаний в ЛОВ начинается при определенном минимальном значении анодного тока I_n, который называется пусковым. При этом мощность возбужденных колебаний в ЛОВ превышает потери мощности в замедляющей системе (условия баланса амплитуд).

3.2.3 Параметры и характеристики.

Важными характеристиками ЛОВ является зависимость выходной мощности и частоты генерирующих колебаний от ускоряющего напряжения (рис 3.6). С увеличением ускоряющего напряжения частота генерируемых колебаний увеличивается, т.е. имеет место электронная перестройка частоты генерируемых колебаний. Частотная характеристика является нелинейной. Закон изменения частоты обусловлен дисперсией замедляющей системы. Ширина рабочего диапазона электронной перестройки частоты генератора на ЛОВ определяется характеристиками замедляющей системы и допустимыми пределами изменения выходной мощности.

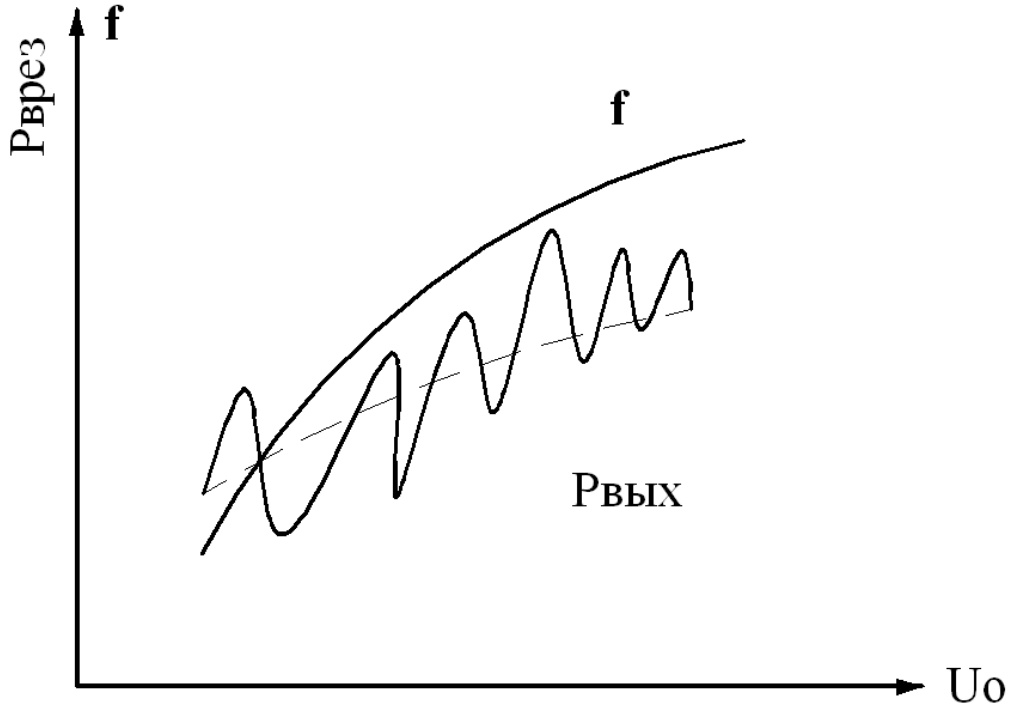


Рисунок 3.6 — Амплитудная характеристика ЛОВО

При коаксиальном выводе энергии ЛОВ имеет коэффициент перекрытия диапазона $\delta_n = f_{\text{МАКС}} / f_{\text{МИН}} \approx 2$, а с волноводным выводом — $\delta_n \approx 1{,}5...1{,}6$.

Для характеристики зависимости частоты от напряжения удобно пользоваться понятием крутизны электронной перестройки частоты $S = \mathrm{d}f / \mathrm{d}U_0$.

Для ЛОВ сантиметрового диапазона крутизны не более нескольких мегагерц на вольт, а для миллиметрового – десятки МГц на вольт.

Рассмотрим зависимость выходной мощности от ускоряющего напряжения. Сначала $P_{\text{ВЫХ}}$ растет, так как увеличивается подводимая в ЛОВ мощность постоянного тока $P_0 = I_0 U_0$, но с дальнейшим ростом U_0 выходная мощность стабилизируется и начинает падать вследствие того, что электромагнитное поле волны все сильнее прижимается к ЗС и эффективность взаимодействия волны и пучка постепенно падает. Кривая выходной мощности весьма изрезана вследствие отражений от поглотителя и недостаточного согласования замедляющей системы с выходным волноводом.

Электронный КПД ЛОВ составляет несколько процентов. Из нелинейной теории ЛОВ следует, что при увеличении рабочего тока увеличивается выходная мощность и соответственно КПД. Максимальное значение КПД получается при отношении $I_0 / I_n = 3...5$. Затем при увеличении рабочего тока I_0 КПД и выходная мощность уменьшаются.

3.2.4 Усилитель на ЛОВ.

ЛОВ может быть использована также как усилитель. В этом случае рабочий ток лампы должен быть меньше пускового. Процесс усиления в ЛОВ аналогичен процессу усиления в ЛБВ, только сигнал усиливается в направлении, противоположном направлению движения электронов. Поэтому вход лампы расположен возле коллектора, а выход как и в генераторе, – около электронной пушки. Такой усилитель является регенеративным. Кривая усиления имеет вид узкой резонансной кривой, центр которой определяется условием синхронизма. При изменении ускоряющего напряжения условие синхронизма будет выполнятся для другой частоты, и кривая усиления смещается на оси частот. Такие свойства усилительной ЛОВ позволяет использовать ее в семействе селективного усилителя с высокой избирательностью по частоте и электронной перестройкой резонансной частоты в широких пределах. Однако усилительные ЛОВ применяются мало .

3.2.5 Области применения, и особенности конструкции.

Z Лампы обратной волны применяются в качестве гетеродинов радиолокационных и связных приемников в задающих генераторах передатчиков РЛС с быстрой перестройкой частоты и широкополосных 4м системах передачи данных, в свин - генераторах измерительной аппаратуры. Разработаны ЛОВ для диапазона частот от 0,5 до 870 ГГц. Основное достоинство ЛОВ, как уже было сказано, заключается в возможности электронной перестройки частоты в широкой полосе. Однако в последнее время в связи с крупными достижениями в области полупроводниковых приборов СВЧ начался процесс замены ЛОВ во вновь разрабатываемой аппаратуре на частотах до 10…12 ГГц на полупроводниковые генераторы СВЧ. На более высоких частотах вместо ЛОВ все чаще используются генераторы на диодах Ганна. Полупроводниковые генераторы на

диодах Ганна уже имеют предельную частоту 94 ГГц, а на ЛПД – 110 ГГц. Проводятся также разработки этих приборов для более высоких частот.

В настоящее время выпускаются ЛОВ в основном для замены вышедших из строя в уже существующей аппаратуре.

Максимальная выходная мощность ЛОВ составляет 100 Вт на частоте 30 ГГц, 1 Вт на частоте 70 ГГц, 10 мВт, на частоте 400 ГГц. Новые типы ЛОВ разрабатываются только в субмиллиметровом диапазоне. Так недавно закончилась разработка ЛОВ в полосе частот 340…400 ГГц с выходной мощностью, превышающей 10 мВт, рабочее напряжение изменяется от 4 до 8 кВ. Эта ЛОВ предназначена для применения а космической аппаратуре. В приборе использован магнит из сплава самарий-кобальт, масса прибора 10 кг.

При использовании ЛОВ в панорамных измерителях КСВН, ослабление требуется практически идеальное постоянство выходной мощности лампы в пределах рабочего диапазона частот. Достигается это введением специальной обратной связи.

Справочные данные некоторых типов ЛОВ приведены в таблице 3.2.

Таблица 3.2 — Лампы обратной волны ЛОВ

Тип приборов	Рабочий диапазон		Напряжение накала, В	Ток накала, А	Напряжение замедляющей системы, В	Ток замедляющей системы, мА	Выходная мощность, мВт
	Длина волны, Ом	Частота, МГц					
ОВ–1	2,55–4,60	--	6,3	0,4 – 0,8	160 – 300	10 – 22	15
ОВ–12	0,56–0,8	--	5	2	500 – 1450	50	8
ОВ–13	0,37–0,07	--	5	2	450 – 1600	50	5
ОВ–21	0,15–0,166	--	6,3	2	1500 – 3000	60	0,5
ОВ–603	--	4835 – 2500	6,3	1,3 – 1,8	170 – 1500	15 – 50	30
ОВ–604	--	2725 – 1540	6,3	1,3 – 1,8	170 – 1300	15 – 50	40
ОВ–605	--	1660 – 830	12,6	0,6 – 1,0	120 – 700	25 – 50	30
ОВ–611	--	1000 – 488	12,6	1,5	100 – 500	20 – 80	200
ОВ–619	--	9333 – 6860	6,3	4	220 – 900	35	20
ОВ–620	--	7059 – 4477	6,3	4	220 – 300	35	25

3.3 Вопросы, для самопроверки.

3.3.1. Чем обеспечивается широкополосность ЛБВО и ЛОВ;

3.3.2. Запишите условия фазового синхронизма в ЛБВ и ЛОВ;

3.3.3. Изобразите схему устройства ЛБВО;

3.3.4. Объясните принцип работы усилителя на ЛБВО;

3.3.5. Изобразите пространственно-временные диаграммы для трех случаев $U_e = U_Ф$, $U_e \le U_Ф$, $U_e \ge U_Ф$;

3.3.6. Какими параметрами характеризуется усилитель на ЛБВ;

3.3.7. Объясните вид характеристик ЛБВ;

3.3.8. Где применяются ЛБВ;

3.3.9. Как устроен и каким достоинством обладает твистрон;

3.3.10. Расскажите об устройстве ЛОВО;

3.3.11. Изложите принцип работы ЛОВО;

3.3.12. Каким образом осуществляется электронная настройка генератора на ЛОВ;

3.3.13. Какими параметрами обладают ЛОВ;

3.3.14. Запишите выражение для разового условия самовозбуждения колебаний;

3.3.15. Изобразите и объясните характеристики ЛОВ;

3.3.16. Где применяется ЛОВО.

3.4. Задачи

3.4.1. Определить фазовую скорость, коэффициент замедления замедляющей системы типа спираль. Диаметр спирали $Д = 15мм$, шаг спирали 2 мм.

3.4.2. Определить фазовую скорость «плюс первой» гармоники, если длина замедленной волны $Л_З = 20мм$, частота $f = 1{,}5ГГц$, период замедляющей системы $L = 2{,}5мм$.

3.4.3. Определить скорость электронов в ЛОВО, если $U_{Ф(-1)} = 20000км/с$, $f = 3ГГц$, длина замедляющей системы $l = 150мм$.

3.4.4. Определить фазовую скорость «минус первой» гармоники, если частота $f = 2ГГц$, период замедляющей системы $L = 1{,}5мм$, коэффициент замедления $K_З = 20$.

3.4.5. Рассчитать относительный сдвиг фаз электромагнитной волны и сгустка электронов в ЛОВО для следующих данных: $f = 3000МГц$, $l = 200мм$, скорость электронов $U_\ell = 15 \cdot 10^3 км/с$, фазовая скорость электромагнитной волны в замедляющей системе $U_Ф = 0{,}97\upsilon_\ell$.

3.4.6. Вычислить длину замедляющей системы ℓ ЛОВ для следующих данных: частота $f = 5000МГц$, относительный фазовый сдвиг волны и сгустка электронов $\Delta\varphi = \pi$, скорость электронов $U_\ell = 1{,}03U_Ф = 14 \cdot 10^3 км/с$.

4. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ

Наиболее распространенным источником мощных СВЧ колебаний является магнетрон. Этот прибор был изобретен советскими инженерами Н.Ф. Алексеевым и Д.Е. Маляровым в 1939г. Появление магнетрона позволило сделать большой шаг в развитии радиолокации. Имея относительно простую конструкцию, малую массу и габариты, магнетрон позволил существенно увеличить частоту и мощность СВЧ колебаний радиопередающих устройств при весьма высо-ком КПД. Магнетрон был первым в серии так называемых приборов типа М, в которых исполь-зуется движение электронов в скрещенных электрическим и магнитным полях. В последующие годы появились другие приборы типа М: ЛБВМ, ЛОВМ, платинотрон и т.д.

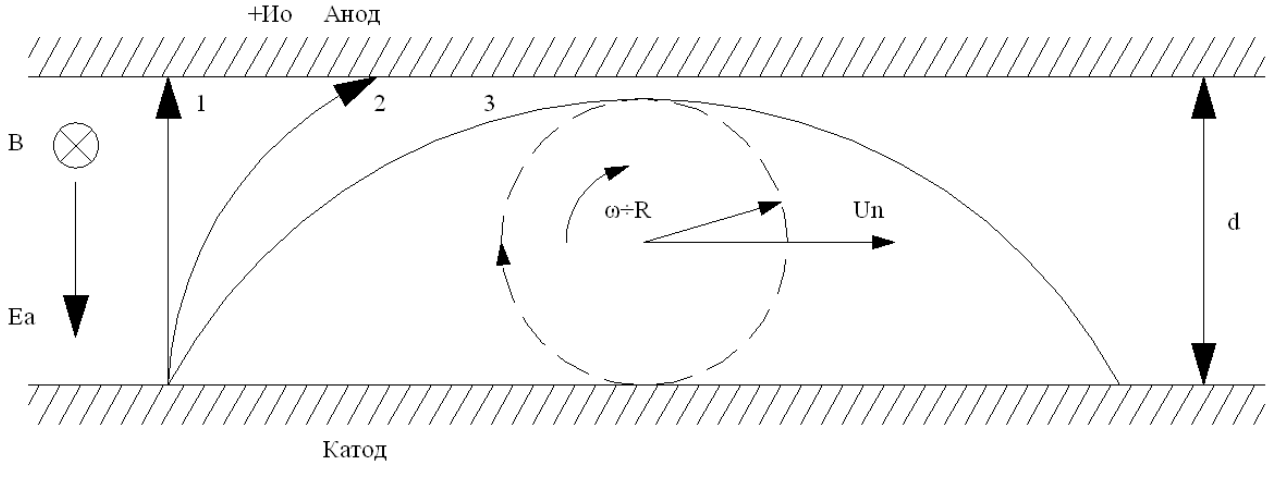
4.1. Физические основы приборов типа М.

Приборы 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 обеспечивается при использовании взаимно перпендикулярных (скрещенных) электрического и магнитного полей.

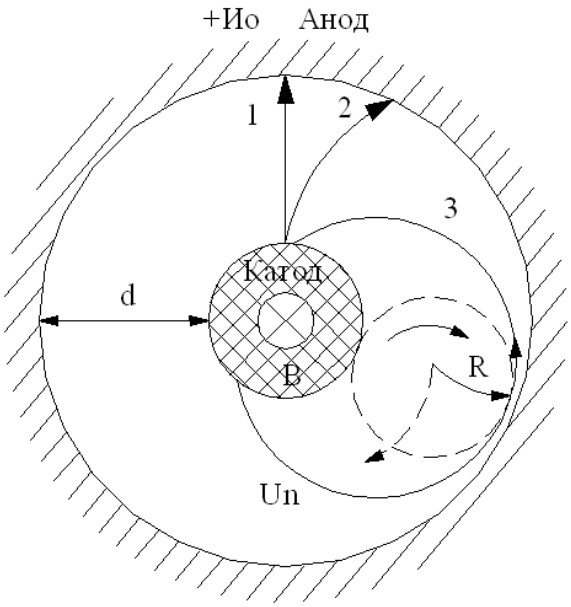
4.1.1. Движение электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях в статическом режиме.

Приборы типа М отличаются простой конструкцией. Основными элементами являются катод, анод и магнит. Электроды выполняются как плоскими (рис 4.1,а), так и цилиндрическими (рис 4.1,б).

Рассмотрим движение электронов в пространстве между двумя электродами, где имеется постоянное электрическое поле с напряженностью $E_a = \frac{U_a}{d}$ и статическое магнитное поле с индукцией В, направленной перпендикулярно плоскости чертежа.



а



б

Предложим, что постоянное магнитное поле отсутствует $(B = 0)$, а к аноду приложено постоянное напряжение U_a. На электроны, вылетевшие из катода, действует электрическая сила $\overline{Fe}$,

$$\overline{Fe} = -e\overline{E}_a \qquad (4.1)$$

Под действием этой силы электроны движутся от катода к аноду (прямая 1 на рис 4.1.,а,б). Вся кинетическая энергия электронов выделяется на аноде в виде тепла; в аноде цепи протекает постоянный ток I_{a1} и магнетрон работает в режиме диода.

Установим теперь постоянное магнитное поле с величиной магнитной индукции, меньшей некоторого критического значения $(B\langle B\text{кр})$. На электроны будет действовать не только электрическая, но и магнитная сила (сила Лоренца)

$$\overline{F}_M = -e\left[\overline{v} \cdot \overline{B}\right], \qquad (4.2)$$

направленная перпендикулярно вектору скорости электронов $\overline{v}$. Магнитная сила (не изменяя величины скорости электронов искривляет траекторию их движения (кривая 2 на рис 4.1, а, б). В результате этого путь движения электронов удлиняется, но анодный ток не уменьшается (рис 4.2). При увеличении индукции

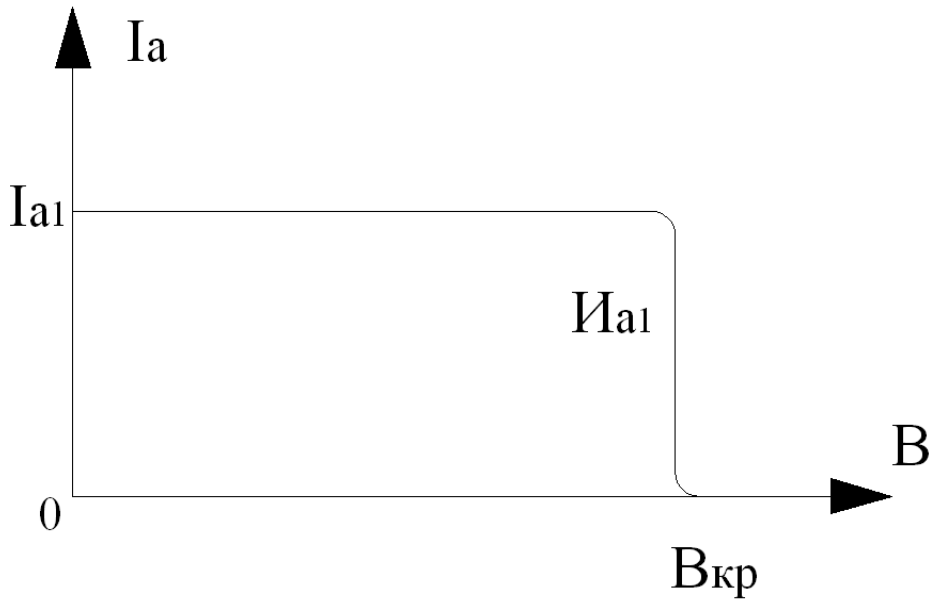


Рисунок 4.2.

В траектории электронов все более искривляются и при некотором ее значении называемым критическим $(B = Bкр)$ электроны проходят вблизи анода и возвраща-ются на катод (кривая 3, на рис 4.1, а, б). Анодный ток при этом резко падает до величины близкой к нулю (рис 4.2). Только некоторые электроны, вылетающие из катода с большой начальной скоростью, долетают до анода, создавая небольшой анодный ток.

Анализ показывает, что при $B \geq Bкр$ траектория электронов представляет собой кривую линию, описываемую точкой, лежащей на круге радиусом R (рис 4.1) равномерно катящимся на поверхность катода. Эта кривая называется эпициклоидой. Движение электродов в скрещенных полях можно представить как сложение движений поступательного со скоростью $v_{\text{п}}$ и вращательного по окружности с радиусом R с постоянной угловой скоростью, равной циклотронной частоте $\omega_{\text{ц}}$ (см. формулу 1.13). $v_{\text{п}}$ – скорость центра воображаемого круга, равномерно катящегося по катоду, назовем ее переносной скоростью.

По аналогии с (1.12) радиус круга R равен:

$$R = \frac{mv_{\text{п}}}{eB} = \frac{v_{\text{п}}}{\omega_{\text{ц}}}, \text{ т.к.,} \qquad (4.3)$$

$\omega_{\text{ц}} = \dfrac{eB}{m}$.

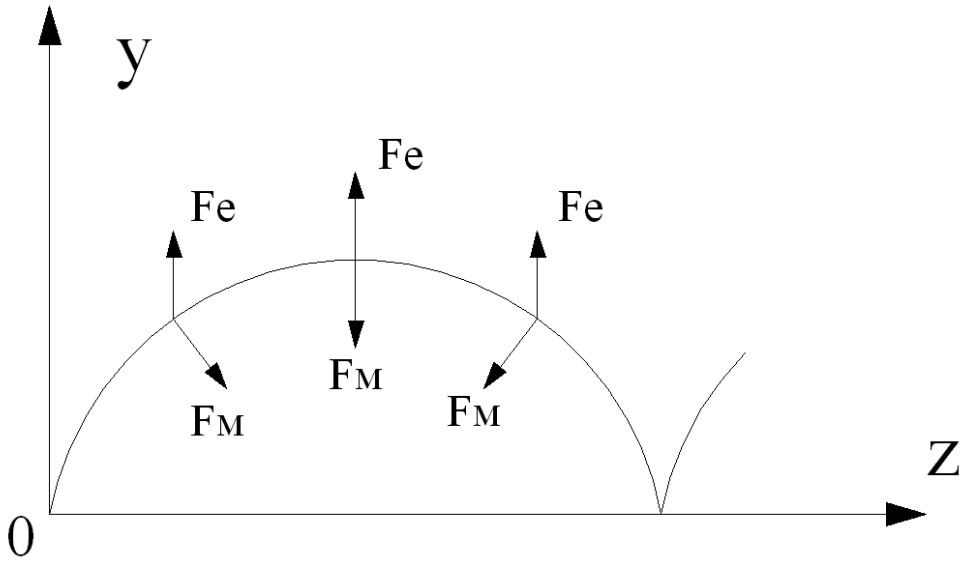
Скорость $v_{\text{п}}$ направлена параллельно электродам. Поступательное движение электронов с постоянной скоростью $v_{\text{п}}$ возможно при равенстве электрической и магнитной сил и противоположности их направлений. Сила электрическая $\overline{Fe}$ направлена в сторону анода, а магнитная сила $\overline{F_m}$ в этом случае направлена к катоду. Из равенства этих сил можно определить скорость $v_{\text{п}}$

$$F_e = F_м,\ eE_a = ev_п B,\ v_п = \frac{E_a}{B} \qquad (4.4)$$

Подставляя (4.4) в (4.3), получим:

$$R = \frac{v_п}{\omega_ц} = \frac{mv_п}{eB} = \frac{mE_a}{eB^2}, \qquad (4.5)$$

Верхняя точка циклоиды удалена от катода на расстояние, равное $2R$, которое зависит от соотношения E_a и B. Электроны двигаются ускоренно от катода к аноду, поэтому магнитная сила F_M (4.2) при движении электрона по эпициклоиде (рис 4.3) меняет свою величину и направление, электрическая сила F_e остается постоянной на этом пути.



В начале координат, где скорость электрона равна нулю, на электрон действует лишь электрическая сила Fe. Эта сила увеличивает скорость электрона, а следовательно, и магнитную силу F_M, стремящуюся отклонить электрон от вертикального направления движения в право. В процессе движения скорость и ее направление непрерывно изменяются, в соответствии с ней изменяется по величине и направлению магнитная сила. В любой точке траектории направления скорости и магнитной силы взаимно перпендикулярны. В верхней точке циклоиды $(y_{\max} = 2R)$ отсутствует вертикальная составляющая скорости, т.е. скорость направлена на горизонтали и будет максимальной

$$v_{\max} = 2v_п, \qquad (4.6)$$

В этой точке магнитная сила в два раза больше электрической и противоположна ей по направлению. Далее траектория электрона продолжает искривляться, электрон начинает движение вниз и электрическое поле теперь для него оказывается тормозящим. Это приведет к уменьшению скорости, а соответственно и магнитной силы. Скорость и магнитная сила вернутся к нулевому значению, когда электрон достигнет катода. После этого цикл движения повторится.

При магнитной индукции В большей критической B_{KP} электроны пролетают по эпицикло-идам близко к поверхности анода. По сколько движется

очень большое число электронов, то в пространстве взаимодействия (между цилиндрическими катодом и анодом) вращается электронное облако, то есть образуется пространственный вращающийся заряд в виде кольца (4.4).

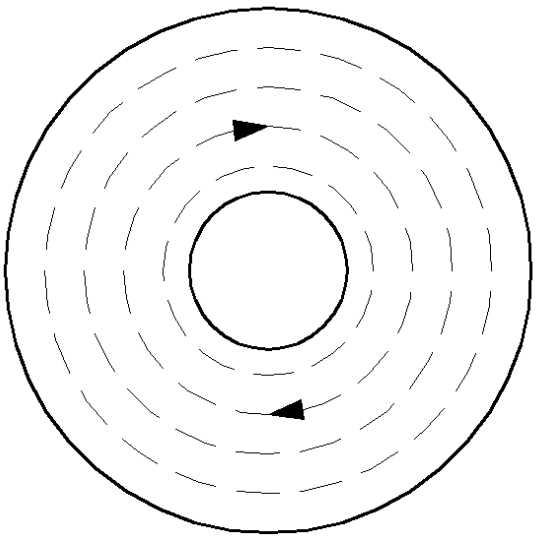


Рисунок 4.4 — Пространственный вращающийся анод.

Наличие вращающегося заряда является необходимым условием работы магнетрона. Следовательно магнетрон должен работать только при $B \rangle B_{\text{КР}}$. Электроны вращающиеся в пространстве взаимодействия не находятся в нем постоянно. Ранее вылетевшие электроны возвращаются на катод, а на их место из катода вылетают новые электроны. Скорость вращения электронного облака зависит от анодного напряжения U_a, с увеличением которого электроны пролетают около анода с большой скоростью. Чтобы электроны не попадали на анод, при этом необходимо увеличивать и магнитную индукцию B, чтобы она оставалась больше критической $B_{\text{КР}}$.

Определим зависимость $U_a = U_{a\text{кр}}$, от $B_{\text{КР}}$. Для этого случая $R = \frac{d}{2}$, где расстояние между катодом и анодом и соотношение (4.5) переместятся следующим образом

$$R = \frac{d}{2} = \frac{mE_a}{eB_{\text{кр}}^2} = \frac{mU_{a\text{кр}}}{eB_{\text{кр}}^2 \cdot d},$$

отсюда

$$U_{a\text{кр}} = \frac{ed^2 B_{\text{кр}}^2}{2m}. \qquad (4.7)$$

Зависимость $U_{a\text{кр}} = f\left(B_{\text{КР}}\right)$ называется параболой критического режима (рис 4.5).

При $U_a \rangle U_{a\text{кр}}$ электроны достигают анода. Такой режим называется до критическим.

При $U_a \langle U_{a\text{кр}}$ — режим за критический.

Приборы работают в за критическом режиме.

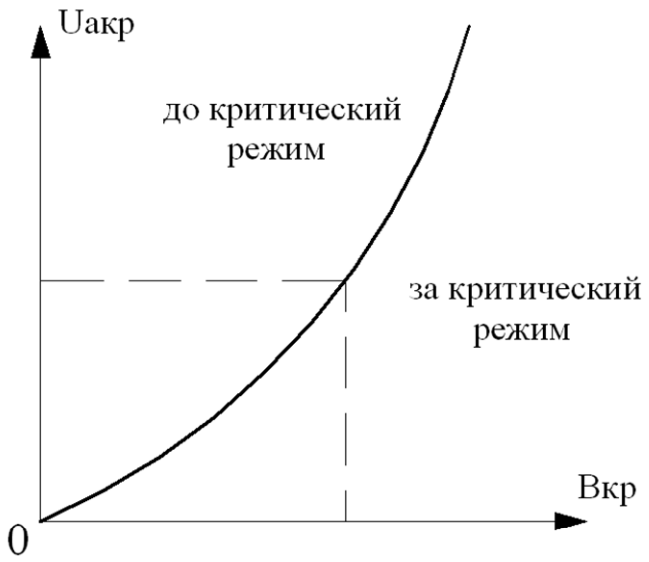


Рисунок 4.5 — Парабола критического режима

4.1.2. Взаимодействия, электронов с неоднородным электрическим полем.

Предположим, что система плоских электродов, рассмотренных ранее, представляют собой некоторую замедляющую систему, в которой существует бегущая электромагнитная волна. Для этого в материале анода выполнен ряд связанных между собой объемных резонаторов, обра-зующих колебательную систему (или замедляющую систему) (рис 4.6).

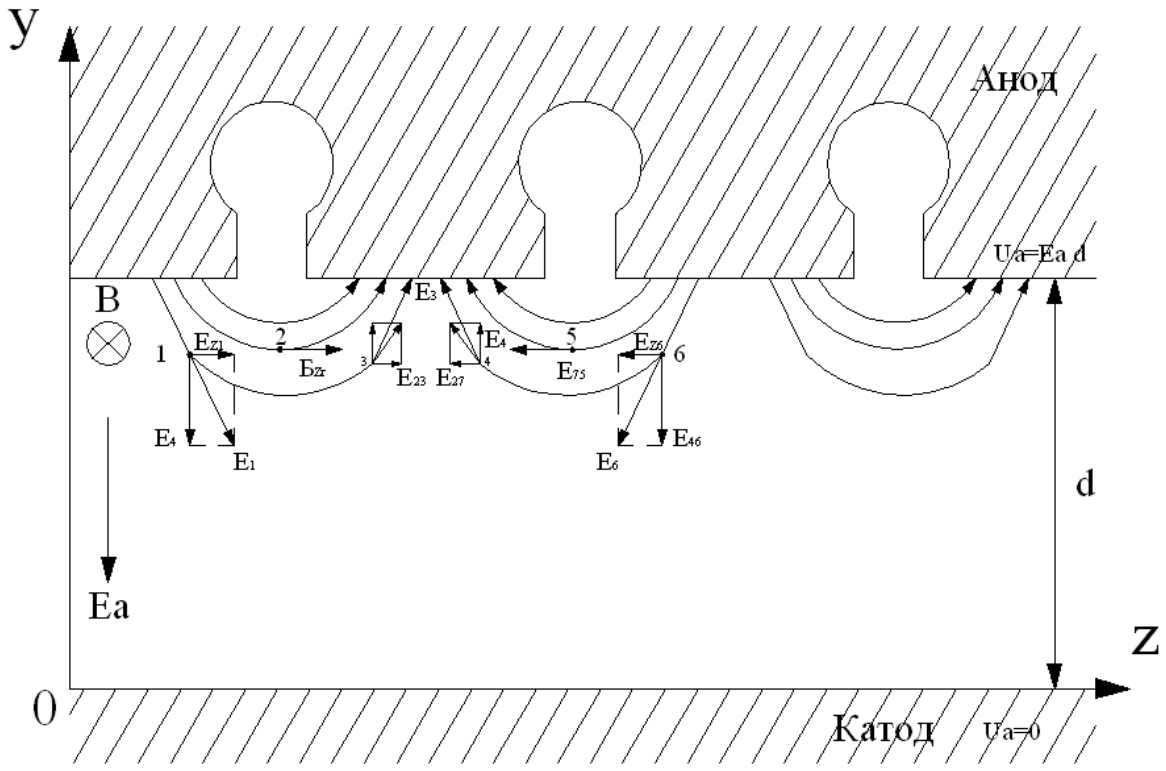


Рисунок 4.6 — Пример колебательной системы

Постоянное электрическое поле создается за счет разности потенциалов $U_a - U_к$. Вектор магнитной индукции $\overline{B}$ перпендикулярен плоскости чертежа. Картину переменного электрического поля в такой системе можно представить с помощью силовых линий (рис 4.6).

Допустим, что между электронами системы в направлении оси движется поток электронов. Рассмотрим взаимодействие электронов с неоднородным электрическим полем, для чего, несомненно, отметим шесть электронов, находящихся в различных точках поля. Разложим векторы напряженности переменного электрического поля в этих точках на составляющие по осям y и z.

4.1.3. Влияние поперечной составляющей поля.

В точке 1 составляющая E_{y1} вектора напряженности переменного электрического поля E_1 совпадает по направлению с вектором E_a постоянного поля. Поступательная (переносная) скорость U_n (4.4) электрона вдоль оси z в этой точке

$$U_{n1} = \frac{E_a + E_{y1}}{B}, \tag{4.8}$$

В точке 2 вектор $E_{y2} = 0$ и, таким образом,

$$U_{n2} = \frac{E_a}{B}. \tag{4.9}$$

В точке 3 векторы E_a и E_{y3} противоположны по направлению. Скорость электронов в этой точке вдоль оси z равна

$$U_{n3} = \frac{E_a + E_{y3}}{B} \tag{4.10}$$

Таким образом, в точке 1 электрон за счет действия поперечной составляющей переменного электрического поля получает дополнительную скорость; в точке 2 скорость электрона не меняется; в точке 3 электрон замедляет свою скорость. За счет изменения скоростей электронов при дальнейшем их движении с волной (при условии $v_ф = v_{п2}$ при вхождении в ЗС) будет происходить группирование электронов в сгустки. Центром сгустка будет служить электрон 2, не изменивший своей скорости – не возмещенный электрон.

Если провести аналогичное рассмотрение для электронов 4,5 и 6, находящихся в части поля с противоположной фазой, то не трудно убедится, что электрон 4 будет отставать от электрона 5, а электрон 6 – постоянно опережать его. Электрон в точке 5 будет служить центром области разряжения электронного потока.

Таким образом, под влиянием поперечной составляющей вектора напряженности электрического поля электроны, движущиеся в скрещенных постоянных электрическом и магнитных полях, группируются в сгустки. Аналогичный процесс происходит и в пространстве взаимодействия электронов и поля между цилиндрическими электродами под действием радиальной составляющей вектора напряженности переменных электрического поля.

4.1.1. Влияние предельной составляющей поля.

Рассмотрим влияние составляющей E_Z на примере двух электронов, служащих центрами сгустков и разряжения и находящихся, следовательно, в точках, соответствующих противоположным фазам поля. Электрон 2, а с ним и формирующийся в дальнейшем сгусток, находятся в тормозящем полупериоде продольной составляющей E_{Z2} вектора напряженности высоко-частотного поля. На электроны в точке 2 действуют силы $E_{Z2} = -eE_{Z2}$, направление противоположно скорости движения электронов $v_{\text{п}}$. Электроны в точке 5, напротив, находятся в ускоряющем полупериоде продольной составляющей E_{Z5} — направление силы $E_{Z5} = -e_{z5}$ совпадает со скоростью $v_{\text{п}}$. Под действием этих сил меняются скорости электронов в точках 2 и 5, уменьшается в точке 2 и увеличивается в точке 5. В последствие этого нарушается баланс электрической и магнитной сил $F_e = F_m$ или $eE_a = ev_{\text{п}}B$. В точке 2 электрическая сила F_{e} преобладает над магнитной и сгусток электронов будет перемещаться к аноду. В точке 5, где магнитная сила больше электрической, электроны под действием этой разности сил будут уходить на катод, куда направлена магнитная сила.

Таким образом, сгусток электронов, находящийся в тормозящей полуволне поля, перемещаясь к аноду, уменьшает свою потенциальную энергию. Происходящее при таком взаимодействии уменьшения потенциальной энергии электронов как раз и равно энергии, получаемой тормозящей полуволной СВЧ поля. Назовем электроны. передающие потенциальную энергию СВЧ поля, электронами в благоприятной фазе (полезными). Электроны, взаимодействующие с ускоряющей полуволной СВЧ поля, смещаясь к катоду, увеличивают свою потенциальную энергию. Рост энергии электронов происходит за счет отбора ее от СВЧ поля. Электроны, отбирающие энергию СВЧ поля, можно назвать электронами в неблагоприятной фазе (вредными). Электроны в неблагоприятной фазе, если они начали взаимодействие с полем недалеко от поверхности катода, быстро уйдут на него и не смогут существенно увеличить свою потенциальную энергию. Энергия, отдаваемая полю электронами сгруппированными в благоприятной фазе, будет значительно превышать энергию, отбираемую от поля вредными электронами. Чем сильнее тормозящее поле E_Z, тем дальше электроны смещаются к аноду и большую потенциальную энергию передают СВЧ полю. Необходимо только, чтобы в течении всего времени взаимодействия сгруппированные электроны находились в близи максимума тормозящего полупериода поля. А это требует равенства переносной скорости электронов, которая в среднем остается постоянной и фазовой скорости пространственной гармоники $v_{\text{ф}}$ СВЧ поля, взаимодействующей с ними.

Средняя кинетическая энергия электронов остается постоянной и не может быть причиной роста энергии СВЧ поля, как это наблюдается в приборах типа «О».

В приборах типа «М» с цилиндрическими электродами перемещение электродов в радиальном направлении (полезных — к аноду, вредных — к катоду) происходит под действием азимутальной составляющей напряженности элек-

трического поля СВЧ аналогично рассмотренному случаю для плоских электродов, когда такое перемещение обусловлено продольной составляющей напряженности поля E_Z.

4.2. Многорезонаторный магнетрон.

4.2.1. Назначение и устройство.

Многорезонаторный магнетрон — это электронный прибор типа «М», предназначенный для генерирования СВЧ колебаний, которые происходят 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.

Упрощенная схема многорезонаторного магнетрона показана на рис 4.7.

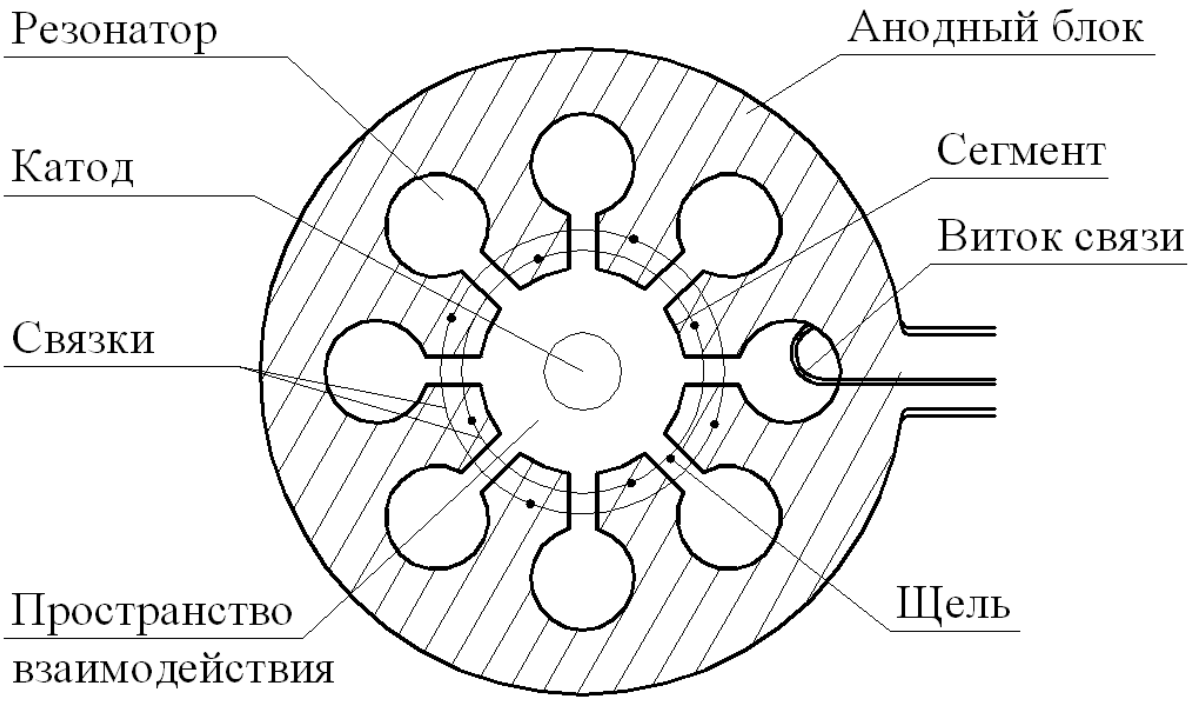


Рисунок 4.7 — Устройство многорезонаторного магнетрона.

Колебательная система магнетрона образована рядом объемных резонаторов (см рис 1.1,в), выполненных в материале анода (анодного блока). Электроны имитируются цилиндрическим катодом. Пространство между катодом и анодом называется пространство 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, СВЧ 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 взаимодействие электрическое и магнитное поля взаимно перпендикулярны («скрещенные поля»).

4.2.2. Свойства колебательной системы магнетрона.

Колебательная система многорезонаторного магнетрона состоит из объемных резонаторов и пространства взаимодействия. Соседние резонаторы связаны пространством взаимодействия, поэтому колебательную систему можно представить замкнутой цепочкой связанных объемных резонаторов.

На рисунке 4.8., показана эквивалентная схема колебательной системы восьми резонаторного магнетрона. Каждый резонатор в отдельности эквивалентен одиночному колебательному контуру с индуктивностью L_0 и емкостью C_0, $C_к$ — емкость между сегментом и катодом, которая определяет емкостную связь между резонаторами.

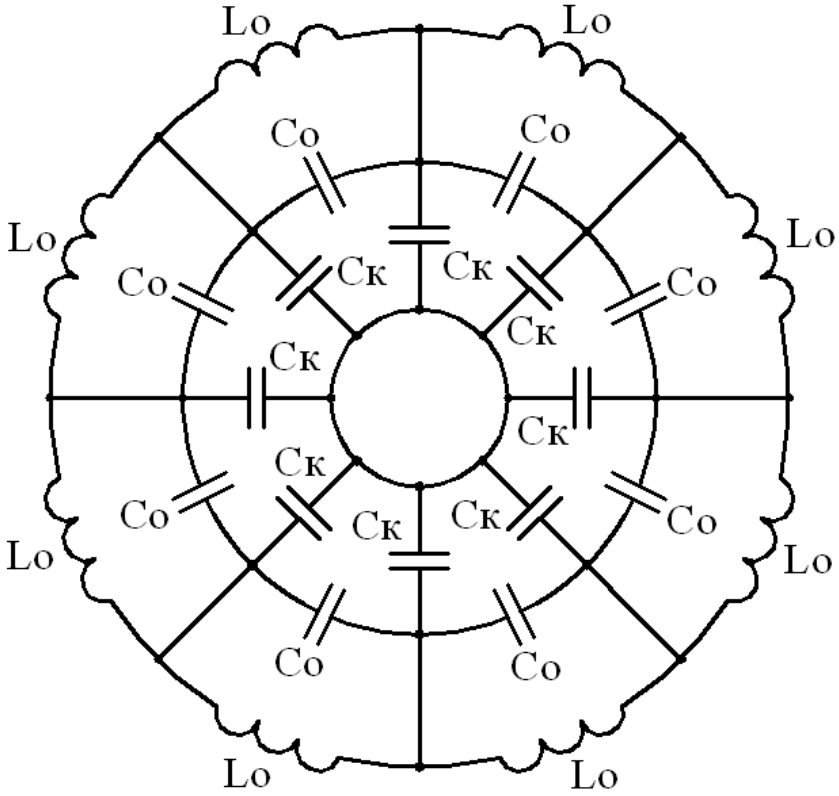


Рисунок 4.8 — Эквивалентная схема колебательной системы 8-ми резонаторного магнетрона.

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 ве-

личине 2π, т.е сдвиг фазы φ_0 на одно звено, или между колебаниями в соседних резонаторах, может принимать лишь следующие дискретные значения:

$$\varphi_0 = \frac{2\pi n}{N} \qquad (4.11)$$

Где N — число резонаторов, а n — целое число, называемое номером вида колебания. В теории фильтров, доказывается, что сдвиг фазы на одно звено φ_0 в полосе прозрачности не может быть более 180˚, поэтому номер вида n в (4.11) принимает лишь следующие значения

$$n = 0,1,2,...(N/2-1), N/2 \qquad (4.12)$$

Вид колебаний n=0 (φ=0) называют синфазный, а $n = \frac{n}{2}$, при котором $\varphi=\pi$ называется противофазным или π видом. Соотношение (4.11) условием цикличности или замкнутости СВЧ поля магнетрона.

Каждому виду колебаний (4.12) соответствует собственная частота колебательной системы. Действительно, переход к другому виду означает изменение сдвига фазы φ_0 на одно звено, а при заданных параметрах L_0, C_0, $C_к$ каждого звена. Новое значение φ_0 можно получить только на другой частоте.

Каждому виду колебания соответствует вполне определенная картина СВЧ поля в пространстве взаимодействия. Силовые линии электрического поля и изменение азимутальной напряженности n=1 вида колебаний в десятирезонаторном магнетроне N=10 будут подобны изображенным на рис. 1.3.

Зависимость поля от азимута несинусоидальная, поэтому, как и в 3с с периодическими неоднородностями, необходимо учитывать пространственные гармоники.

Необходимо отметить, что условие цикличности (4.11) справедливо лишь для нулевой пространственной гармоники (m=0) любого вида колебания. Для гармоники с номером m сдвиг фазы на одно звено в соответствии с (1.3) будет равен.

$$\varphi_{n.m} = \varphi_0 + 2\pi m; m = 0;\pm1;\pm2,... \qquad (4.13)$$

Для всех пространственных гармоник данного вида колебаний n чистота одинакова.

Для любого вида колебаний максимальная угловая скорость у нулевой гармоники наблюдается у π вида. Этот тип колебаний является основным в современных магнетронах, он позволяет получить наибольшую выходную мощность и наиболее высокий КПД.

4.2.3. Стабилизация рабочего вида колебаний.

Зависимость частоты колебаний от номера n для эквивалентной схемы колебательной системы восьмирезонаторного магнетрона (рис. 4.8) определяется формулой:

$$\omega_n = \frac{\omega_{рез}}{\sqrt{1 + C_к / 2C_0(1-\cos\varphi_0)}} \qquad (4.14)$$

Где φ_0 связана с номером вида колебаний условием цикличности (4.11), а $\omega_{рез} = 1/\sqrt{L_0 C_0}$ — собственная частота изолированного резонатора. По формуле (4.14) увеличении *n* приводит к росту частоты. Зависимость *f* от *n* приведена на рис..4.9

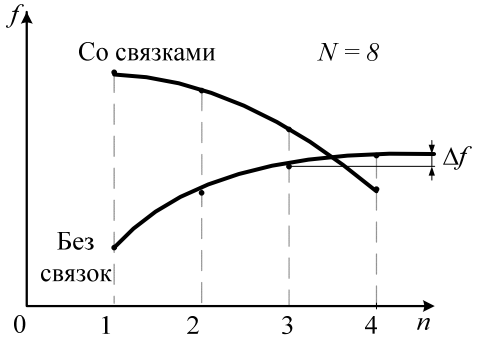


Рисунок 4.9 — Зависимость частоты колебаний магнетрона от вида колебаний со связками и без связок

Наименьшая разница частот Δ*f* получается между рабочим видом *n*=3. При увеличении числа резонаторов *N* разница частот между π видом и ближайшим видом уменьшается. Эту разницу частот называют разделением частот. Относительное разделение частот Δ*f*/*f* небольшое, порядка 1% или меньше.

Для устойчивой работы магнетрона на π виде колебаний желательно иметь разделение частот порядка 10…20%. При одинаковых размерах магнетронов *Δf* увеличивают с помощью связок. Другой способ частотного разделения это выполнение резонаторов разного размера (разнорезонаторные магнетроны); больший и меньший резонаторы чередуются. Связки представляют собой проволочные или ленточные проводники, расположенные над торцами одного блока и присоединенные в определенной последовательности к его сегментам.

На рис.4.7. показан вариант двойных кольцевых связок. Каждая связка присоединена к анодному блоку через один сегмент. Если в магнетроне возбуждены колебания вида, то каждая связка соединяет точки с одинаковым потенциалом, поэтому связки не изменяют распределение поля. Однако между связкой и анодным блоком имеется ёмкость, которая понижает резонансную частоту π вида колебаний по сравнению со случаем отсутствия связок. Для упругих видов колебаний те же точки уже не имеют одинаковый потенциал. По связкам потекут уравнительные токи, влияние которых эквивалентно подключению индуктивности параллельно двум резонаторам. Это повышает частоты не рабочих видов колебаний.

На рис.4.9 показана зависимость частоты видов колебаний от номера *n* для восьмирезонаторного магнетрона со связками и без них. В результате применения связок частота π вида колебаний уменьшалась и повышалась частота других видов, т.е. увеличилось разделение частот. Разделение может достигать 20% и более. Применение связок, правильный выбор рабочего напряжения и его стабилизизация позволяет подавить паразитные виды колебаний в магнетроне с непрерывным режимом работы.

4.2.4 . Динамический режим работы магнетрона.

Динамический режим заключается в самовозбуждении магнетрона, т.е. в возникновении и поддержании в нём СВЧ колебаний за счёт взаимодействия вращающегося электронного объемного заряда, образованного совместным действием постоянных электрического и магнитного поле, с переменными электрическими СВЧ полями резонаторов.

Рассмотрим физические процессы, протекающие в магнетроне при генерировании колебаний π вида. При включении анодного напряжения и установления $B>B_{кр}$ все электроны двигаются по эпициклоидам внутри пространства взаимодействия, образую электронный поток (“электронный ротор”), вращающий энергией, часть которой можно преобразовать в энергию СВЧ колебаний.

Под воздействием вращающихся электронов в резонаторах возбуждаются слабые хаотические колебания, которые вызовут скоростную модуляцию электронного потока и группирование электронов по плотности. В резонаторах начнёт запасаться энергия СВЧ колебаний, будет расти амплитуда переменного напряжения на щелях на резонансной частоте, а это вызовет в свою очередь более глубокую модуляцию электронного потока.

После нескольких десятков циклов вращения потока переходный процесс нарастания СВЧ колебаний за счёт энергии электронов заканчивается. Во всех резонаторах устанавливается одна частота колебаний. Электрический поток в установившемся режиме разбивается на сгустки в виде так называемых спиц, число которых равно половине числа резонаторов, т.е. числу тормозящих полупроводников СВЧ поля. В спицах электроны совершают сложные петлеобразные движения, а сами спицы вращаются с постоянной угловой скоростью вокруг оси анодного блока. С концов спиц “отработавшие” электроны поступают на анод.

Движение отдельных электронов спицы в подвижной системе координат, связаннойбегущей волной пространственной гармоники показаны на рис.4.10.

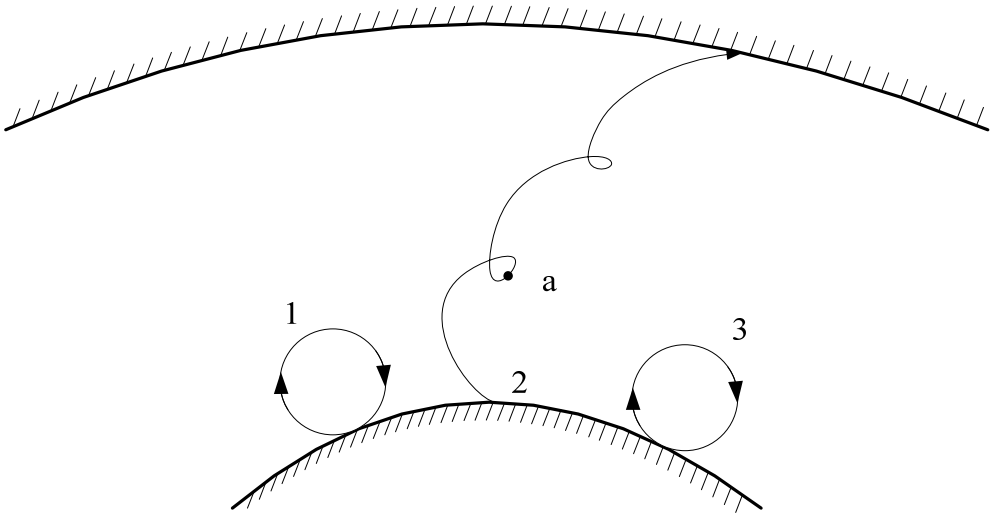


Рисунок 4.10 — Движение электронной спицы

Электроны 1 и 3 начали движение в неблагоприятной фазе (в ускоряющем поле). Получив добавочную энергию от поля, эти группы электронов возвращаются на катод, отдавая ему кинематическую энергию. Следовательно, катод

дополнительно подогревается за счёт энергии переменного поля. Поэтому в некоторых магнетронах напряжение накала уменьшают или вовсе выключают поле предварительного разогрева катода и подачи анодного напряжения.

Электрон 2 начал движение в благополучной фазе (в тормозящем поле). Двигаясь по эпициклоиде, он под действием тангенциальной составляющей напряженности электрического поля приближается к аноду, передавая часть своей потенциальной энергии поля, и поэтому не может возвратиться в катод. Описав петлю эпициклоиды, он в точке “а” прекращает приближение к катоду. Из этой точки начинается новая петля эпициклоиды, которую полезный электрон совершает в тормозящем поле соседнего резонатора и.т.д. до тех пор, пока не долетит до анода. Такое движение совершают полезные электроны только при выполнении условия синхронизма, которое в рассмотренном примере сводится к тому, что за время одного полупериода колебаний электрон совершает одну петлю эпициклоиды у одного резонатора. Каждый резонатор получает от электрона энергию $e*\Delta U_A$, где ΔU_A разность потенциалов начальной и конечной точек петли. В спице существует динамическое равновесие: в неё непрерывно входят электроны из прикатодной области и выходят на анод.

Напряжение U_A, при котором начинается генерирование колебаний, называется пороговым, при этом появляется анодный ток магнетрона.

Для возбуждения и поддержания колебаний в магнетроне, как и в любом автогенераторе, необходимо выполнение баланса фаз и баланса амплитуда, т.е. фазового и амплитудного условий самовозбуждения, которые обеспечиваются выбором соответствующих значений анодного самовозбуждения, определяется условием синхронизма, т.е. с равенством фазовой скорости $\upsilon_{\varphi m}$ одной из пространственных гармоник СВЧ поля переносной скорости электронов υ_n.

$$v_n = v_{\varphi m} \tag{4.15}$$

Это условие выполняется, если электроны пролетают расстояние между соседними щелями для π вида колебаний за время, равное полупериоду СВЧ колебаний $\frac{T}{2}$.

Фазовое условие обеспечивает попадание электронных спиц в тормозящую фазу СВЧ поля и передачу ему электронами максимума энергии, полученной ими от источника анодного питания.

Амплитудное условие самовозбуждения заключается в требовании, чтобы большая часть электронов из всего потока попала в тормозящее поле резонатора. Следовательно, электронный поток должен быть сгруппирован в достаточно плотные сгустки, которые должны проходить поле резонаторов в тот момент, когда оно является тормозящим. Энергия, получаемая СВЧ полем от электронного потока должна быть равна энергии потерь в магнетроне и нагрузке. Выполнение амплитудного условия обеспечивается выбором соответствующих значений U_a и B и высокой удельной эмиссией электронов с катода, достигающей 10-30 А/см^2.

4.2.5. Параметры и характеристики многорезонаторных магнетронов.

К основным параметрам магнетронов относятся параметры электрического режима и эксплуатационные параметры, характеризующие качество магнетрона.

К параметрам электрического режима относятся напряжение U_n и ток I_n накала и их допустимые отклонения, не превышающие обычно ±10%; номинальное анодное напряжение U_a и допустимый верхний предел этой величины; номинальное и допустимое верхнее и нижнее значения анодного тока I_a; погрешность H или индукция B магнитного поля; для магнетронов, работающих в импульсном режиме — номинальные и допустимые величины длительности импульсов анодного напряжения, их скважность и крутизна фронтов-величин, в значительной степени определяющих спектр генерируемых магнетроном колебаний.

К основным эксплуатационным параметрам относятся: выходная (полезная) мощность генерируемых СВЧ колебаний, отдаваемая в нагрузку $P_{\text{вых}}$; коэффициент полезного действия η; рабочая частота колебаний и её стабильность, длительность и частота следования выходных радиоимпульсов и др.

Мощность генерируемых СВЧ колебаний является важнейшим параметром магнетрона и определяется по формуле $P_{âûõ} = \eta \cdot I_{\text{а}} \cdot U_a$, где η - полный КПД магнетрона. Таким образом, величина $P_{\text{вых}}$ зависит не только от электрического режима работы магнетрона но и от другого важнейшего параметра – КПД прибора. Выходная мощность магнетронов непрерывного действия составляет от долей ватта до нескольких десятков киловатт, а импульсного действия – от 10 Вт до 10 МВт.

4.2.6. Коэффициент полезного действия магнетрона η определяется отношением выходной мощности

η определяется отношением выходной мощности СВЧ колебаний $P_{\text{вых}}$ к мощности, проводимой к магнетрону от источника анодного напряжения $U_{\text{а}}$. Электроны, получая энергию от постоянного электрического поля; не полностью передают её СВЧ полю резонаторов. Некоторые электроны вообще не участвуют в механизме передачи энергии, так как в самом начале, получив дополнительное ускорение, возвращаются обратно на катод и нагревают его, отдавая при соударении с его поверхностью оставшуюся энергию. Рабочие (полезные) электроны, образующие спицы и многократно взаимодействующие с СВЧ полем резонаторов, в большинстве случаев достигает анода, не израсходовав полностью своей энергии, полученной электронами от постоянного электрического поля, расходуется бесполезно. Этот расход энергии называют электронными потерями. Отношение энергии, полученной СВЧ полем резонаторов от электронного потока, к полной энергии, сообщенной электронам постоянным электрическим полям, называется электронным КПД магнетрона $\eta_{\text{эл}}$. Эта величина характеризует эффективность взаимодействия электронного потока с переменным электрическим полем.

Энергия СВЧ колебаний расходуется так же и в самих резонаторах (на восполнение потерь, обусловленных активным сопротивлением), в устройствах

вывода энергии в диэлектриках и.т.п. Эти потери определяют КПД колебательно системы $\eta_к$. Коэффициент полезного действия магнетроне, таким образом равен $\eta = \eta_{эл}\ \eta_к$.

Величина электронного КПД магнетрона существенным образом зависит от режима его работы. КПД колебательной системы магнетрона $\eta_к$ зависит от рабочей частоты и лежит в пределах 0,9…0,95 для дециметровых волн и 0,6…0,65 для магнетронов миллиметрового диапазона волн. Электронный КПД магнетронов, как и других приборов типа “М”, может превышать 70°*k.*

4.2.7. Рабочая частота колебаний определяется параметрами резонаторов и конструкций анодного блока (в том числе количеством резонаторов), величинами B, U_a. Существует следующая зависимость между числом резонаторов N, магнитной индукции B и частотой генерируемых колебаний f.

$$NB = af \qquad (4.16)$$

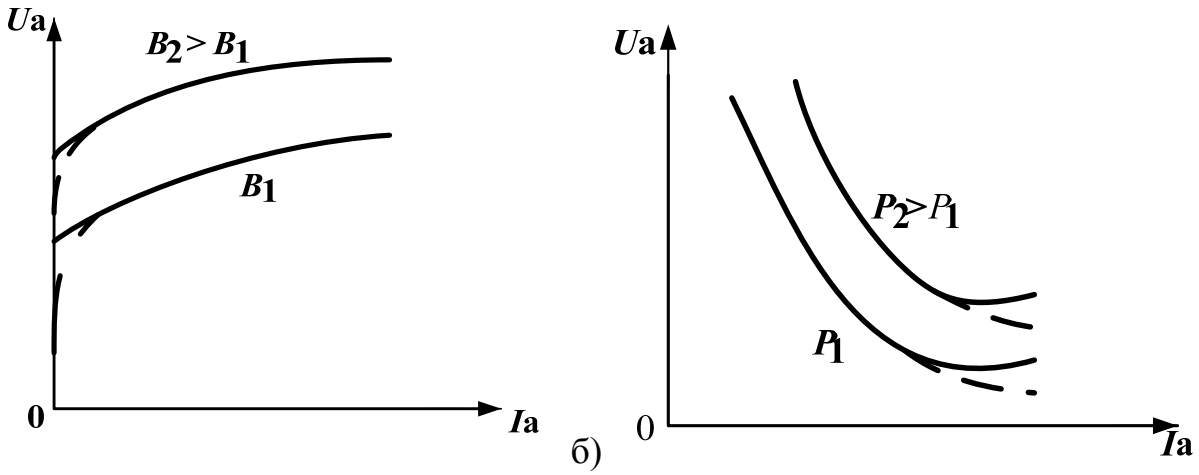
Где a — коэффициент, зависящий от конструкции. А магнитная индукция связана с анодным напряжением формулой $B_{кр} = \sqrt{\frac{2mU_{a кр}}{ed^2}}$ в соответствии с (4.16) видно, что для более высоких частот нужно иметь большее число резонаторов или увеличивать магнитную индукцию B и при этом увеличивать анодное напряжение.

Обычно магнитная индукция составляет от 0,1 до 0,5 Тл.

4.2.8. Рабочие характеристики

Рабочими характеристиками магнетрона называют связь между анодным напряжением и током при постоянных мощности, КПД, частоте или индукции. Эти характеристики позволяют выбрать режим работы (U_a, I_a) при заданной мощности, КПД, частоте или индукции. Рабочие характеристики снимают при высокочастотной нагрузке, для которой $KCBH \le 1{,}1$.

Связь U_a и I_a при $B = const$ называют вольтамперной характеристикой магнетрона (кривой постоянной индукции) (рис.4.11,а).



а) б)

Рисунок 4.11 — Характеристики магнетрона: а) — вольтамперная характеристика; б) — постоянная генерируемой мощности

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 начинается при большем U_a. В областях малых и больших токов наблюдается неустойчивая работа. При малых токах возможны “перескоки” с рабочего вида колебаний на другие (низковольтные), при больших токах возникают искрения (пробои), которые могут привести к разрушению катода или к пропаданию (пропуску) отдельны импульсов в импульсных магнетронах. Вследствие указанных причин для каждого типа магнетрона существуют рабочие пределы изменений U_a и I_a. Другие параметры (B, η, $P_{вых}$) при выбранных значениях анодного напряжения и тока однозначно определяются рабочими характеристиками.

Кривые постоянной генерируемой мощности показаны на рис.4.11,б. Генерируемая мощность $p = \eta I_a U_a$. Если бы электронный КПД η оставался постоянным при различных I_a, то связь U_a и I_a при заданной мощности изображалась бы гиперболой $(I_a = \frac{p}{\eta U_a})$. В действительности η зависит от I_a.(рис.4.12) и поэтому кривая постоянной мощности отклоняется от гиперболы. Кривые постоянной частоты определяются электронным смещением частоты.

Все рабочие характеристики изображают на одном графике, однако обычно кривые постоянной частоты на этом графике не приводят, так как более удобно пользоваться отдельными кривыми электронного смещения частоты.

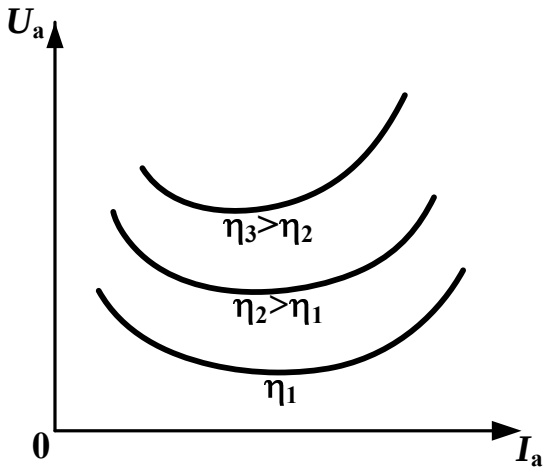


Рисунок 4.12 — Кривые постоянной мощности магнетрона при различных значениях η

4.2.9. Электронное смещение частоты.

Электронным смещением частоты называют зависимость частоты генерируемых колебаний от анодного тока. Анодный ток I_a изменяют регулировкой анодного напряжения. Однако зависимость I_a от U_a. Изображаемая вольтамперной характеристикой (см.рис.4.11.а) очень сильная, поэтому режим работы магнетрона устанавливают и контролируют не по величине U_a, а постоянной

составляющей анодного тока. В связи с этим и изменение частоты изображают как функцию I_a (рис.4.13)

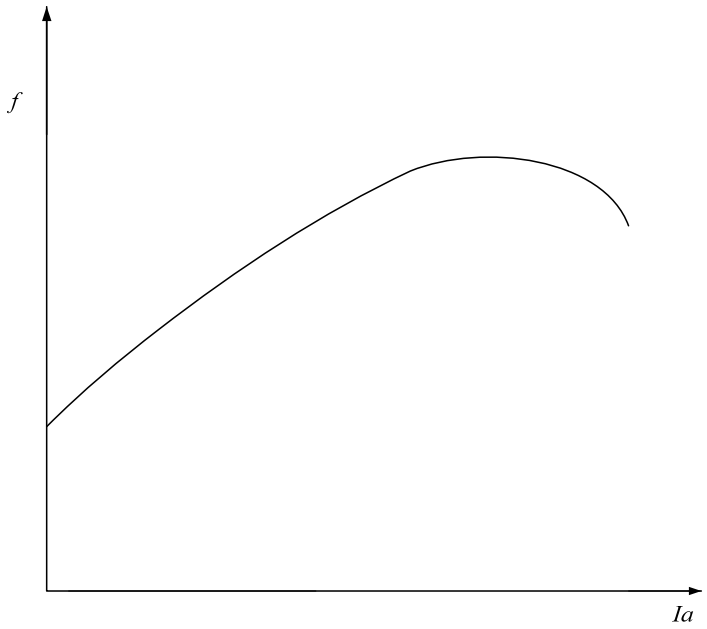


Рис. 4.13 Зависимость f от I_a

Крутизна электронного смещения частоты в рабочем режиме $S_{эл} = df / dI_a$; МГц/А Наибольшую $S_{эсч,}$ полученной для данного магнетрона при малых анодных токах; он может составлять несколько десятков мегагерц на ампер или больше.

4.2.10 Нагрузочные характеристики магнетронов.

Нагрузочными характеристиками генераторов СВЧ принято называть графики зависимости частоты от полной проводимости или от полного сопротивления нагрузки. Набольшее распространение нашли нагрузочные характеристики, построенные на плоскости полярной диаграммы Вольперта – Смита. Нагрузочные характеристики используемые в практических целях, обычно не рассчитываются, имитирующего работу генератора на меняющуюся нагрузку. Снятие нагрузочных характеристик принято производить при неизменном постоянном токе I_0 магнетрона, равному номинальному.

Ток как мощность $P_{вых}$ определяется активной входной проводимостью нагрузки $G_н$ и не зависит от реактивной проводимости $B_н$, то линии $P_{вых} = const$ должны совпадать на полярной диаграмме с линиями $G_н = const$, имеющими форму окружностей с центрами, лежащими на действительной оси.

Частота f генератора определяется реактивной проводимостью нагрузки и не зависит от активной проводимости $G_н$. Поэтому линии $f = const$ должны совпадать с окружностями $B_н = const$. В левой полуплоскости диаграммы, где реактивные проводимости плоскости диаграммы, где реактивные проводимости являются отрицательными и имеют индуктивный характер, частота генерируемых колебаний несколько превышает частоту, которая генерируется при работе на согласованную нагрузку. В правой полуплоскости (емкостная проводимость нагрузки) частота ниже этой величины и убывает с ростом величины $B_н$.

Типичная нагрузочная характеристика импульсного магнетрона 3х сантиметрового диапазона приведена на рис.4.14. Линии постоянной генерируемой мощности близки к окружностям постоянной активной проводимости нагрузки. Линии постоянной частоты имеют веерообразной реактивной проводимости на круговой диаграмме полных проводимостей в полярной системе координат.

Изменение частоты генерируемых колебаний при изменений полной проводимости нагрузки при фиксированном режиме питания принято называть затягиванием частоты.

Рабочие и нагрузочные характеристики, которые снижаются экспериментально для магнетронов каждого типа приводятся в специальных справочниках.

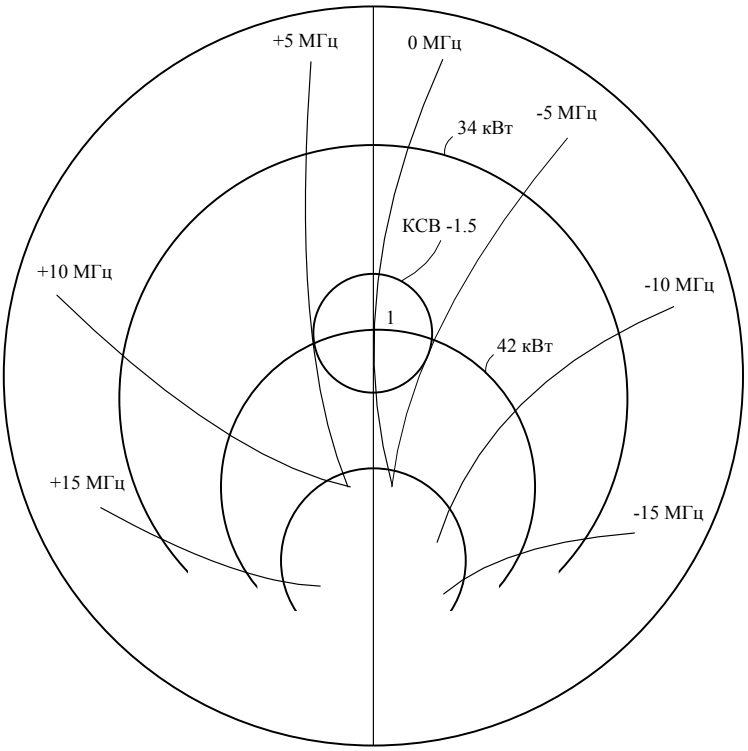


Рис. 4.14 Нагрузочная характеристика импульсного магентрона

4.2.11. Особенности работы магнетронного генератора в импульсном режиме.

При работе магнетронного генератора в импульсном режиме анодное напряжение на магнетроне подается в виде кратковременных импульсов почти прямоугольной формы (рис.4.15.а), вырабатываемых модулятором. Длительность этих импульсов зависит от назначения передатчиков и бывает порядка 0,1…5 мкс.

Как видно из рис.4.15.а, анодное напряжение нарастает от нуля до рабочего значения не мгновенно, а в течении длительности фронта $\tau_ф$.

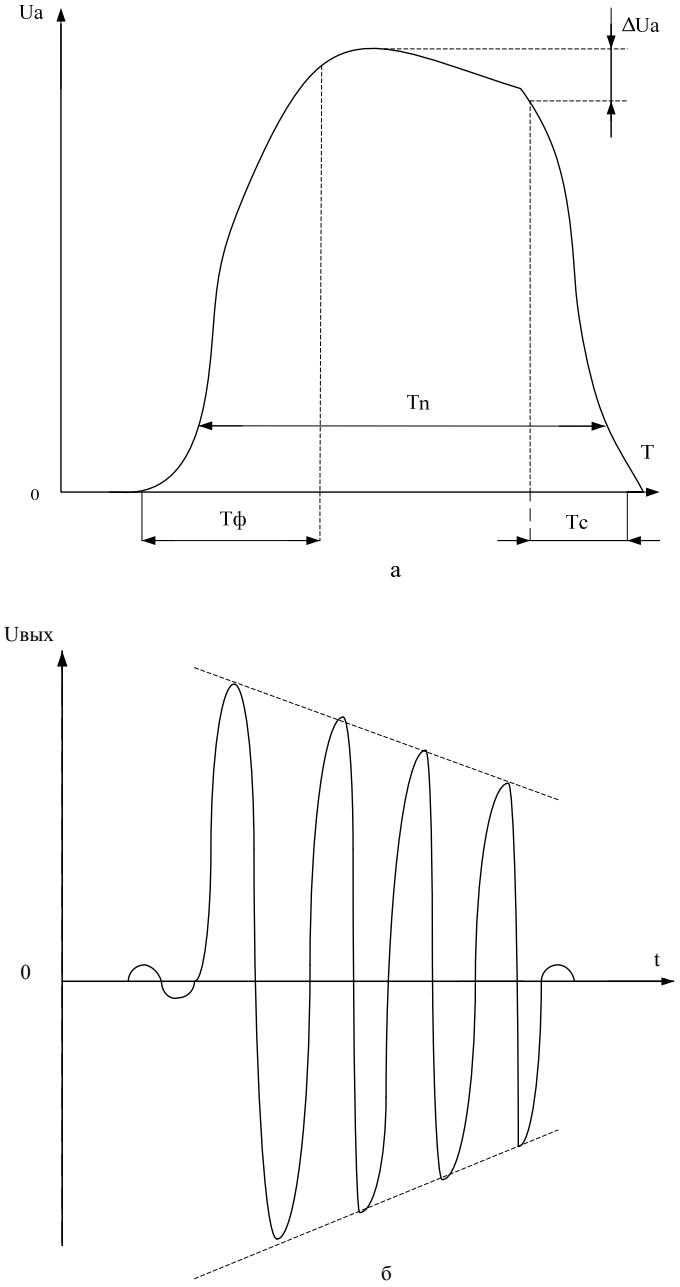


Рис. 4.15.

Спадание анодного напряжения происходит в течении длительности спада (среза) импульса τ_c. При этом могут создаваться условия для возбуждения паразитных видов колебаний, даже при наличии связок или разнорезонаторной колебательной системы магнетрона. Колебания, возникшие при напряжении, меньшем амплитуды импульса, называются низковольтными, а при напряжении, большем её – высоковольтными.

Чтобы затруднить возможность возбуждения паразитных низковольтных колебаний, длительность нарастания $\tau_ф$ и среза τ_c импульса должны быть малыми. При этом низковольтные виды колебаний за время длительности фронта и среза не успевают возбудиться до значительно величины. Практически для подавления низковольтных видов колебаний скорость нарастания анодного напряжения должна быть не менее 100-150 кВ/мкс, что установлено экспериментально.

С другой стороны, фронт нарастания импульсов должен быть не слишком крутым, чтобы успели возбудиться колебания π вида. Экспериментально установлено, что возбуждения этих колебаний необходимо время, равное примерно 100 периодам колебаний СВЧ. Поэтому для магнетронов в 10-см диапазоне $\tau_ф$ должна быть больше, чем 0,03 мкс, а 3-см диапазона – больше, чем 0,01 мкс. При этом успевают возбудиться колебания π вида, но не успевают возбудится низковольтные виды колебаний, которые возбуждаются медленнее.

Для устранения видов колебаний с номером *n* менее *N/2,* для возбуждения которых требуется большее анодное напряжение, чем для колебаний π вида, необходимо, чтобы максимальная величина U_a не достигла требуемого значения для возбуждения этих колебаний

Таким образом, к форме модулирующего импульса предъявляются весьма жесткие требования (к длительности его фронта и среза, определяющим стабильность работы магнетрона на основном виде колебаний)

4.2.12. Стабилизация и перестройка частоты магнетронных генераторов.

Стабильность частоты магнетронного генератора в значительной степени влияет на дальность действия РЛС, её помехозащищенность, точность измерения скорости цели, а следовательно, и эффективность применения меры для стабилизации частоты.

Стабильность частоты магнетронного генератора работающего в импульсном режиме характеризуется медленными изменениями частоты (в интервале между импульсами) и быстрыми во время генерирования импульса. Медленные изменения обусловлены изменениями температуры, вращением антенны и медленным изменением питающих напряжений. Во всех этих случаях частота колебаний в импульсе остаётся неизменной, а от импульса к импульсу изменяется. Быстрое изменение частоты обусловлено изменениями напряжения U_a в течение импульса и влиянием несогласованной нагрузки. При этом частота колебаний изменяется в течение длительности импульса.

Влияние изменения температуры. Стабильность частоты колебаний зависит от температуры анодного блока. С повышением температуры частота уменьшается из-за увеличения объема резонаторов. Это явление называется дрейфом частоты. Для 10-см магнетронов дрейф может достигать 0,05 МГц/град, *f* для 3-см магнетронов – 0,1…0,15 МГц/град. Для поддержания постоянства частоты магнетрона температуру анодного блока нужно сохранить постоянной. Практически, это очень трудно выполнить, т.к. магнетрон обдувается воздухом и, следовательно, его температура зависит от температуры охлаждающего воздуха.

4.2.13. Влияние измерения величины анодного напряжения U_a.

Измерение анодного напряжения приводит к электронному смещению частоты (рис.4.13), рассмотренному выше. Для уменьшения нестабильности частоты, вызванной изменение U_a, применяют стабильный источник U_a и выбирает такой режим работы, при котором изменение U_a мало влияет на частоту.

При импульсной модуляции предъявляются жесткие требования к форме модуляции предъявляются жесткие требования к форме модулирующего им-

пульса (рис.4.15) подаваемого на магнетрон: его вершина должна быть плоской, т.е. напряжение в течении импульса должно быть постоянным.

4.2.14. Влияние рассогласованной нагрузки

Несогласованная нагрузка вносит в колебательную систему магнетрона реактивное сопротивление и тем влияет на частоту колебаний. Так как вносимое сопротивление непостоянно и в сильно степени зависит от длины линии передачи энергии (волновода) и частоты, то это приводит к уходу (затягиванию) частоты на десятки мегагерц. Поэтому нагрузка должна быть тщательно согласована.

Существует несколько способов стабилизации частоты. Одним из эффективных способов является применение высокодобротного внешнего стабилизирующего резонатора. Это влечет за собой повышение добротности всей колебательной системы, что обусловливает увеличение стабильность частоты магнетрона в десятки раз. Внешний резонатор может быть расположен снаружи анодного блока и связи резонаторами анода при помощи щелей, которые сделаны не во всех резонаторах, а через один. Этот внешний резонатор имеет собственную частоту, равную частоте колебаний π - вида, и во всех резонаторах магнетрона, связанных с внешним резонатором, получаются колебания с одинаковой фазой, а в соседних резонаторах колебания будут противофазными, магнетроны такой конструкции называются коаксиальным

Для наиболее коротких сантиметровых волн удобен обращенный коаксиальный магнетрон, у которого катод и анод переставлены местами. Катод выполнен в виде наружного цилиндра, и с его внутренней поверхности эмитируются электроны. Анод с резонаторами расположен внутри катода, а внутри анода находится высокодобротный объектный резонатор, служащий для стабилизации колебаний. Он связан щелями с резонаторами анодного блока.

В перестраиваемых по частоте(диапазонных) магнетронах применяются следующие способы механической перестройки частоты:

– изменением индуктивности или емкости резонаторов магнетрона;
– изменением емкости связок;
– перестройкой внешнего резонатора;
– комбинацией из указанных выше способов

Изменение индуктивности резонаторов, например, можно осуществить путем введения проводящих стержней в цилиндрическую часть каждого резонатора. Стержни укреплены на металлическое кольцо, связанное с гибкой диафрагмой. Такой метод перестройки позволяет изменять частоту на 10…15% .

Электронная перестройка частоты магнетрона основана на том, что эта частота зависит от анодного тока. Изменение анодного тока на 1А может жать изменение частоты до нескольких десятков мегагерц. Но в обычных магнетронах такая электронная перестройка не получила широкого применения.

Однако существует особый тип магнетронов (митроны), в которых изменение анодного напряжения и соответственно анодного тока можно получить даже двукратное изменение частоты. Конструкция их несколько отличается от конструкции обычных магнетронов; они также имеют внешний резонатор с низкой добротностью. В непрерывном режиме работы при изменении частоты в

два раза эти магнетроны дают выходную мощность в единицы ватт. А при меньших изменениях частоты (до 20%) они могут давать мощность десятки ватт.

4.2.15 Некоторые особенность эксплуатации магнетронных генераторов

Срок службы магнетрона, как и любого Электровакуумного прибора, зависит от режима его работы и соблюдения эксплуатации магнетронов требуется выполнить следующие рекомендации:

При длительном хранении или перерыва в работе у магнетрона несколько ухудшается вакуум за счет выделения внутренними металлическими деталями прибора поглощенных или остатков газов. Если подать не магнетрон полное анодное напряжение, то в результате ионизации выделявшегося газа возникает ионный ток, который, попадая на катод, разрушает его активное покрытие. При большой степени ионизации внутри магнетрона может возникнуть газовый разряд (пробой или искрения), приводящий к отказу магнетрона. Поэтому после установки нового магнетрона в аппаратуру необходимо проверить его вакуум. Признаком пониженного вакуума в магнетроне является характерное голубоватое свечение, которое у некоторых магнетронов можно наблюдать через выводы накала. Анодный ток магнетрона с пониженным вакуумом превышает номинальное значение при напряжении, значительно меньшем номинального. Помимо ухудшения вакуума, связанного с выделением газов, происходит поверхностное отравление катода, что в свою очередь может привести к ухудшению его эмиссионных свойств и уменьшению срока службы.

Оба указанных явления не опасны, если до включения магнетрона в паспортный

или номинальный режим он был подвергнут тренировке. Физический смысл тренировки заключается в следующем. При постепенном повышении анодного напряжения не создается разряда и большой ионизации газов. В то же время за счет разогрева магнетрона происходит поглощение газа внутренними деталями магнетрона, и в первую очередь корпусом магнетрона (магнетрон «жестится»). Давлении в магнетроне постепенно понижается. При малых анодных токах происходит активирование катода и восстановление его эмиссионных свойств, так как под влиянием высокой температуры катода барий восстанавливается из окиси бария, а ионы кислорода притягиваются анодом и поглощаются им.

Тренировка магнетона производится следующим образом.

Включают пониженное анодное напряжение и наблюдают в течение значительного промежутка времени (~30 мин) за работой магнетрона. Если при этом искрение отсутствует (что может быть обнаружено по колебаниям стрелки прибора, включенного в анодную цепь), анодное напряжение увеличивают до некоторого значения (меньше рабочего) и продолжают наблюдать за анодным током. При отсутствии искрения анодное напряжение повышают до рабочего(номинального) значения. После работы под номинальным напряжением в течении 10-15 мин магнетрон читается годным к эксплуатации.

Следует заметить, что весь процесс тренировки необходимо проводить при постоянном магнитном поле, номинальным напряжении накала и согласованной нагрузка.

Устанавливая магнетрон в передатчик, необходимо соблюдать осторожность при соединении вывода энергии магнетрона с передающей линей. Особенно опасны в этом отношении возможные перекосы и натяжения в центральном проводнике максиального вывода энергии, вследствие которых может дать трещину слой между центральным проводником вывода энергии и стеклом. В магнетронах с волноводным выводом энергии выходные соединения должны быть хорошо пригнаны друг к другу, так как при отсутствии хорошего контакта между фланцем магнетрона и началом передающей линии возможны изменения режимов работы и высокоточный пробой магнетрона.

Необходимо исключить протекание анодного тока через подогреватель магнетрона, так как нестационарные процессы при прохождении импульсов тока большой силы могут вызвать его повреждение. Поэтому следует обращать внимание на правильное подключение высокого напряжения к катоду. На рис 4.16 показано правильное подключение высокого напряжения Ua .

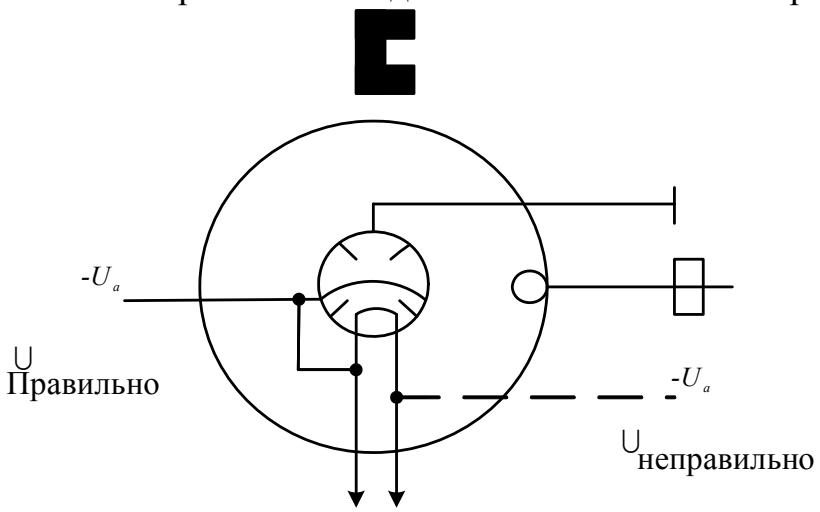


Рис. 4.16. Схема запитки магнетрона

Перед включением напряжений необходимо проверит надежность заземления анодного блока и внешней оболочки фидера и волновода. “Высокое” напряжение можно подавить на магнетрон, только убедившись, что нагрузка подключена и магнитное поле создано. Без нагрузки возможен высокочастотный пробой магнетрона за счет возникновения отраженной волны и увеличения напряженность электрического поля выше допустимой

Отсутствие магнитного поля ведет к резкому увеличению анодного тока, перегрузке и выходу из строя анодного блока. Порядок выполнения магнетрона следующий: сначала включает систему охлаждения, затем источник питания подогревателя, потом анодное напряжение. В мощных магнетронах после пуска напряжение накала снижает. Дополнительный нагрев катода происходит в результате его электронной бомбардировки за счет энергии поля СВЧ. Выключение магнетрона происходит в обратной последовательности.

Во избежание механического разрушения подогревателя при включении накала мощных магнетронов необходимо напряжение на него подавать постепенно, доводя его до нормального, так как сопротивление холодного подогревателя в десятки раз меньше, чем горячего. После установки рабочего режима магнетрона напряжение накала для устранения перегрузки катода (создаваемой за счет бомбардировки возвращающимся электронами) несколько снижается.

При проверке режимов работы магнетронного генератора особое внимание уделяется контролю:

– выходной (импульсной) мощности;

– частоты генерируемых колебаний и её стабильности;

– формы, длительности импульса и его частного спектра

Падение выходной мощности на 20% при номинальных значениях Ua и B – признак окончания срока службы магнетрона.

Контроль указанных величин дает полное представление о работе магнетронного генератора и позволяет выявить те или иные неисправности, возникшие в процессе эксплуатации.

Некоторые данные для различных типов магнетронов приведены в таблице 4.1

Таблица 4.1

Магнетроны

Тип прибора	Рабочий диапазон частот, МГц	Напряжение накала, В	Ток накала, А	Напряжение анода, кВ	Ток анода, А	Выходная мощность, КВТ	КПД, %
М62	2425 - 2375	6,3	1 - 1,3	1,85 - 2,3	0,15	0,150	40
МИ-84Т	9340 - 9280	10,0	4,3 - 5,0	22 - 26	28	250	37
МИ-88М	37150 - 36450	6,3	2,2 - 3,5	12 - 15	0,008	28	20
МИ-110	575 - 564	6,3	2,0 - 2,4	27	15	200	40
МИ-120ВВС	2830 - 2470	6,3	1,3 - 1,6	4,5 - 6,0	0,0038	5,4 - 10	-
МИ-137	1800 - 1765	12,6	1,86 - 2,24	22,5 - 25,2	0,025	250	-
МИ-158-1	9420 - 9330	6,3	1,2 - 1,9	5,0 - 6,0	0,002	7,0	-
МИ-501	9460 - 9400	6,3	1,1 - 1,5	5,5 - 6,5	10	0,015	-

Магнетроны используются в мощных передающих устройствах, например в передатчиках радиолокационных станциях, а также в устройствах заряженных частиц и устройствах высокочастотного нагрева.

4.3 Лампы бегущей и обратной волны типа “М” (ЛБВМ, ЛОВМ)

В этих приборах усиления и генерирования СВЧ колебаний осуществляется в результате взаимодействия бегущей волны замедляющей системе с электронами, движущимися в скрещенных электрическом и магнитном полях.

В отличии от других приборов типа “М” электронный поток вводится в пространство взаимодействия с помощью специальной электронно-оптической системы.

4.3.1 Усилитель на ЛБВМ

По конструкции ЛБВМ делятся на плоские и цилиндрические. На рис. 4.17 показана плоская конструкция ЛБВМ. Лампа имеет две основные части: инжектирующее устройство и пространство взаимодействия.

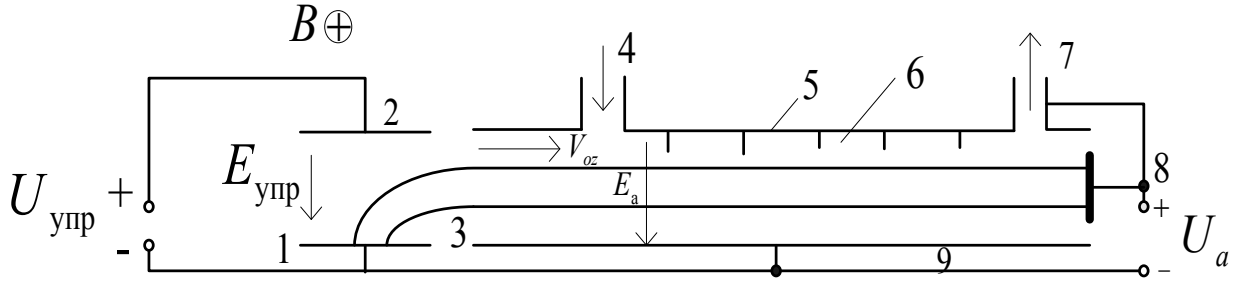


Рис. 4.17 Плоская конструкция ЛБВМ

Инжектирующее устройство состоит из катода 1 и управляющего электрода 2, обеспечивающих создание ленточного потока 3 и ввода его в пространство взаимодействия. Электроны, вылетающие из катода, в скрещенных статических электрическом $E_{\text{óïð}}$ и магнитном B полях в пространстве между катодом и управляющим электродом двигается по эпициклоидальной траектории. Подбирают такие условия, чтобы электроны в момент входа в пространство взаимодействия, образуемого верхним электродом 6 замедляющей системы (анод) и нижним электродом 9 (холодный катод или основание), находились на вершине эпициклоиды. В этой точке имеется только горизонтальная составляющая скорости, которая определяется по (4.6):

$$V_{oz} = 2E_{\text{óïð}}/\text{B} \quad (4.17)$$

Скорость V_{oz} — начальная для пространства взаимодействия. Если выполнить условия равенства электрической и магнитной сил $F_e = F_i$,

$\text{e}E_a = \text{e}V_n B$, а так же переносной скорости $V_{\text{n}} = \dfrac{E_{\text{a}}}{B}$, и скорости V_{oz}

$$V_{\text{oz}} = V_{\text{n}} = \frac{E_{\text{a}}}{B} \quad (4.18)$$

То траектория электронов будет прямолинейной и параллельной электродам. В этом случае электроны должны попадать при отсутствии высокочастотного поля в пространстве взаимодействия на коллектор 8. из (4.17) и (4.18) следует, что $\dfrac{2E_{\text{упр}}}{B} = \dfrac{E\text{a}}{B}$, откуда

$$E_a = 2E_{упр} \quad (4.19)$$

Высокочастотный сигнал подводится через вход замедляющей системы 4. Если фазовая скорость пространственной гармоники равна переносной скорости Vn, то в пространстве взаимодействия происходит увеличение энергии СВЧ поля в результате уменьшения потенциальной энергии электронов, смещающихся в тормозящий полупериод под действием продольной составляющей электрического поля ГВЧ к аноду. Для предотвращения самовозбуждения усилителя имеется, как и в ЛБВО, поглотитель 5.

Процесс взаимодействия электронов с СВЧ полем рассмотрен в подразделе 4.1. На рис. 4.18 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.

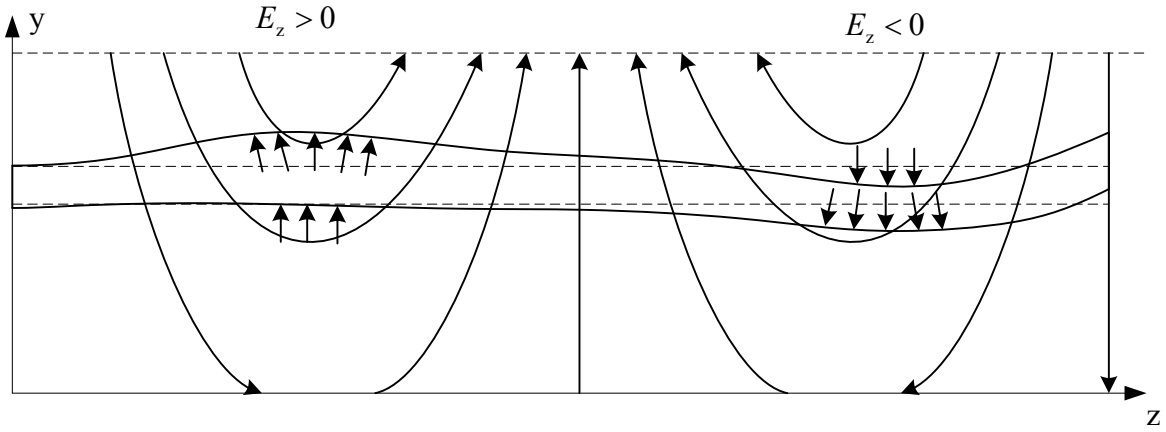


Рис. 4.18. Смещение электронов в подвижной системе координат

Пунктирными горизонтальными прямыми обозначены границы ленточного потока электронов, когда нет СВЧ поля. Смещение электронов на верхней границе всегда больше, чем на нижней, так как напряженность поля СВЧ увеличивается из-за приближения к замедляющей системе. Поэтому сечение потока электронов получается пульсирующим: в тормозящем поле увеличивается, а в ускоряющем уменьшается.

Граница электронного тока в неподвижной системе координат для определенного момента времени показаны на рис 4.19.

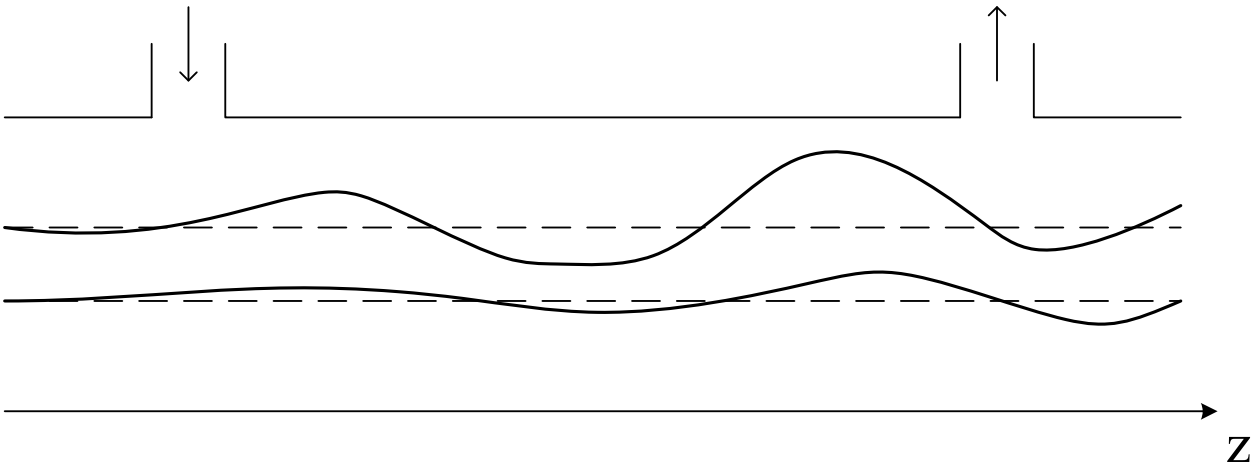


Рис. 4.19.

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 еще 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, которому соответствует максимальные выходная мощность и электронный КПД.

В непрерывном режиме ЛБВМ имеет выходную мощность до нескольких киловатт и электронный КПД≈40%, а для импульсного режима мощность ЛБВМ до нескольких мегаватт и КПД≈60%. Достоинством ЛБВМ (помимо высокого электронного КПД и широкой полосы усиления) является также хорошая фазовая стабильность выходного сигнала. Коэффициенты шума современных ЛБВМ и ЛБВО сравнимы. Широкое применение ЛБВМ нашли в качестве мощных выходных усилителей в дециметровом и сантиметровом диапазонах волн.

4.3.2 Лампа обратной волны типа “М” (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. 4.20.

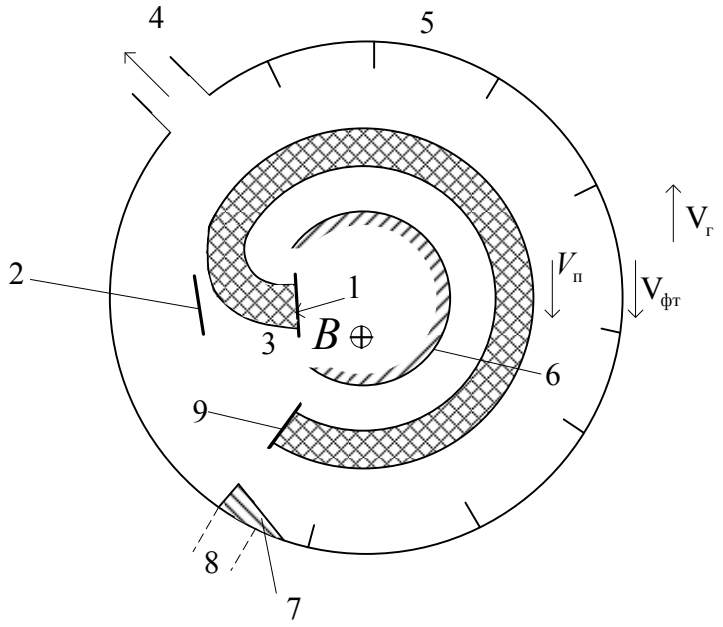


Рис. 4.20. Устройство цилиндрической
Генераторной ЛОВМ.

Электроны эмитируемые катодом 1, под действием поля управляющего электрода 2 и магнитного поля двигаются примерно по циклоидальной кривой 3 и входят в пространство взаимодействия, образованное верхним электродом 5 (анодом) замедляющей системы и нижним Электродом 6 (холодным катодом). При выполнении таких же условий, как ЛБВМ, электрон при отсутствии СВЧ поля двигается по окружности (или по прямой линии при плоских электродах) и попадает на коллектор 9. При выполнении условия синхронизма $(V\text{ï} = V\text{ôò})$, т.е. при равенстве переносной скорости электронов и фазовой скорости обратной пространственной гармоники и токе пучка, большем пускового, в ЛОВМ возникают колебания. У коллекторного конца лампы расположен поглотитель 7, который поглощает энергию, отраженную от выходного устройства 4, если согласование в нем недостаточно хорошее. Отсутствие поглотителя создает дополнительную паразитную обратную связь, которая ухудшает равномерность частотной характеристики, так же как в ЛОВО (см. п. 3.2.). Если вместо поглотителя сделать вывод энергии 8 и установить ток меньше пускового, то ЛОВМ будет работать в усилительном режиме.

Как и в ЛОВО, частота генерируемых колебаний ЛОВМ зависит о ускоряющего напряжения (электронная перестройка частоты). Однако эта зависимость в ЛОВМ более линейна. Еще одно важное преимущество ЛОВМ перед ЛОВО — меньший диапазон изменения ускоряющего напряжения U_a при том же диапазоне электронной перестройки частоты. Это объясняется тем, что в ЛОВМ сходность поступательного движения электронов U_n пропорциональна $U_{\text{а}}$, а не $\sqrt{U_{\text{а}}}$, как ЛОВО.

Генераторные ЛОВМ используются обычно в непрерывном режиме работы. Конструкция этих ламп преимущественно цилиндрическая с замедляющей системой типа “встречные штыри”. Генераторы перекрывают диапазон частот 0.15-18 ГГц с выходными мощностями от 5 кВт до единиц Ватт. Диапазон

электронной перестройки достигает 30…40%, а КПД —35…40%. Охлаждение обычно жидкостное.

В настоящее время ЛОВМ являются самыми мощными генераторами СВЧ с электронной перестройкой частот. Синхронизированные генераторы на основе ЛОВМ обладают высокой стабильностью частоты и относительно низким уровнем шумов и перспективы для использования в системах с частотной модуляцией

4.4 Платинотроны.

Платинотрон — усилительный или генераторный прибор со скрещенным электрическим и магнитным полями (типа “М”), имеющий сходство как с лампой обратной волны типа “М”, так и с многорезонаторным магнетроном. 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).

4.4.1 Амплитрон.

Устройство амплитрона (рис.4.21) 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 связок СВЧ сигнал возбуждает через связки поле в резонаторах.

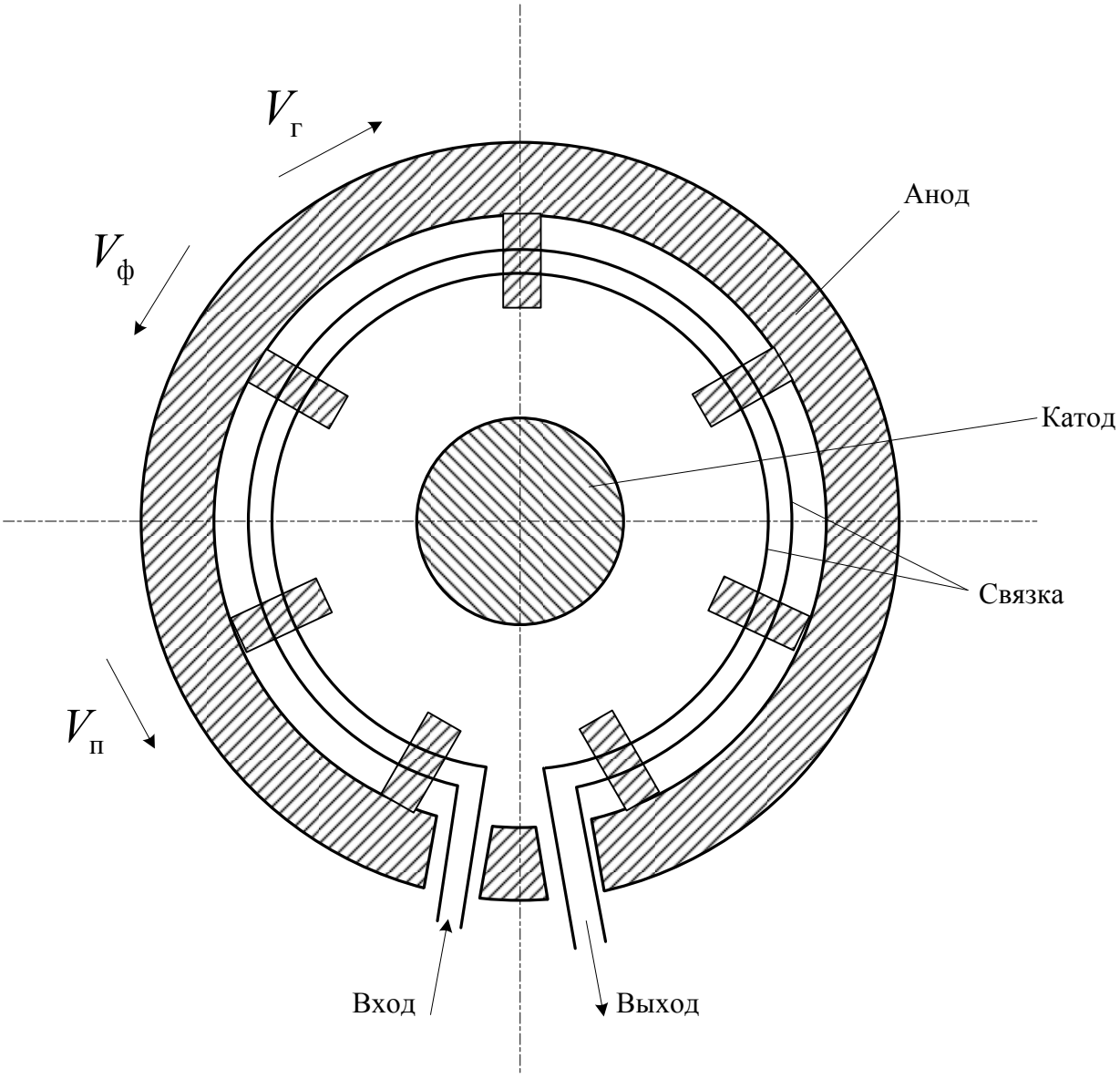


Рис. 4.21. Устройство амплитрона.

Усиление сигнала выводится с другого конца связок. Чтобы не происходило, как в магнетроне, самовозбуждение на П - виде колебаний, число резонаторов в амплитроне обычно нечетное. Для наглядности сравнения амплитрона с другими приборами типа “М” на рис. 4.22 приведены схемы амплитрона, многорезонаторного магнетрона и усилительной ЛОВМ.

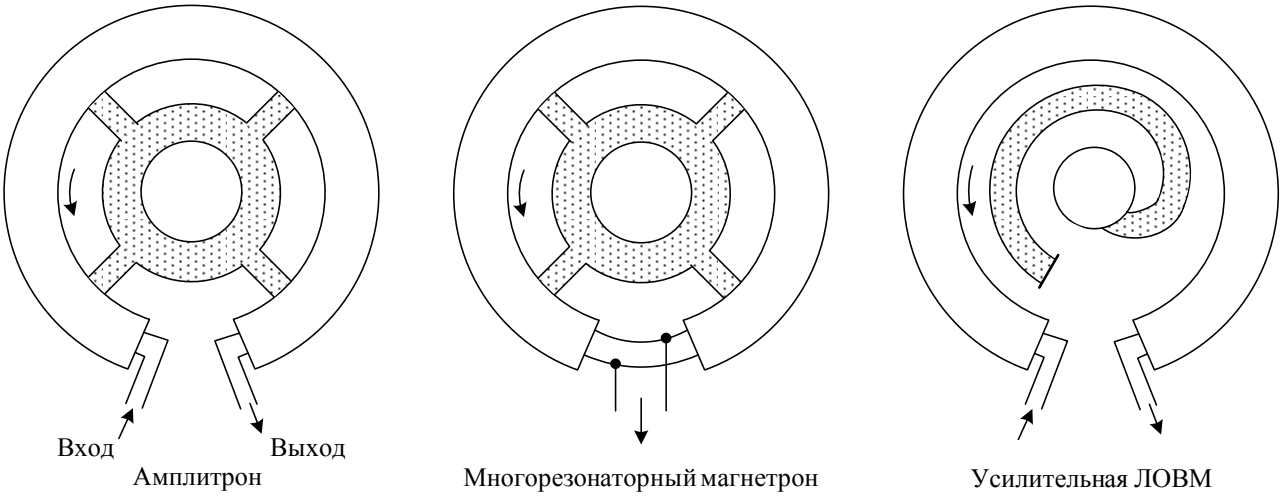


Рис. 4.22

У магнетрона замкнутые электронный поток (спицы) и колебательная система. ЛОВМ имеет 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 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 на катоде 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

$$\varphi N = 2\pi n\,,\ n = 1,2,3... \quad (4.20)$$

где N — число сегментов анодного блока, φ — сдвиг фазы СВЧ поля на одну ячейку анодного блока.

Условие (4.20) аналогично условию цикличности СВЧ поля в магнетроне. Амплитрон может работать на частотах сигнала, для которых фазовый сдвиг на ячейку равен (из 4.20)

$$\varphi = 2\pi n / N \quad (4.21)$$

Действительно, в этом случае спица, образующаяся в тормозящем СВЧ поле, совершив один оборот вокруг катода, снова попадает максимум тормозящего поля и будет взаимодействовать с ним и т.д. Если частота не удовлетворяет условию (4.21), то спица после одного оборота не попадет в прежнюю фазу входного сигнала. Если сдвиг по фазе окажется больше ±90°, спицы после одного оборота попадают в ускоряющее поле и будут распадаться. Это рассуждение позволяет приближенно отделить полосу пропускания амплитрона из соотношения

$$\varphi N = 2\pi n \pm 90° \quad (4.22)$$

4.4.1.1 Параметры и характеристики амплитрона.

Амплитудная характеристика.

Наибольший интерес представляет амплитудная характеристика амплитрона (рис. 4.23).

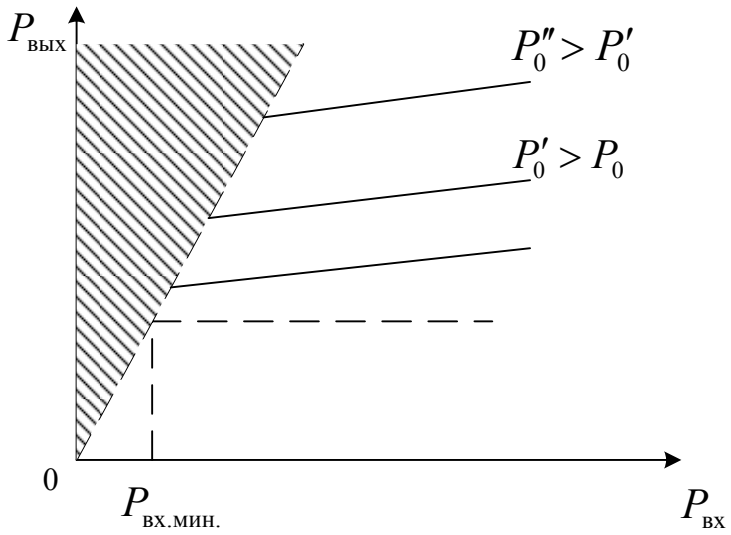


Рис. 4.23. АЧХ амплитрона.

Экспериментально обнаружено, что амплитрон устойчиво работает в ограниченной области зависит от постоянной мощности $P_o = J_o U_o$. При выбранной величине Po имеется минимальный сигнал $P_{âõ.ìèí}$., начиная с которого в амплитроне происходит усиление. Поясним эту особенность амплитрона.

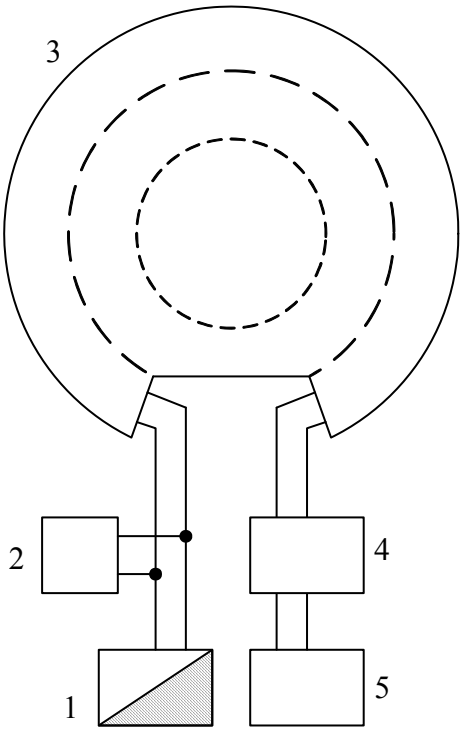
При слабом сигнале не происходит формирования устойчивых спиц пространственного заряда, необходимых для нормальной работы амплитрона.

Но при определенной достаточно большой мощности выходного сигнала $P_{âõ.ìèí}$. , 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 $Pâûõ$ и коэффициента усиления при том же входном сигнале необходимо увеличение мощности источника питания P_o. В режиме насыщения $Pâûõ$ 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. В неперерывном режиме мощность достигает 500 кВт, а в импульсном — 10 МВт. У амплитронов КПД обычно не менее 55-60%, а у отдельных мощных и сверхмощных приборов 75-85%. Амплитрон имеет малый коэффициент усиления ($K_ó \approx 10äÁ$). Он отличается высокой фазовой стабильностью. Полоса частот амплитрона достигает 5-10% и ограничена в основном, условием замкнутости электронного потока. Характерная особенность амплитрона — слабое влияние нагрузки на выходную мощность.

4.4.2 Стабилотрон .

Стабилотрон — это генератор высокостабильных по частоте колебаний, выполненный на основе амплитрона. Схема устройства стабилотрона показана

на рис. 4.24. На выходе амплитрона 3 расположены отражатель – фазовращатель 4 нагрузка 5, ко входу присоединены высокодобротный резонатор 2 и поглотитель 1.



Ðèñ. 4.24 Óñòðîéñòâî ñòàáèëîòðîíà

Если на выходе амплитрона появился шумовой сигнал, то часть его отразится 4 и начнет двигаться в обратном направлении. Отраженный сигнал практически без затухания проходит через замедляющую систему на вход амплитрона и попадает в резонатор 2. Часть принятой энергии отразится от резонатора и пойдет ко входу амплитрона, усилится в нем и вернется к фазовращателю, опять отразится и т.д. Таким образом, появляется цепь обратной связи. При выполнении балансов фаз и амплитуд в приборе устанавливается стационарный режим.

Основным элементом, стабилизирующим частоту автоколебаний, является высокодобротный резонатор фаза и модуль коэффициента отражения в месте расположения резонатора сильно зависят от частоты, полный фазовый сдвиг вблизи резонансной частоты f_0 резонатора имеет резкий скачек, а модуль максимален. Баланс фаз необходимо выполнить 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.).

4.5 Вопросы для самопроверки.

4.5.1 Как двигаются электроны в скрещенных электрическом и магнитном полях в статическом режиме?

4.5.2 Изобразите зависимость анодного тока от магнитной индукции в статическом режиме.

4.5.3 Дайте определение понятию “Парабола критического режима”. Выведите формулу, связывающую *Ua.êð* и *Bêð*.

4.5.4 Как влияет на электронный поток поперечная (радиальная) составляющая напряженности электрического поля СВЧ замедляющей системы?

4.5.5 Как влияет продольная (азимутальная) составляющая напряженности электрического поля на электроны?

4.5.6 Каким образом передается энергия электронов СВЧ полю в приборах типа “М”.

4.5.7 Расскажите об устройстве многорезонаторного магнетрона.

4.5.8 Изложите свойства колебательной системы магнетрона.

4.5.9 Изложите механизм стабилизации рабочего вида колебаний магнетрона.

4.5.10 Объясните процесс образования спиц.

4.5.11 Сформулируйте фазовое и амплитудное условия самовозбуждения магнетрона.

4.5.12 Перечислите основные параметры магнетрона.

4.5.13 Изобразите рабочие характеристики магнетрона.

4.5.14 Что представляет из себя нагрузочные характеристики магнетрона?

4.5.15 Расскажите об особенностях работы магнетронного генератора в импульсном режиме.

4.5.16 Объясните причины возникновения нестабильности частоты магнетронных генераторов и пути их устранения.

4.5.17 Расскажите об основных особенностях эксплуатации магнетронных генераторов.

4.5.18 Изобразите схему конструкции ЛБВМ и расскажите о принципе работы её и основных параметрах.

4.5.19 Расскажите об устройстве и принципе работы ЛОВМ.

4.5.20 Дайте сравнительную характеристику платинотрона, магнетрона и ЛОВМ.

4.6 Задачи.

4.6.1 Определить значение циклотронной частоты если индукция магнитного поля $B = 0{,}5 Òë.$

4.6.2 Рассчитать значение поступательной скорости электронов в приборах магнетронного типа, если напряжение анода $U_a = 2 êÂ$, магнитная индукция $B = 0{,}1 Òë$, расстояние между анодом и катодом d=5мм..

4.6.3 Найти радиус окружности вращательного движения электрона начальной скорости $V_o = 0$, циклотронной частоте $W_ö = 17{,}5 \cdot 10^9\ ðàä/ñ$ поступательной скорости электронов $V_n = 4 \cdot 10^6\ ì/ñ$.

4.6.4 Определить расстояние между анодом и катодом d для критического режима. Анодное напряжение $U_a = 2000$ В; $B_{êð} = 0{,}1 Òë.$

4.6.5 Вычислить критическое значение магнитной индукции для магнетрона при следующих данных: $U_a = 1000$ В; расстояние между анодом и катодом $d = 1{,}5 ìì$.

4.6.7 Определить сдвиг фаз колебаний в двух резонаторах для $n = 1,2,3,4$ восьми резонаторного магнетрона.

4.6.8 Вычислить скорость электронов в ЛБВМ в момент выхода их в пространство взаимодействия. Напряжение на управляющем электроде $U_{óïð} = 500$ В; Магнитная индукция $B = 0{,}2 Òë$; расстояние между катодом и управляющим электродом $d = 20 ìì$.

4.6.9 Чему равно напряжение на аноде ЛБВМ, если напряжение на управляющем электроде $U_{óïð} = 500$ В?

Какова должна быть индукция магнитного поля B, если переносная скорость электронов $V_n = 20000\,êì/ñ$, расстояние между катодом и управляющим электродом $d_{óïð} = 20\,ìì$. Расстояние между анодом и катодом $d = 2d_{óïð}$.

4.6.10 Определить электронный КПД магнетрона, если $U_a = 1000$ В; переносная скорость $V_n = 10000\,êì/ñ$.

ТЕМА 2. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ

Полупроводниковые СВЧ — приборы можно разделить на диоды и транзисторы.

По типу структуры и технологическим особенностям изготовления диодов их подразделяют на диод с p-n — переходом; с контактом металл — полупроводник (диод с барьером Шотки); со структурой металл — окисел — полупроводник (МОП — диоды) или металл — диэлектрик — полупроводник (МДП — диоды); со структурой типа p-i-n; диод с накоплением заряда (ДНЗ); туннельные и обращенные диоды; лавиния — пролетные диоды (ЛПД); приборы с объемной неустойчивостью заряда (диоды Ганна).

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, лавиния – пролетный диод, диод Ганна) 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 на арсениде галлия. Полевые транзисторы на арсениде Галлия (Ga As) с затвором на основе Шат….имеет высокую максимальную частоту генерации, широкую полосу частот, хорошие шумовые параметры и высокую линейность амплитудной характеристики.

5. ОСНОВЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ.

5.1. Общие вопросы

$\sigma_{провод} = 10^7 \div 10^5\ сим/м\ \ \sigma_{диэл} \le 10^{-10}\ сим/м\ \ \sigma_{полупров} = 10^4 \div 10^{-10}\ сим/м$

Основным признаком, выделяющим полупроводники как особый класс веществ, является сильное влияние температуры и концентрации примесей на их электрическую проводимость. С увеличением температуры сопротивление полупроводников увеличивается. Для создания полупроводниковых приборов наиболее часто используют кристаллы Германия, Кремния, арсенида галлия и селена, которые относятся к 4й группе периодической системы элементов.

Каждый их 4—х валентных элементов образует с соседними атомами общие электрические пары (ковалентная связь).

При температуре 0º К все валентные электроны кристалла полупроводника связанны ковалентно и поэтому свободных электронов нет, т.е. полупроводник ведет себя как диэлектрик.

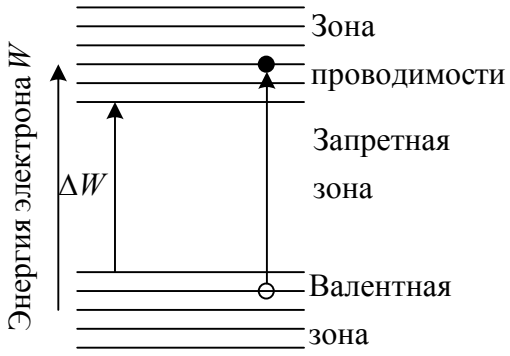
При повышении температуры некоторые электроны приобретают значительную кинетическую энергию, достаточную для нарушения ковалентной связи. Такие электроны покидают свои атомы и превращаются в свободные. Они называются электронами проводимости . И если в полупроводнике действует

электрическое поле, свободные электроны движутся направленно, создавая в полупроводнике ток. Электропроводность полупроводников, обусловленное направленным движением свободных электронов, называется электронной проводимостью, или проводимостью типа n.

Минимальная величина энергии ΔW, которую необходимо сообщить валентному электрону, для того, чтобы оторвать его от атома и сделать подвижным, зависит от структуры решетки. Например у Германия $\Delta W = 0{,}7278 Ý Â$, у кремния $\Delta W = 1{,}12 Ý Â$, у арсенида галлия $\Delta W = 1{,}11 Ý Â$.

В квантовой механике доказывается, что энергия электрона перемещающегося по кристаллу, лежит в некотором диапазоне значений, иначе говоря, электрон занимает целую зону энергетических уровней, называемую зоной проводимости.

Энергетическое состояние валентных электронов также занимает зону, называемую валентной. Между максимальным уровнем валентной зоны и минимальным уровнем зоны проводимости лежит область энергетических состояний, в которой электроны не могут находиться ; это так называемая запрещенная зона.



Энергетическая диаграмма полупроводника.

а) собственный

б) примесный

○ - дырки

● - электроны

На атоме, потерявшем электрон, образуется свободное место — дырка. На это место из соседнего атома может перейти валентный электрон на месте которого возникает дырка. Т.о., дырка подобно электрону будет блуждать по кристаллу. При наличии внешнего поля возникает направленное движение дырок противоположное движения электронов. Подвижность дырок меньше подвижности электронов. Электропроводность полупроводника, возникающая за счет направленного движения дырок, называется дырочной проводимостью, или проводимость типа — p.

Полупроводник, имеющий в узлах решетки только собственные атомы, принято называть собственным полупроводником; все величины, относящиеся к нему, обозначают индексом i.

Для изготовления полупроводниковых приборов необходимо, чтобы в полупроводнике один из типов проводимости значительно преобладал над другим.

Для этого в химически чистый полупроводник вводят примесь элементы V (донорной) или III (акцепторной) группы периодической системы.

В полупроводниках типа — n электроны называют основными носителями тока, а дырки неосновными. В полупроводниках типа — p дырки относятся к основным носителям, а электроны к неосновным.

На электрической диаграмме полупроводника (рис. Б) донорные и акцепторные примеси образуют локальные энергетические уровни, лежащие в запрещенной зоне. Уровни доноров находятся около зоны проводимости (энергия ионизации их равна ΔW_n) и уровни акцепторов — у валентные зоны (их энергия ионизации равна ΔW_p).

Собственный полупроводник.

В идеальном полупроводнике $p_i = n_i$ — число дырок в кристаллической решетке равно количеству свободных электронов. В Германии $n_i = 2{,}5 \cdot 10^{13}$ ã/ñì ^{3}. В 1ñì ^{3} находится $4{,}4 \cdot 10^{22}$ атомов, т.е. один свободный электрон приходится на миллиард атомов вещества. В кремнии $n_i = 1{,}4 \cdot 10^{10}$ ã/ñì ^{3}. Т.к. $\Delta W_{êð} = 1{,}1 \rangle \Delta W_{ne} = 0{,}72$.

Скорость генерации носителей, т.е. количество освобождающихся в единицу времени электронно-дырочных пар равна скорости рекомбинации, т.е. количеству исчезающих в единицу времени электронно-дырочных пар.

Это условие определяет равновесную концентрацию носителей в собственных полупроводниках.

Примесный полупроводник.

Концентрация электронов в зоне проводимости полупроводника с донорной примесью определяется выраженных

$n_n = N_f + n_i$ Обычно N_f — концентрация донорной примеси значительно больше n_i, для Германия $N_f \approx 10^{16}$, т.е. в 1000 раз больше концентрации собственных носителей.

Аналогично для полупроводников с акцепторной примесью

$P_p = N_a + p_i$; $P_p \approx N_a$

В полупроводниках n- типа количество дырок меньше во столько раз во сколько возросло количество электронов. Это объясняется тем ,что при значительном увеличении концентрации электронов проводимости, полученных от донорных атомов, нижние энергетические уровни зоны проводимости оказываются запертыми и переход электронов из валентной зоны возможен только на более высоком уровне зоны проводимости.

Но для этого перехода электроны должны иметь большую энергию, чем в собственном полупроводнике, и поэтому значительно меньшее число электронов может его осуществить. Соответственно значительно уменьшается число дырок проводимости в валентной зоне. $P_n \langle\langle p_i = n_i$.

Для получения полупроводника р- типа вводятся атомы трехвалентного акцептора. (индия и др.)

Недостающий электрон для заполнения связи получается при разрыве какой-нибудь соседней ковалентной связи. При этом применяемый атом становится неподвижным отрицательным ионом, а на месте разрыва связи образуется дырка, которая снова может быть занята.

Энергетические уровни акцепторных атомов располагаются немного выше валентной зоны $\Delta W_p \approx 0{,}05$ýÂ. На эти уровни переходят электроны из валентной зоны и захватывается трехвалентными атомами примеси. Следовательно, в валентной зоне появляются большое число дырок. Они будут заполнятся другими электронами валентной зоны, на месте которых образуются новые дырки и т.д.

Концентрация дырок в полупроводнике р- типа равна:

$P_p = N_a + p_i$, $N_a >> p_i$, т.к. $P_p \approx N_a$

Концентрация электронов при этом $n_p = \dfrac{n_i}{N_a} << n_i$

Величина дырочного тока в полупроводнике р- типа больше электронного.

Неравновесная концентрация зарядов в полупроводнике.

Образование неравновесных носителей может происходить при освещении полупроводников. Кванты света, имеющие энергию $h\nu = 1{,}5 \div 3$ýÂ, при воздействии на полупроводник вызовут появление в нем дополнительных электронно—дырочных пар. В полупроводниковых диодах и транзисторах неравновесные носители образуются при прохождении электрического тока.

Время жизни неравновесных носителей может лежать в широком диапазоне значений(от долей микросекунд до тысяч микросекунд) в зависимости от количества и типа примеси, а так же от состояния чистоты воздуха. Последнее объясняется тем, что на поверхности их имеется различные структуры, которые могут образовывать большое количество ловушек, вызывающих процесс рекомбинации электронно—дырочных пар.

Неравновесные носители играют исключительную роль в процессах, протекающих в полупроводниках. Важное значение имеет скорость их рекомбинации определяющей время установления равновесного состояния в полупроводнике.

Токи в полупроводнике.

Ток, обусловленный внешним полем, называется дрейфовым током.

При комнатной температуре подвижность электронов в Германии — 3900ñì$^2/$ñåê, а в кремнии — 1350ñì$^2/$ñåê. Подвижность дырок в германии 1900ñì$^2/$ñåê, в кремнии 430ñì$^2/$ñåê.

С ростом температуры подвижность уменьшается.

При прохождении дрейфового тока $J = J_n + J_p$ через однородный полупроводник концентрация носителей в нем остается постоянной во всех токах.

Если в полупроводнике имеется перепад концентрации электронов и дырок, то в нем, кроме дрейфового тока может существовать ток, вызванный диффузией носителей заряда (диффузионный ток).

Концентрация носителей заряда в элементарном объеме полупроводника может изменяться за счет рекомбинации носителей, а так же в следствии различия в величине втекающего и вытекающего токов.

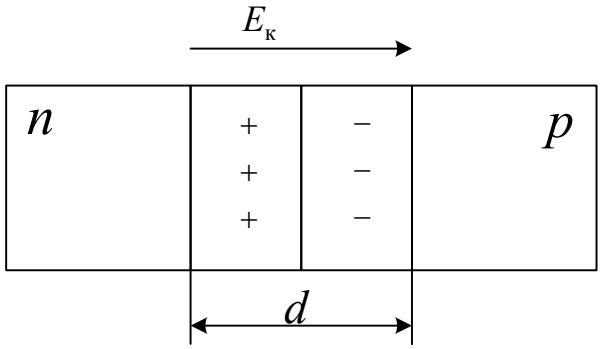
5.2. Электронно-дырочный переход и его свойства.

Между электронной и дырочной областями полупроводника всегда существует тонкий переходный слой, обладающий особыми свойствами.

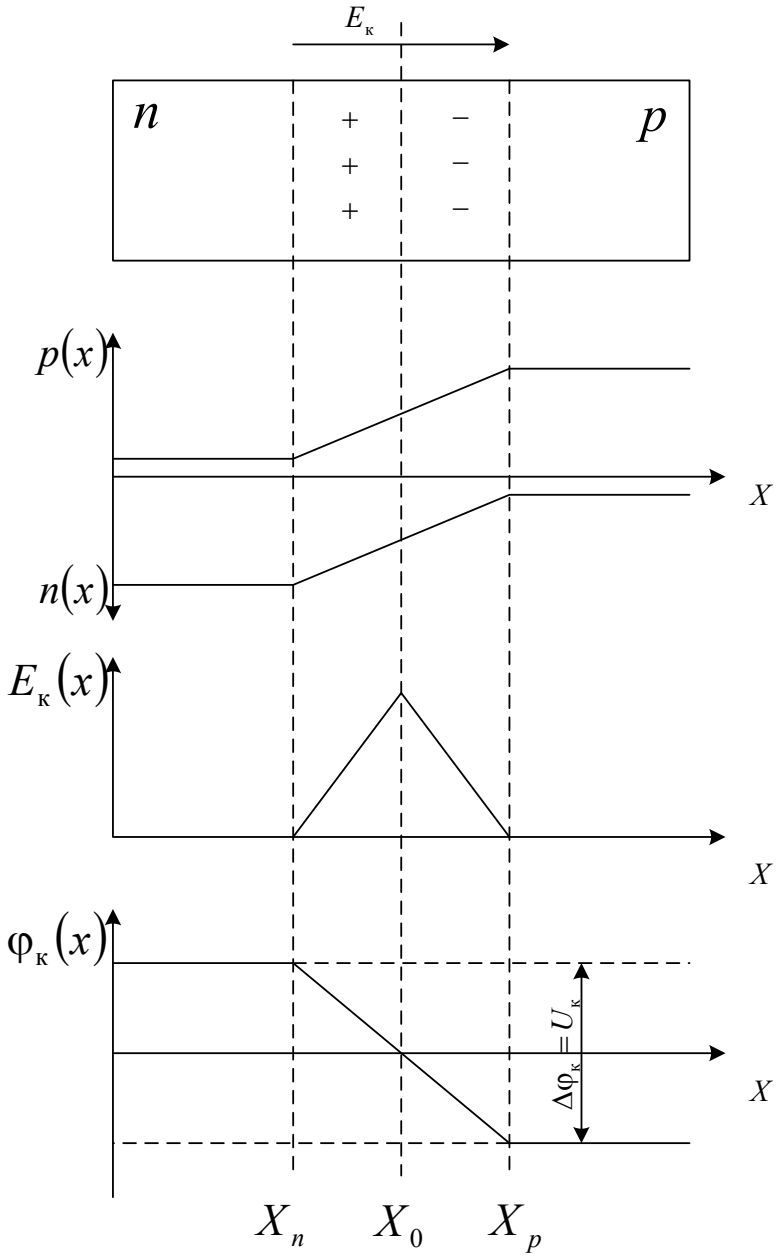
Этот слой называется электронно-дырочным переходом (или p-n- переход).

Существование электронно—дырочного перехода обусловлено различной концентрацией подвижных носителей заряда электронной и дырочной областей, что вызывает появление диффузионного тока дырок из p- области в n- область и диффузионного тока электронов из n- области в p- область.

В p- области в следствии ухода дырок возникает не скомпенсированный отрицательный заряд, а в n- области в следствии ухода электронов — положительный заряд. Область образовавшихся на границе p и n полупроводников пространственных (объемных) зарядов и представляет собой p-n переход.



Пространственные заряды в переходе образуют электрическое поле, направленное от положительно заряженных токов доноров к отрицательно заряженным ионам акцепторов. Это поле является тормозящим для основных носителей заряда и ускоряющим для неосновных. Теперь электроны, проходящие из n- области p- область, попадают в электрическое поле, которое возвращает их обратно в n- область. Точно так же и дырки, попадая из p области в электрическое поле будут возвращены этим полем обратно в p- область. Неосновные носители заряда, совершая хаотические тепловые движения (дрейфуя), могут попасть в зону p-n перехода, ускоряющее поле которого вытаскивает их за пределы перехода. За нулевой потенциал принят потенциал X_0.



Расположение концентрации электронов и дырок.

Распределение напряженности поля

Потенциальная диаграмма

Наибольшая величина напряженности Е наблюдается в X_0, поскольку через это сечение проходят все силовые линии, начинающиеся на положительных зарядах, расположенных левее X_0. По мере удаления от X_0 влево количества не скомпенсированных положительных зарядов будет уменьшаться. Аналогичная картина наблюдается и при удалении вправо от сечения X_0.

Разность потенциалов, обусловленная повышенной концентрацией неподвижных зарядов на границе раздела полупроводников двух типов, называется контактной разностью потенциалов.

У германия она составляет 0,2—0,3 В, у кремния 0,7—0,8 В.

Электрическое поле контактной разности потенциалов направлено из n-области в р- область и, следовательно, препятствует дальнейшему прохождению основных носителей зарядов при p-n переходе.

Пройти через него могут только те основные носители заряда энергии которых окажется достаточным для преодоления потенциального барьера. Такую

энергию носители заряда могут приобретать за счет теплового движения. Следовательно через p-n переходи после образования потенциального барьера будут перемещаться основные и неосновные носители заряда. При отсутствии внешнего электрического поля через p-n переход протекает два тока: ток диффузионный и ток дрейфа.

Ток диффузии вызывается направленным перемещением основных носителей зарядов под действием разности концентрации носителей, а ток дрейфа — называется перемещение неосновных носителей зарядов под действием сил электрического поля, создаваемого контактной разностью потенциалов.

Ток диффузии $J_{äèô}$ и ток дрейфа $J_{äð}$ через p-n переход протекают навстречу друг другу ….

Суммарный ток через p-n переход равен нулю. Т.о., при образовании контактной разницы потенциалов по обе стороны от границы полупроводников образуется слой с пониженной концентрацией основных носителей зарядов. Он обладает повышенным (по сравнению с остальными полупроводниками) сопротивлением и называется запирающим слоем. Ширина запирающего слоя составляет десятые доли — единицы микрон ($d = X_p - X_n$).

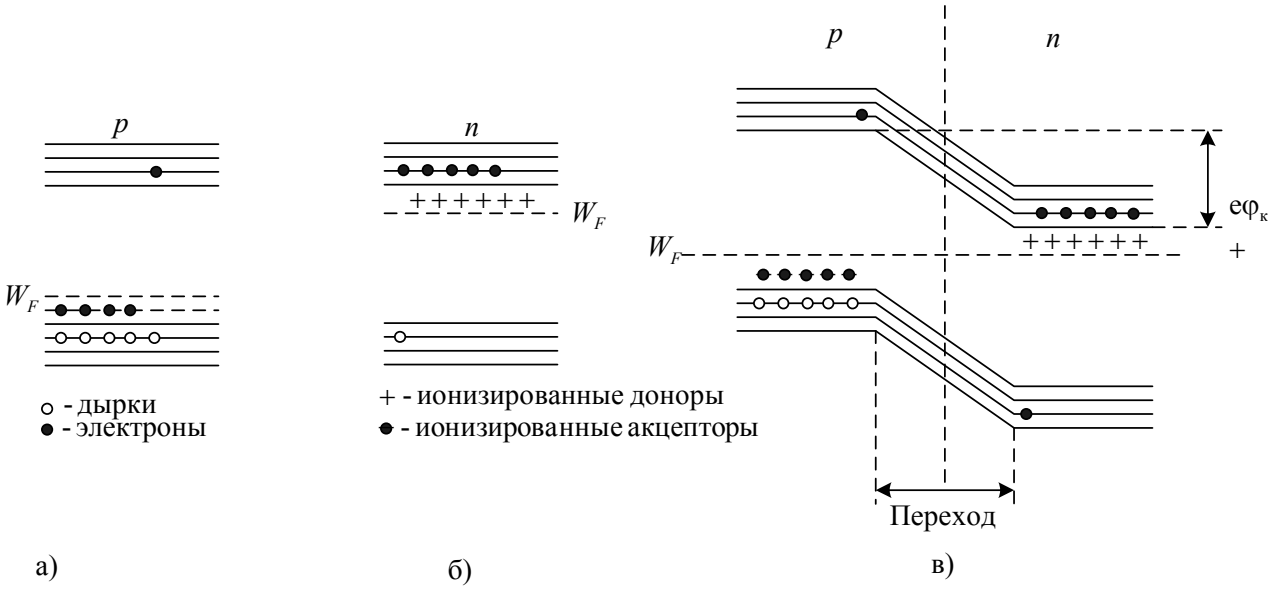
Т. О., p-n переход до подачи на него внешнего напряжения характеризуется следующими основными свойствами:

1. За счет диффузии носителей заряда в p-n переходе образуется электрическое поле, вызванное контактной разностью потенциалов, тормозящее для основных и ускоряющее для неосновных носителей.

2. В p-n переходе возникает слой, называемый запирающим слоем и обладающим сопротивлением, значительно большим по сравнению с сопротивлением остальных объемов p- b n- полупроводников.

3. Диффузионный ток основных носителей и дрейфовый ток неосновных носителей направлены навстречу друг другу и при динамическом равновесии компенсируют друг друга, т.е. в изолированном полупроводнике ток равен нулю.

Энергетическая диаграмма p-n перехода.



На рис. А и б показано положение уровня ферми на энергетических диаграммах уединенных p- и n- областей полупроводника.

В p- области, где имеются зоны, уровня ферми W_F импульс от середины запретной зоны в сторону валентной зоны.

В n- области, где донорами образованы локальные уровни у зоны проводимости, уровень ферми смещен в сторону зоны проводимости.

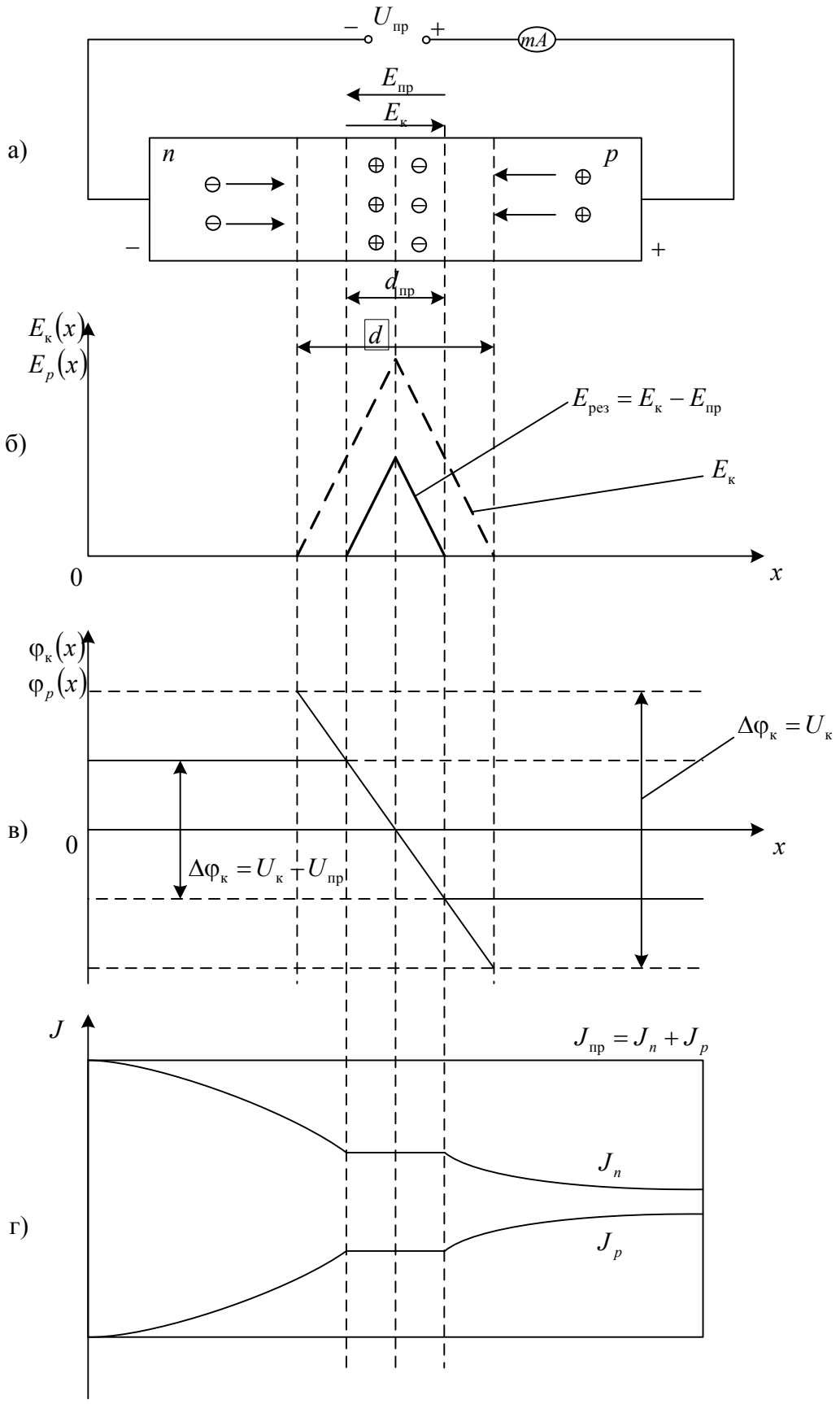
Энергетическая диаграмма p-n структуры, показана на рис. в уровень ферми располагается здесь на одной и той же высоте т.к. величина энергии на уровне ферми должна быть одинаковой на всей структуре. Поскольку энергетических зон относительно уровня ферми в каждой из областей (p и n) строго фиксировано, в области p-n перехода энергетические зоны искривляются.

Разность минимальной энергии электрона в зонах проводимости p- и n- областей равна $\text{å}\varphi_k$, т.е. определяется контактной разностью потенциалов. Концентрация электронов в зоне проводимости n- области оказывается выше, т.к. минимальная энергия, которой должны обладать электроны в этой зоне ниже, чем в зоне проводимости p- области Концентрация дырок в валентной зоне p- области выше, потому что здесь их минимальная энергия ниже чем в валентной зоне n- области. Чтобы перейти в валентную зону n- области, дырки должны совершить работу, величина которой равна $\text{å}\varphi_k$.

Свойства p-n перехода при наличии внешнего напряжения.

А) p-n переход при прямом напряжении.

Электрическое поле $E_{i\eth}$, создаваемое в p-n переходе прямым напряжением, действует навстречу собственному полю p-n перехода, создаваемому контактной разницей потенциалов.



Процесс в p - n переходе

Результирующее поле становится слабее, и разность потенциалов в переходе уменьшается, т.е. высота потенциального барьера понижается. Одновременно уменьшается ширина p-n перехода (запирающего слоя) и его сопротивление в прямом направлении $R_{ïð}$ до величины единиц-десятков Ом, т.к. основные носители дальше проникают к границе разрыва компенсируют значительную часть заряда ионов примесей.

Часть основных носителей , имеющих наибольшее значение энергии преодолевают сравнительно узкий и невысокий потенциальный барьер. Проходят через границу и распространяются далее в p- и n- областях.

Это приводит к нарушению равновесия между дрейфовым и диффузионным токами. Диффузионная составляющая тока становится больше дрейфовой, и результирующий ток через переход будет больше нуля. Ток дрейфа при этом почти не изменяется, т.к. он зависит главным образом только от числа неосновных носителей, вероятность проникновения которых через p-n переход определяется их тепловыми скоростями т.к. $J_{äèô} >> J_{äð}$, то можно считать , что $J_{ïð} = J_{äèô}$, т.е. прямой ток в переходе является чисто диффузионным.

По мере увеличения внешнего напряжения прямой ток через переход существенно возрастает, т.к. обусловлен главным образом движением основных носителей, концентрация которых в обоих областях велика. Большой прямой ток можно получить при небольшом прямом напряжении (десятые доли вольта). Очевидно, что при малом прямом напряжении можно вообще устранить потенциальный барьер в p-n переходе. Тогда сопротивление перехода, т.е. запирающий слой, станет близким нулю и им можно пренебречь. Прямой ток в этом случае возрастет и будет зависеть только от сопротивления p- и n- областей.

Рассмотрим характер прямого тока в различных частях цепи (рис г).

Введение носителей заряда через пониженный под действием прямого напряжения потенциальный барьер в область, где они являются неосновными, называется инжекцией носителей заряда. Инжектированные носители диффундируют через переход вглубь соответствующей области проводника, рекомбинируя, т.е. через переход протекает два тока: электронный $J_{n.äèô}$ и дырочный $J_{p.äèô}$. Во внешних проводниках, конечно, движутся только электроны. Они перемещаются под действием внешнего электрического поля от минуса источника к n-области и компенсирует уменьшение здесь электронов, диффундирующих в p-область. А из p- области электроны уходят в направлении к плюсу источника, и тогда в этой области образуются новые дырки. Такой процесс проходит непрерывно, и следовательно, непрерывно протекает прямой ток.

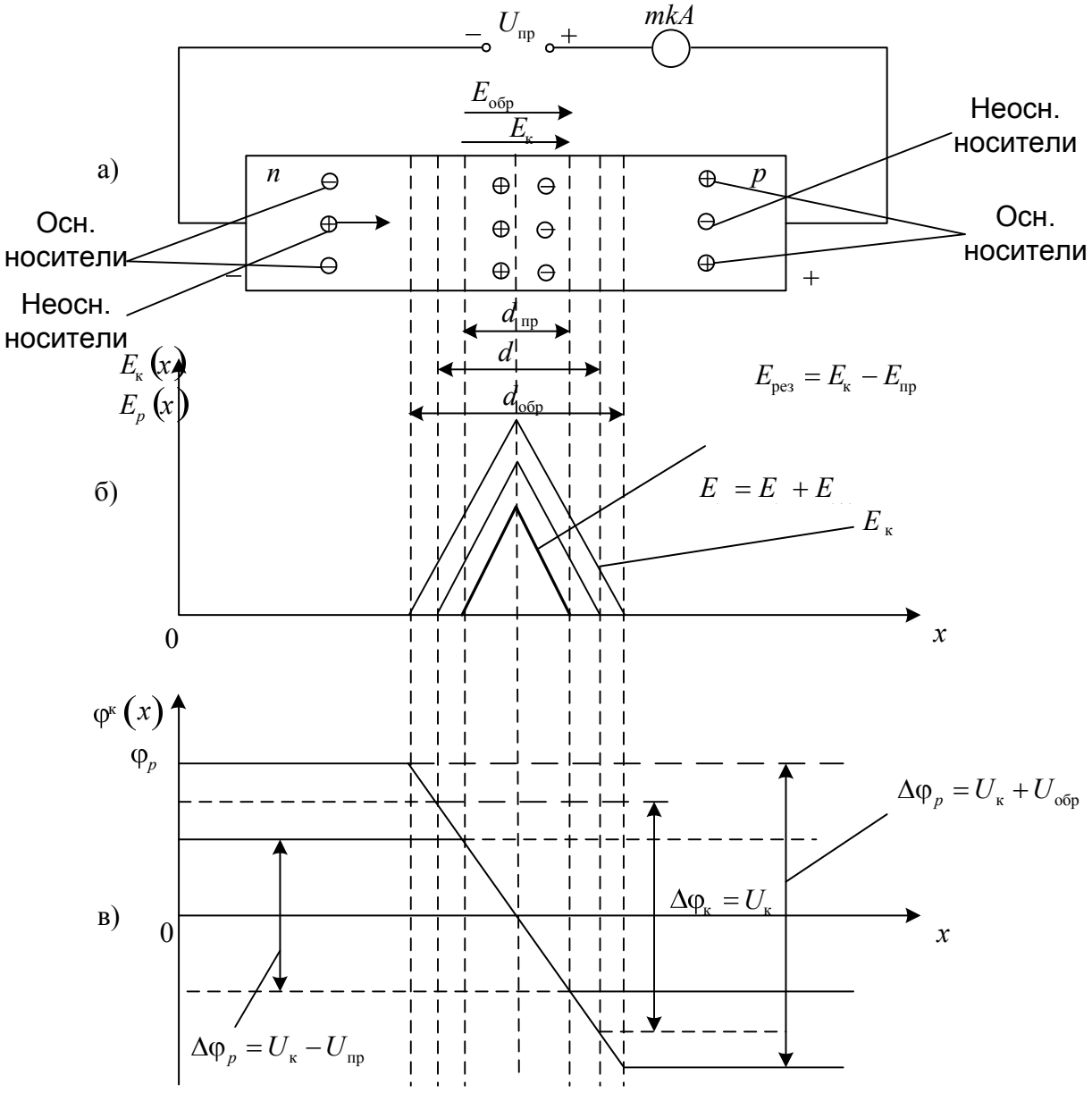
У левого края области и электронный ток имеет наибольшее значение. По мере приближения к переходу тот ток уменьшается, т.к. все большее число электронов рекомбинирует с дырками, движущимися через переход навстречу электронам, а дырочный ток $I_{p.äèô}$, наоборот увеличивается. Полный прямой ток в любом сечении, конечно, один и тот же:

$$I_{\text{пр.диф}} = I_{n.\text{диф}} I_{p.\text{диф}} = const .$$

Т.к. толщина перехода очень мала и он обеднен носителем, то в нем мало рекомбинаций носителей, и ток здесь не изменяется. А далее электроны, инжектированные в р-области рекомбинируют с дырками. Поэтому по мере удаления от перехода вправо в р-область ток I_{n} продолжает уменьшаться, а ток $I_{\text{р}}$ увеличиваться. У правого края р-области ток I_{n} наименьший, а ток $I_{\text{р}}$ наибольший.

На рис. 2) показано изменение этих токов вдоль оси х для случая, когда ток $I_{\text{n}} > I_{\text{р}}$, т.к. $n_{\text{n}} > p_{\text{р}}$ и подвижность электронов больше подвижности дырок. Таким $I_{\text{äð}}$ можно пренебречь.

б) р-n переход при обратном напряжении.



Под действием обр. напряжения $U_{\text{обр.}}$ через переход протекает незначительный обратный ток $I_{\text{обр.}}$, что объясняется следующим образом. Электрическое поле, создаваемое обратным напряжением $E_{\text{обр}}$ складывается с E_k.

Высота потенциального барьера между p- и n- областями возрастает и равна $U_k + U_{\text{обр.}}$. Количество основных носителей, способных при преодолеть барьер, уменьшается. При некотором значении обратного напряжения перемещение основных носителей через переход прекращается, т.е. $I_{\text{диф}} = 0$, т.к. собственные скорости носителей недостаточны для преодоления барьера. Для неосновных носителей (дырок в n-области и электронов в p-области) потенциальный барьер в переходе отсутствует, и они будут втягиваться полем в область p-n перехода.

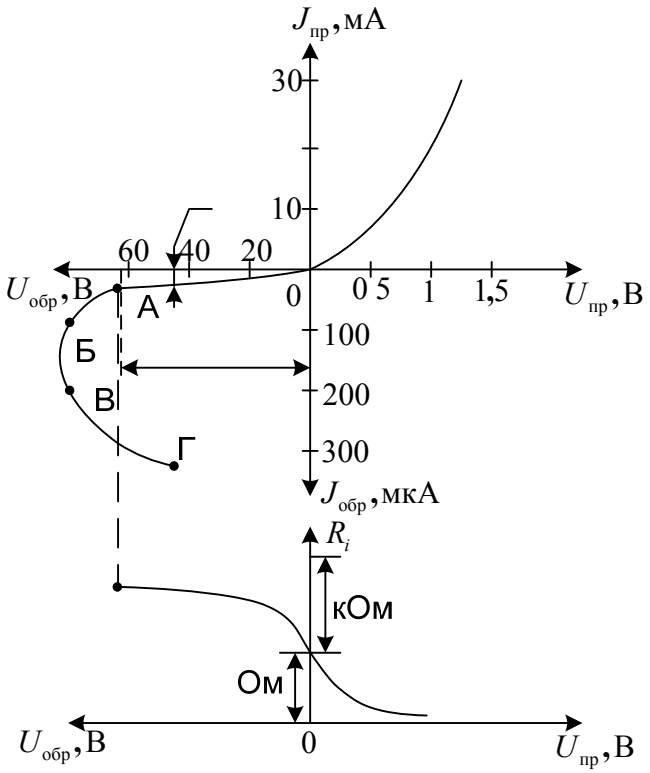
Выведение неосновных носителей через p-n переход ускоряющих электрическим полем, созданным обратным напряжением, называют экстракцией носителей заряда (слово экстракция означает выдергивание, извлечение).

При обратном включении преобладающую роль играет дрейфовый ток, или ток проводимости, который имеет небольшую величину, т.к. он создается движением неосновных носителей, концентрация которых в полупроводнике очень мала. Этот ток получил название обратного тока: $I_{\text{обр}} = I_{\text{др}} - \text{I}_{\text{диф}} \approx \text{I}_{\text{др}}$ (т.к. $\text{I}_{\text{диф}} \cong 0$).

Величина обратного тока практически не зависит от внешнего обратного напряжения. Это можно объяснить тем, что в единицу времени количество генерируемых пар электрон-дырка при низменной температуре остается неизменным. Подключение к p-n переходу обратного напряжения приводит к расширению перехода (запирающего слоя) и увеличению его сопротивления. Действительно, при повышении обратного напряжения поле в месте прихода становится сильнее и под действием этого поля больше основных носителей обтягивается от приконтактных слоев в глубь p- и n- областей. Поэтому с увеличением обратного напряжения увеличивается не только высота потенциального барьера, но и ширина запирающего слоя ($d_{\text{обр}} > \text{d}$). Этот слой еще сильнее обедняется носителями, и его сопротивление значительно возрастает, т.е. $R_{\text{обр}} >> R_{\text{пр}}$. С повышением температуры концентрация неосновных носителей возрастает, и обратный ток увеличивается, а обратное сопротивление уменьшается.

Вольт-амперная характеристика p-n перехода.

Выпрямительные свойства p-n перехода наглядно иллюстрируются его вольт-амперной характеристикой (а), показывающей зависимость величины тока через переход от величины и полярности приложенного напряжения $I = f(U)$.



При положительных (прямых) напряжениях ток через p-n переход с увеличением напряжения резко возрастает. Характеристика для прямого тока вначале имеет значительную нелинейность, так как при увеличении $U_{ïð}$ сопротивление запирающего слоя уменьшается. Поэтому кривая идет все с большей кривизной. Но при напряжении в десятые доли вольта запирающий слой практически исчезает и остается только сопротивление p- и n- областей, которые приближенно можно считать постоянным. Поэтому далее характеристика становится почти линейной. Небольшая нелинейность здесь объясняется тем, что при увеличении тока p- и n- области нагреваются и от этого их сопротивление уменьшается.

При подключении обратного напряжения через p-n переход протекает обратный ток. Характеристику для обратного тока, малую по сравнению с прямым током, обычно показывают в другом масштабе. Т.к. $U_{\text{обр}} >> U_{\text{пр}}$, то эти напряжения также обложены в разных масштабах.

Обратный ток при увеличении обратного напряжения сначала быстро возрастает. Это вызвано тем, что уже при небольшом обратном напряжении за счет повышения потенциального барьера в переходе резко снижается диффузионный ток, который направлен навстречу току проводимости. Следовательно, полный ток $I_{\text{обр}} = I_{\text{др}} - I_{\text{диф}}$ резко увеличивается.

При дальнейшем увеличении обратного напряжения обратный ток в определенных пределах остается практически постоянным и равным току насыщения, т.е. $\mathrm{I}_{\text{обр}} = -I_0$. Он обычно составляет величину порядка единиц микроампер.

При некотором обратном напряжении на p-n переходе превышающим предельную величину $U_{\text{обр.max}}$, резко увеличивается обратный ток через переход и наступает его пробой.

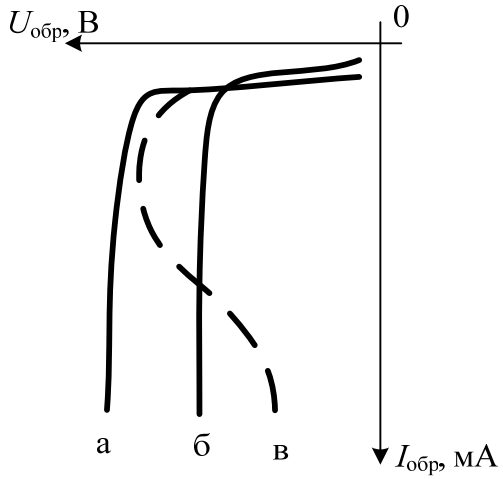
Различают два вида пробоя: электрический (обратимый) и тепловой (необратимый). Электрический пробой, в свою очередь, делится на лавинный и туннельный.

Лавинный пробой. Этот вид пробоя возникает в p-n переходах, образованных слаболегированными (с малой концентрацией примесей) полупроводниками, когда ширина запирающего слоя d больше длины свободного пробега носителей l/

($d = \sqrt{\frac{4\varepsilon\varepsilon_0}{eN}\phi_k} = 0,4$мкм, при $N_{\text{д}} = N_{\text{а}} = 10^{16}\ {}^{1}\!/\!_{\text{см}^3}$, $\phi_{\text{к}} = 0,36$ В).

Если к такому переходу приложено высокое обратное напряжение, то суммарное поле $E_{\text{р}} = E_k + E_{\text{обр}}$ в запирающем слое может оказаться настолько большим, что неосновные носители, ускоряемые полем перехода, приобретают энергию, достаточную для ударной ионизации атомов полупроводника. Дырки и электроны на своем пути через широкий запирающий слой образуют новые пары подвижных носителей, которые в свою очередь ускоряются полем E_p, ионизируют новые атомы и т.д.

В результате ударной ионизации в запирающем слое развивается лавина подвижных носителей, и обратный ток резко увеличивается. Для лавинного пробоя характерен резкий рост обратного тока при практически неизменном обратном напряжении (рис. а).



Обратная ветвь ВАХ при различных видах пробоя: а— лавинном; б— туннельном; в— тепловом.

Пробивное напряжение для лавинного пробоя может достигать десятков и сотен вольт ($E > 10^5\ {}^{\text{В}}\!/\!_{\text{см}}$).

Явление электрического пробоя широко используется в специальных диодах: стабилитронах, лавинно-пролетных диодах и др.

Туннельный пробой. В сильнолегированных полупроводниках (с большой концентрацией примесей), имеющих узкий p-n переход (малую ширину запирающего слоя ($d < l$), носители заряда не успевают за время пролета через область объемного заряда набрать энергию, достаточную для ионизации атомов. В таких переходах возникает туннельный пробой, который основан на явлении туннельного эффекта. Суть его состоит в том, что при сильном поле ($E > 10^5 \text{ В}/\text{см}$), действующем в узком p-n переходе, некоторые электроны, имеющие кинетическую энергию, меньшую высоты потенциального барьера, могут преодолеть его без потери энергии, если с обеих сторон барьера имеются одинаковые энергетические уровни. Вероятность туннельного просачивания носителей через барьер тем больше, чем меньше его высота и уже p-n переход. Напряжение, соответствующее туннельному пробою, обычно не превышает единиц вольт.

Тепловой пробой. Этот вид пробоя возникает в результате разогрева p-n перехода обратным током большой величины. Тепловой пробой – перегрев перехода и его тепловое разрушение.

Температурные свойства p-n перехода. При повышении температуры возрастает генерация пар носителей заряда – электронов и дырок, т.е. увеличивается концентрация неосновных носителей и собственная проводимость полупроводника.

Емкостные свойства p-n перехода. Различают барьерную, или зарядную, и диффузионную емкость p-n перехода. Общая емкость перехода определяется суммой этих емкостей, т.е. $C_{p-n} = C_{\text{бар}} + C_{\text{диф}}$.

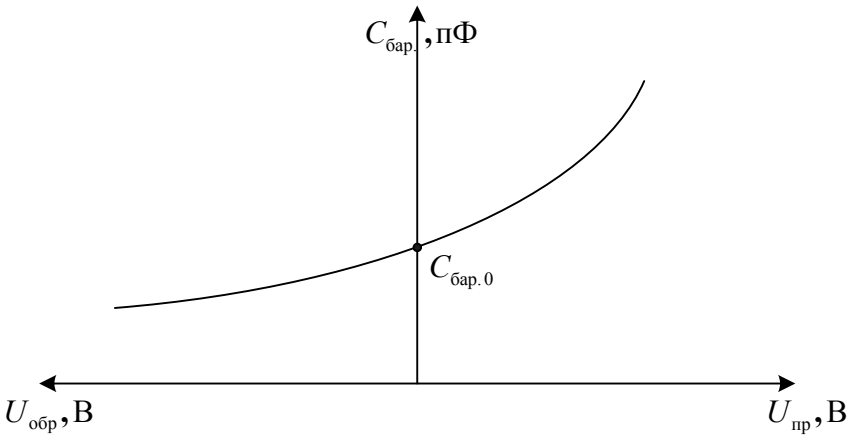
Барьерная емкость. P-n переход представляет собой обедненный носителями тонкий слой полупроводника с высоким сопротивлением – запирающий слой, по обе стороны которого имеются объемные электрические заряды – положительные заряды ионов доноров и отрицательно заряженные ионы акцепторов. Этот двойной электрический слой образует емкость, которую называют зарядной, или барьерной. Ее можно определить по формуле для расчета емкости плоского конденсатора, обкладками которого являются проводящие p- и n- области, а изолятором запирающий слой.

$$C_{\text{бар}0} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S_{\text{p-n}}}{d_{p-n}}, \text{ (при } U_{\text{вн}} = 0\text{)}.$$

Зависимость барьерной емкости от внешнего напряжения определяется с помощью выражения

$$C_{\text{бар}} = C_{\text{бар}_0}\sqrt{\frac{U_{\text{к}}}{U_{\text{к}} - U_{\text{вн}}}}$$

При прямом напряжении ($U_{\text{вн}} = U_{\text{пр}}$) ширина p-n перехода уменьшается и емкость возрастает, или обратном ($-U_{\text{вн}} = U_{\text{обр}}$) барьерная емкость уменьшается. Она может иметь значение от сотых долей микрофарада до сотен микрофарад.

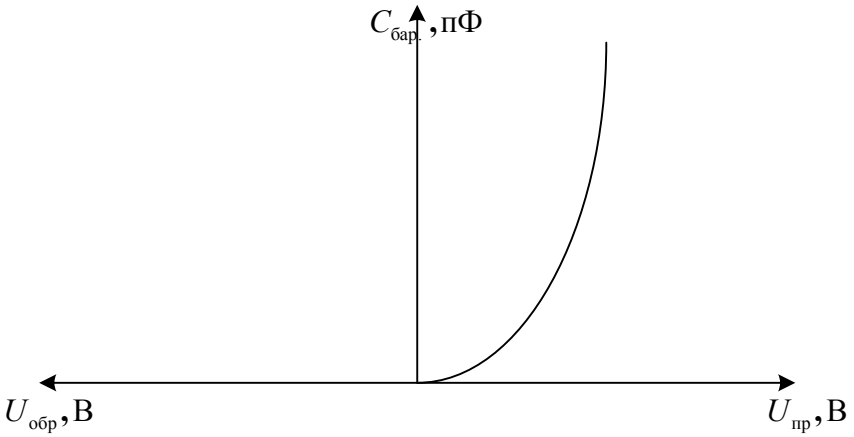


Т.о., p-n переход можно представить как емкость, управляемую внешним (в основном обратным) напряжением.

На этом свойстве построены специальные диоды (варикапы и варакторы, которые используют в качестве конденсаторов переменной емкости для настройки колебательных контуров.

Диффузионная емкость. При прямом напряжении p-n переход, кроме барьерной емкости, обладает так называемой диффузионной емкости. Она обусловлена накоплением объемного заряда подвижных носителей, инжектируемых через p-n переход, т.е. положительных зарядов дырок в n-области и отрицательных зарядов электронов в p-области. Поскольку эта емкость проявляется за счет диффузионной составляющей точки через p-n переход, она и получила название диффузионной.

Накопление заряда в p- и n- областях перехода при прямом напряжении вызвано тем, что в результате инжекции основные носители в большом количестве диффундируют через пониженный потенциальный барьер и не успевают рекомбинировать.



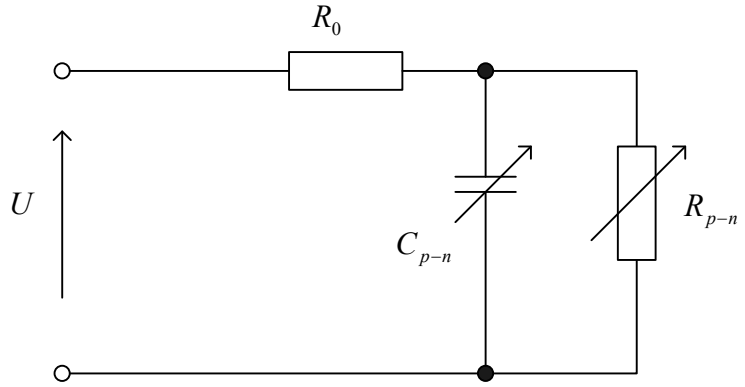
Диффузионная емкость определяется отношением величины приращения инжектированного заряда dQ к изменению напряжения на переходе dU_n, вызвавшему это приращение, т.е. $C_{диф} = \dfrac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}U_n}$.

Она прямо пропорциональна току диффузии и времени жизни носителей и обратно пропорциональна частоте прикладываемого к переходу напряжения. С

повышением частоты $C_{äèô}$ уменьшается из-за уменьшения накопления заряда вследствие инерционности носителей. На низких частотах диффузионная емкость может иметь величину до нескольких тысяч пикофарад. На высоких частотах она оказывается меньше барьерной. Поэтому общая емкость p-n перехода на высоких частотах образуется барьерной емкостью, которая от частоты практически не зависит. При прямом включении p-n перехода $C_{\text{диф}} >> C_{\text{бар}}$.

Эквивалентная схема p-n перехода.

Диффузионная емкость оказывает существенное влияние на работу p-n перехода, так как она всегда зашунтирована малым прямым сопротивлением перехода. Наибольшее практическое значение имеет барьерная емкость. В связи с этим эквивалентная схема p-n перехода (схема замещения) для переменного тока имеет вид



На этой схеме R_0 — сопротивление толщи полупроводников p- и n- типа и выводов от них (около 1 Ом); $R_{\text{p-n}}$ — сопротивление перехода, зависящее от величины и полярности приложенного напряжения. $C_{\text{p-n}}$ — сумма барьерной и диффузионной емкостей.

При обратном напряжении диффузионная емкость отсутствует и $C_{\text{p-n}} = C_{\text{бар}}$, $R_{\text{p-n}} = R_{i\text{обр}}$, т.е. имеет очень большую величину.

При работе на высоких частотах емкостное сопротивление $X_c = \dfrac{1}{WC}$ уменьшается и обратный ток может пройти через емкость, несмотря на большую величину сопротивления $R_{\text{p-n}} = R_{iобр}$. Это нарушает нормальную работу прибора, т.к. p-n переход теряет свойство односторонней проводимости. Поэтому на высоких частотах используются в основном точечные полупроводниковые приборы, у которых площадь p-n перехода незначительна и собственная емкость мала.

Варикапами называются полупроводниковые диоды, принцип действия которых основан на использовании зависимости барьерной емкости p-n-перехода от величины приложенного к нему обратного напряжения.

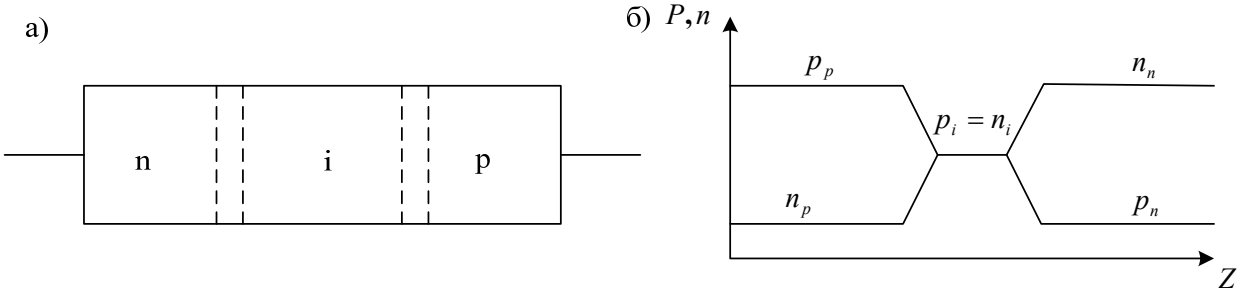
Варикапы, используемые в усилителях и генераторах СВЧ-сигналов, называются параметрическими диодами (параметронами), в умножителях частоты – варакторами, для электронной перестройки частоты резонансных систем – собственно варикапами.

Диоды с p-n переходом.

Частотные свойства p-n-перехода определяются инерционностью процессов накапливания и рассасывания неосновных носителей заряда. Длительность этих процессов зависит от времени жизни неосновных носителей, и при уменьшении этого времени частотные свойства диодов улучшаются.

Уменьшение времени жизни неосновных носителей достигается введением специальных примесей, энергетические уровни которых расположены вблизи середины запрещенной зоны («глубокие уровни») и увеличивают вероятность рекомбинации. Например, введение золота в кремний n-типе снижает время жизни дырок до $(1-5)\cdot 10^{9}$ с.

Быстродействие диодов с p-n-переходом зависит также от закона распределения примесей (доноров и акцепторов) по структуре.



В этом диоде (рис. а) между сильно легированными областями с дырочной и электронной электропроводностью находится i-область с концентрацией носителей, близкой к концентрации p_i и n_i в собственном полупроводнике (рис. б). Концентрация носителей в p-области p_p и n_p, а в n-области n_n и p_n.

При подаче прямого напряжения в i-область одновременно инжектируются дырки из p-области и электроны из n-области. Сопротивление i-области и всего диода становится малым. При обратном напряжении дырки и электроны экстрагируются из i-области в p- и n-области соответственно. Уменьшение концентрации носителей в i-области приводит к увеличению сопротивления i-области и всего диода. Такая зависимость сопротивления pin-диода от напряжения объясняет эффективность его применения в качестве мощного выпрямительного диода, у которого должны быть малое прямое и большое обратное сопротивления. Разработка pin-диодов с малой емкостью позволила использовать их в СВЧ диапазоне. Дифференциальное сопротивление pin-диода при изменении знака напряжения изменяется на несколько порядков, в то время как емкость диода, определяемая в основном шириной i-области, изменяется незначительно. Слабая зависимость емкости от напряжения расширяет возможности использования pin_диодов в СВЧ схемах с колебательными системами.

В СВЧ диапазоне pin-диоды используются для создания переключающих цепей, переменных и ступенчатых аттенюаторов, амплитудных модуляторов, плавных и ступенчатых фазовращателей. Например, для создания ступенчатого

фазовращателя pin-диоды включаются с определенным интервалом в линию передачи.

В мощных p-i-n-диодах для СВЧ диапазона ширина i-области делается большой (0,1-0,5мм), чтобы они могли работать при больших амплитудах напряжения (свыше 1 кВ) и импульсной мощности 10 кВт и более. Большая ширина i-области позволяет также увеличить площадь сечения диода без существенного возрастания емкости, улучшить теплоотвод и поднять среднюю рабочую мощность.

5.3. Туннельные диоды.

Туннельным называют полупроводниковый диод на основе вырожденного полупроводника, в котором туннельный эффект приводит к появлению на вольтамперной характеристике при прямом напряжении участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Туннельный диод был изобретен в 1958 г. японским ученым Л. Ёсаки.

Туннельные диоды (ТД) являются, как правило, сплавными полупроводниковыми диодами. Их корпуса рассчитаны на включение этих приборов в объемные колебательные системы или же в коаксиальные и волноводные тракты.

Для изготовления ТД используются германий, арсенид галлия или антимонид индия с очень большой концентрацией примеси на 2…3 порядка выше, чем в обычных диодах. Такие полупроводники называются вырожденными, так как по проводимости близки к металлам. Благодаря этому ширина p-n перехода ТД составляет 0,01…0,02 мкм (в 50…100 раз уже, чем в обычном полупроводнике) и напряженность поля очень высока ($\sim 10^8 \, В/м$), что создает необходимые условия для движения носителей через потенциальный барьер за счет туннельного эффекта.

Как известно при формировании p-n перехода образуется потенциальный барьер. Чтобы электрон мог преодолеть этот барьер, ему необходимо сообщить энергию, равную величине потенциального барьера. Однако, благодаря наличию у электрона волновых свойств, он, имея энергию, меньшую высоты потенциального барьера, может при определенных условиях пройти «сквозь» барьер, не меняя своей энергии.

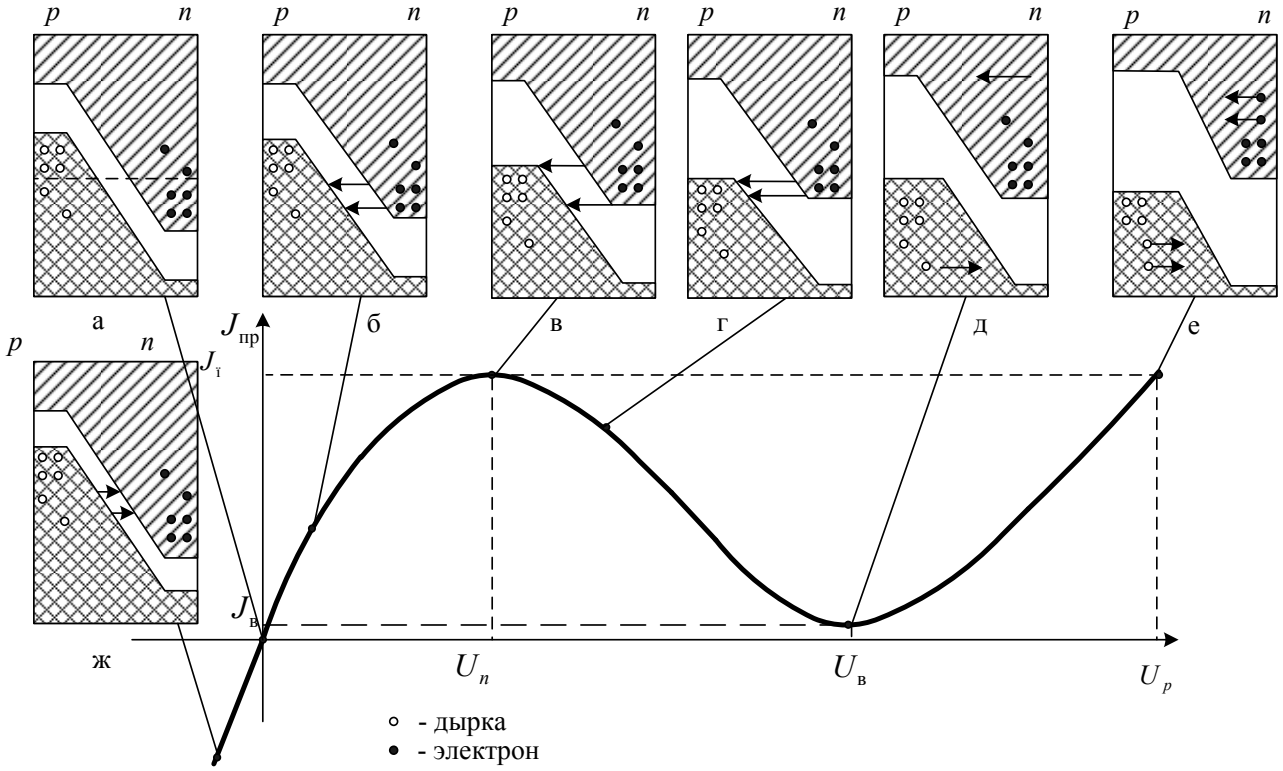
Такими условиями являются следующие:

1. Напряженность поля на переходе должна быть $\sim 10^8 \, В/см$, что возможно при очень узких p-n переходах (0,01…0,02 мкм).
2. По обе стороны перехода должны существовать изомерные энергетические уровни — свободные и занятые. Электрон переходит с занятого уровня одной зоны на свободный уровень другой зоны без изменения своей энергии.

Высокая концентрация примесей в прилегающих к p-n переходу областях приводит не только к сужению его ширины (до 0,01 мкм), но и к расщеплению

примесных энергетических уровней с образованием примесных энергетических зон, которые примыкают к зоне проводимости в n-области и к валентной зоне в p-области. При этом дно зоны в n-области располагается ниже верхней границы валентной зоны p-области.

Таким образом, валентная зона и зона проводимости перекрываются (рис. а).



Как было ранее отмечено, для прохождения электронов чрез переход за счет туннельного эффекта необходимо, чтобы против занятых электронами уровней по одну сторону перехода имелись свободные уровни по другую сторону перехода.

При отсутствии внешнего напряжения ($U_{пр} = 0$) существуют условия для туннельного прохождения электронов слева направо, и наоборот, и через переход протекает два встречных потока электронов, уравновешивающих друг друга. Слева направо переходят валентные электроны на свободные уровни в зоне проводимости. Справа налево переходят электроны проводимости на свободные уровни в валентной зоне. Результирующий туннельный ток равен нулю (рис. а).

При повышении прямого напряжения от 0 до 0,1В происходит уменьшение высоты потенциального барьера p-n перехода или смещение энергетических зон (зона проводимости n-области сместится вверх по отношению к валентной зоне p-области). В этом случае свободные энергетические уровни p-области (занятые дырками) оказываются на одной высоте по энергетической диаграмме или при одних и тех же значениях с энергетическими уровнями n-области, занятыми электронами (рис. б). Поэтому будет происходить преимущественное туннелирование электронов из n-области в p-область.

При прямом напряжении на диоде ($U_{\text{пр}} = U_{\text{n}} = 0,22B$), когда свободные энергетические уровни валентной и примесной зон p-области окажутся на одной высоте с энергетическими уровнями зоны проводимости и примесной зоны n-области, занятыми электронами, туннельный ток будет максимальным (рис. в).

При дальнейшем увеличении прямого напряжения на диоде туннельный ток через диод будет уменьшаться, так как из-за смещения энергетических зон будет уменьшаться количество электронов, способных туннелировать из n-области в p-область.

Туннельный ток через диод окажется равным нулю при некотором еще большем прямом напряжении, когда из-за относительного смещения энергетических зон n- и p-областей для свободных электронов n-области не будет свободных энергетических уровней в p-области (рис. д). Однако при этом через диод будет проходить прямой ток, обусловленный переходом носителей заряда через понизившийся потенциальный барьер p-n перехода, т.е. ток диффузии (как в обычных выпрямительных диодах), который быстро растет с повышением прямого напряжения (рис. е). При обратном напряжении на ТД энергетическая зона полупроводника n-типа опускается вниз, а полупроводника p-типа поднимается вверх. Перекрытие увеличивается, что приводит к росту обратного туннельного тока, поскольку возникают условия для свободного туннелирования валентных электронов p-области в зону проводимости n-области. Величина обратного тока зависит от величины обратного напряжения, с увеличением которого энергетические зоны n- и p- области смещаются сильнее. Одностороння проводимость p-n перехода при туннельном эффекте полностью отсутствует (рис. ж).

Т.о., на ВАХ ТД можно выделить две ветви: туннельные (восходящую и нисходящую) и диффузионную ветвь. На туннельном участке при прямом напряжении на ТД через p-n переход, кроме туннельного тока, протекает и диффузионный ток $I_{\text{диф}}$, создаваемый перемещением электронов и дырок проводимости.

Однако в вырожденных полупроводниках он на несколько порядков меньше тока в обычном p-n переходе. Это объясняется весьма малой концентрацией неосновных носителей из-за увеличения концентрации примесей. При напряжении $\text{U}_{\text{пр}} \geq \text{U}_{\text{в}}$ полный ток через p-n переход ТД определяется только диффузионным током.

Основная особенность ВАХ туннельного диода состоит в том, что в интервале от U_n до $U_{\text{в}}$ с ростом напряжения ток падает. Следовательно, на этом участке p-n переход оказывает току некоторое отрицательное сопротивление, называемое дифференциальным, или динамическим.

$$r_{\partial} = -\text{R} = \frac{+\Delta\text{U}}{-\Delta\text{I}} = \frac{U_{в} - U_{n}}{I_{в} - I_{n}}.$$

Уменьшение тока с ростом напряжения эквивалентно сдвигу фазы между указанными величинами на 180˚.

Поэтому мощность сигнала, равная произведению тока на напряжение, будет иметь отрицательный знак. Это показывает, что отрицательное сопротивление не потребляет мощности сигнала, а отдает его во внешнюю цепь. С помощью отрицательного сопротивления можно скомпенсировать потери, вносимые в схему положительным сопротивлением, и, таким образом, в зависимости от поставленной задачи, осуществить усиление, генерирование или преобразование электрических сигналов. На этом явлении основано действие ТД, на основе которых создают усилители, генераторы СВЧ колебаний, а также различные быстродействующие импульсные устройства-триггеры, мультивибраторы и др.

Параметры ТД. В качестве параметров ТД используются напряжения и токи, характеризующие особые точки его ВАХ, а также емкость, отрицательное дифференциальное сопротивление диода $C_д$, $r_д$.

— пиковый ток I_n — прямой ток в точке максимума ВАХ ($I_n = (0{,}1...0{,}01)$ мА);

— напряжение пика U_n — прямое напряжение, соответствующее пиковому току ($U_n = (40...150)$ мВ);

— ток впадины $I_в$ — прямой ток в точке минимума ВАХ;

— напряжение впадины ($U_в = (250...500)$мВ);

— отношение токов ТД $\frac{I_п}{I_в}$. Для ТД из арсенида галлия $\frac{I_п}{I_в} \geq 10$, для германиевых ТД $\frac{I_п}{I_в} = 3...6$.

— Напряжение раствора $U_р$ — прямое напряжение на второй восходящей ветви при токе, равном пиковому;

— емкость диода $C_д$= (1…10) пФ, ограничивающая частотный диапазон его работы;

— отрицательное дифференциальное сопротивление $r_д = \frac{U_в - U_п}{I_в - I_п}$, Ом.

Кроме того, к параметрам диодов относятся и предельные параметры: $I_{пр..max}$, $I_{обр..max}$, $U_{пр.max}$.

Достоинства туннельных диодов.

1. Высокое быстродействие, определяемое тем, что туннельный переход носителей заряда происходит со скоростью существенно большей, чем скорости диффузии и дрейфы, характерные для обычных диодов. Это обеспечивает способность ТД усиливать, генерировать и преобразовывать СВЧ-колебания до частот нескольких сотен гигагерц, что соответствует миллиметровому диапазону волн.
2. Усилители на ТД обладают очень высоким коэффициентом усиления и сравнительно низким уровнем собственных шумов.

3. Ничтожно малая мощность питания (в сотни раз меньше, чем у транзисторов, включенных в аналогичную схему).

4. Могут работать в более широком интервале рабочих температур (до +200…+600˚С), чем обычные диоды, и при более высоких уровнях радиации. Это объясняется тем, что туннельный ток практически не зависит от температуры и уровня радиации.

5. Очень малые габаритные размеры и масса.

Недостатки и применение туннельных диодов.

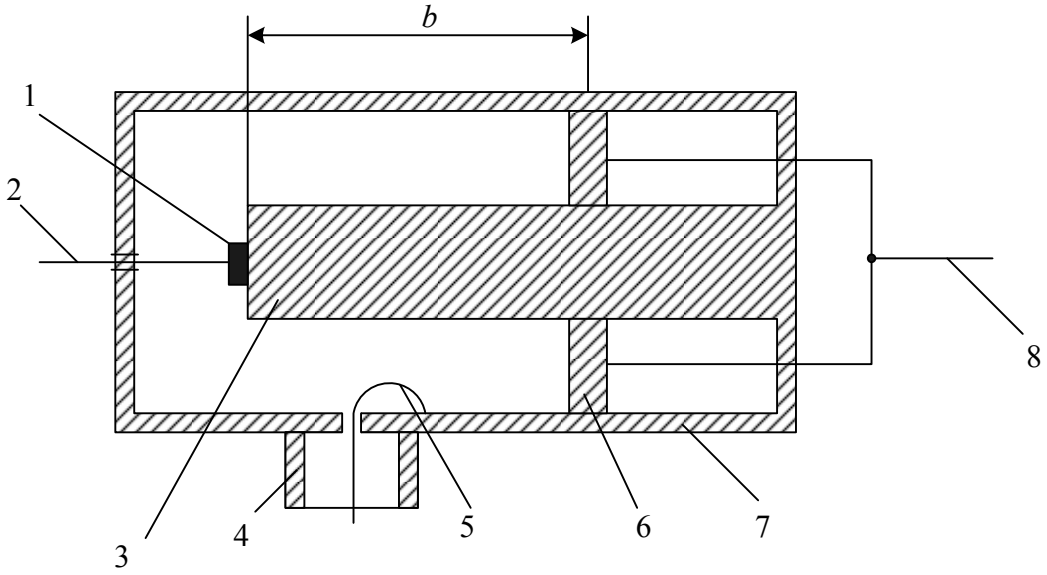
Основным недостатком туннельных диодов является малая выходная (полезная) мощность, т.к. их рабочий участок на ВАХ расположен в диапазоне значительно более низких напряжений (десятые доли вольта), чем в других полупроводниковых приборах. Кроме того, они требуют для работы высокостабильных источников питающих напряжений.

Из-за малой мощности генераторы на ТД в последнее время вытесняются генераторами на диодах Ганна и ЛПД, и области применения ТД будут, по-видимому, ограничены малошумящими усилителями СВЧ и быстродействующими импульсными схемами. Разновидностью ТД является обращенные диоды, которые обладают туннельным эффектом только при обратном их включении.

Для использования ТД на СВЧ принимаются меры по уменьшению емкости перехода до 0,1-0,5 пФ, индуктивности выводов до 0,1-0,3 нГ и емкости корпуса до 0,1-0,4 пФ.

Генераторы СВЧ на ТД в сантиметровом диапазоне имеют выходную мощность несколько милливатт. В миллиметровом диапазоне – десяток микроватт.

ГИ302А, ГИ302Г – германиевые ТД, АИ301А, АИ301Г – ТД из арсенида галлия.

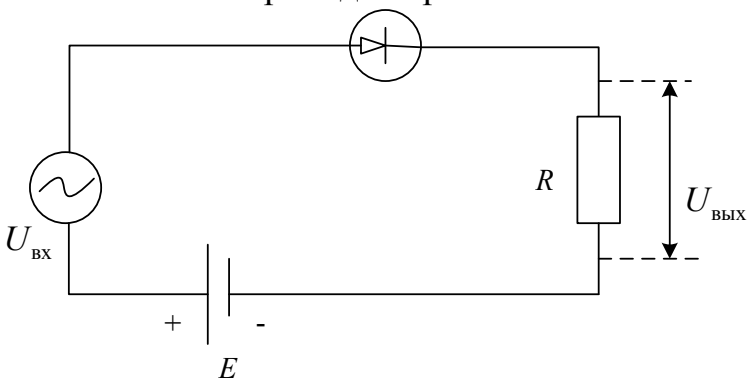


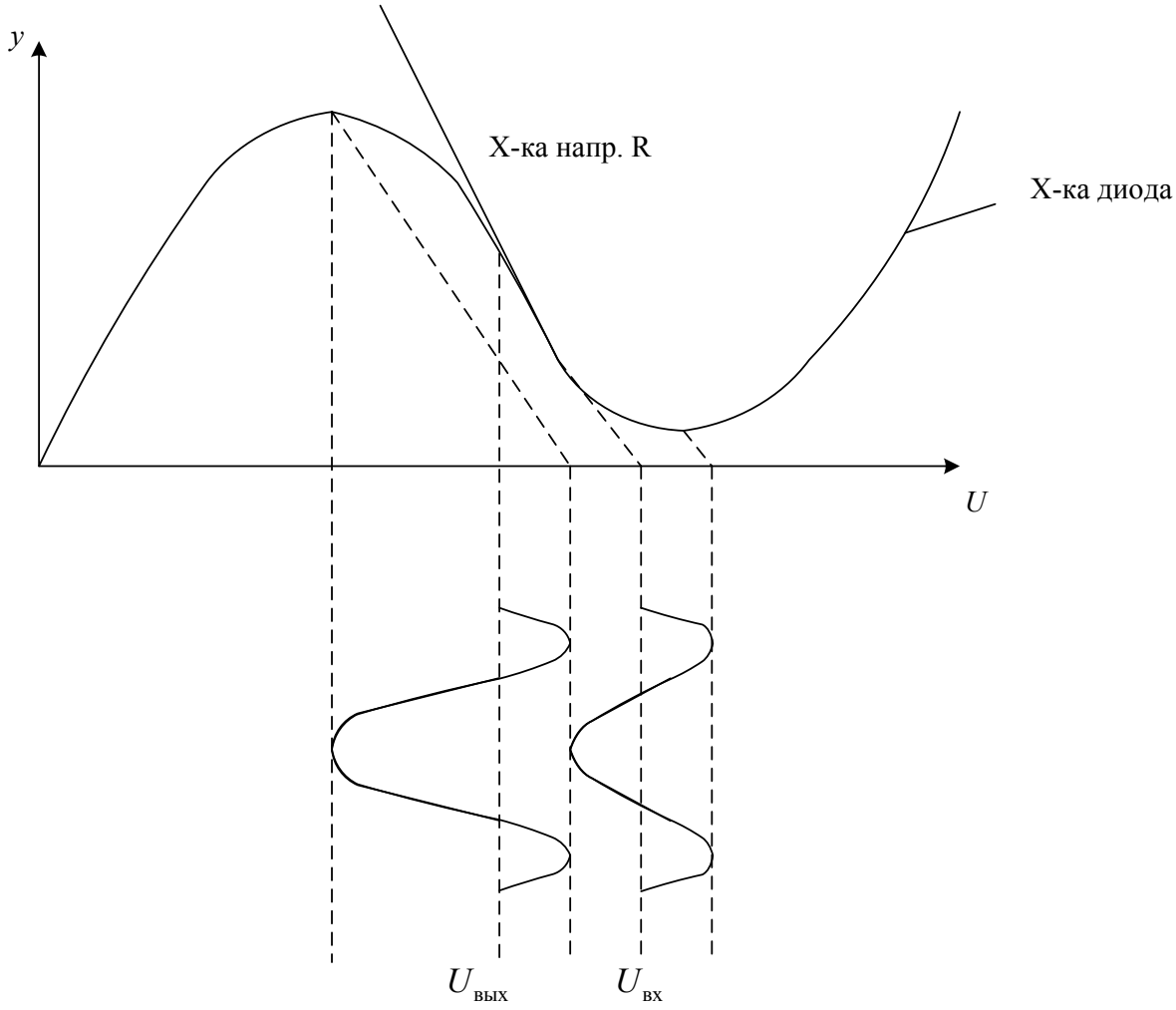
Длина резонатора $l = \frac{\lambda}{2\pi}\operatorname{arctg}\frac{1}{\omega\rho C}$.

λ — длина волны генерируемых колебаний, ω — их угловая частота, ρ — волновое сопротивление резонатора, C — емкость диода.

Конструкция СВЧ генератора на ТД.

1 — ТД, 2 — вывод цепи смещения, 3, 6 — проводник коаксиального резонатора, 4 — выходная коаксиальная линия, 5 — петля связи, 7 — коротко замыкающий поршень, 8 — механизм привода поршня.





Применение ТД как усилителя.

5.4. Диоды с барьером Шотки (ДБШ).

В этих диодах используется контакт металл-полупроводник. Рассмотрим особенности работы ДБШ на основе контакта металла с полупроводником n-

типа. Если работа выхода электронов из полупроводника меньше работы выхода из металла, то начавшееся движение электронов из полупроводника в металл приведет к созданию контактной разности потенциалов.

В состоянии равновесия поток электронов (основных носителей полупроводника) в металл уравновешивается потоком электронов из металла в полупроводник.

В отличие от p-n-перехода, здесь уравновешиваются потоки основных носителей каждой области, поэтому говорят, что ДБШ работают на основных носителях заряда, а влиянием неосновных (дырок) можно пренебречь.

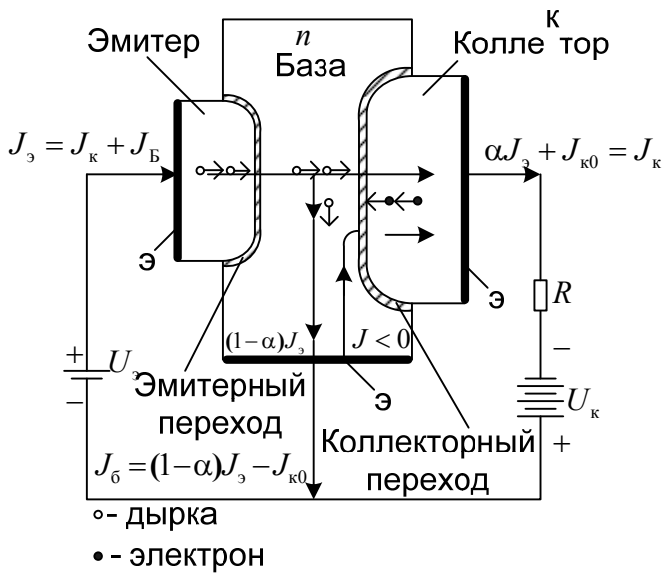
В ДБШ отсутствует накопление неосновных носителей заряда в областях диода при прямом напряжении и рассасывание этого заряда при изменении знака напряжения. Это улучшает быстродействие диода, т.е. частотные и импульсные свойства. Время восстановления обратного сопротивления с ДБШ при использовании кремния и золота – примерно 10 нс и меньше.

Достоинством ДБШ при современном уровне технологий является также то, что его вольтамперная характеристика оказывается очень близкой к характеристике идеализированного p-n-перехода. В формуле $I = I_0[\exp(e^{U}\!\!\diagup\!\!_{\eta} kT) - 1]$ коэффициент η близок к единице ($\eta \approx 1,04$), в то время как у обычных диодов $\eta = 1,5...2,5$. Это означает, что прямая ветвь характеристики ДБШ идет круче, чем у обычных диодов. Уровень шумов ДБШ оказывается меньше, чем в аналогичных по применению точечных диодов на p-n переходах.

Применяются ДБШ в качестве детекторных и смесительных диодов вплоть до миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн. Изготовляются они из арсенида галлия. Для уменьшения емкости диаметр контакта уменьшается до 1 мкм и менее. Смесители на ДБШ используются до 300 ГГц. На частоте 170 ГГц коэффициент шума ДБШ $K_ø = 4,8 \div 5,5 äÁ$, а охлаждение до 20К снижает его примерно вдвое.

Диоды с барьером Шотки могут быть использованы для умножения и преобразования частоты. Умножение может быть основано как на нелинейной зависимости сопротивления диода от напряжения (нелинейные сопротивления), так и на нелинейной зависимости емкости от напряжения (нелинейная емкость). Эффективность умножения при использовании ДБШ на основе *GaAs* примерно в 3 раза выше, чем у кремниевых диодов ($f_{âõ} = (3...4)\,ÃÃö$, кратность умножения — 3). Особенно существенны преимущества ДБШ при преобразовании слабых сигналов. Эти диоды используются также и как быстродействующие переключательные диоды, и как варикапы.

5.5. Биполярные транзисторы.



Транзистором называют трехэлектродный полупроводниковый прибор, имеющий два взаимодействующих электроно-дырочных перехода.

Различают транзисторы типа p-n-p и типа n-p-n. Принцип действия обоих типов транзисторов одинаков. Жирная линия — электроды Э создают омический контакт эмиттерной, базовой и коллекторной области с соответствующими выводами.

На эмиттер для обеспечения режима инжекции подается прямое напряжение $U_{э}$, а на коллектор, работающий в режиме экстракции — обратное напряжение $U_{к}$. Общая точка эмиттерной и коллекторной цепей соединена с базовым электродом. Такое включение транзистора носит название схемы с общей базой.

Толщина базы в транзисторе значительно меньше диффузионной длины дырок, благодаря этому основная часть дырок, инжектируемых эмиттером, пролетает сквозь базу до коллекторного перехода. Здесь дырки увлекаются полем коллекторного перехода, включенного в обратном направлении, и создают в его цепи ток, величина которого пропорциональна количеству дырок, достигающих коллектора, т.е. эмиттерному току $I_э$.

$$I_к^{'} = \alpha \cdot I_э$$

Коэффициент пропорциональности α носит название коэффициента передачи тока эмиттера. При достаточно тонкой базе, когда потери дырок за счет рекомбинации их в базе малы, коэффициент передачи тока может доходить до 0,99…0,999.

Кроме того, в цепи коллектора протекает собственный обратный ток коллекторного перехода $I_{к0}$, обусловленный неосновными носителями заряда коллекторной области $I_{к0} << \alpha \cdot I_э$. Полный ток коллектора $I_к = \alpha \cdot I_э + I_{к0}$. Связь между токами транзистора $I_э, I_к, I_б$ определяется первым законом Кирхгоффа $I_э - I_к - I_б = 0$.

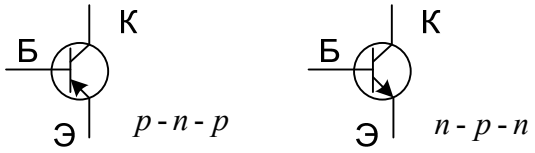
Из этого уравнения при $I_{к0} \approx 0$ определяется ток базы

$$I_б = I_э - I_к = \frac{I_к}{\alpha} = \frac{1-\alpha}{\alpha} I_к .$$

Так как в базе число рекомбинаций мало, то и ток базы имеет малую величину.

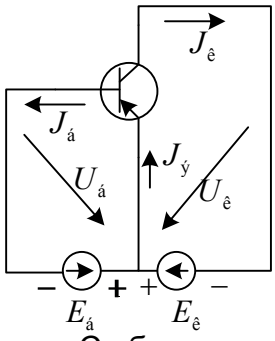
Коэффициент передачи тока базы β. $\beta = \frac{I_к}{I_б} = \frac{\alpha}{1-\alpha}$. Так как α — мало отличается от единицы, то $\beta >> 1$. Поэтому при управлении базовым током имеет место усиление тока $I_к = \beta \cdot I_б$.

Условные графические обозначения:

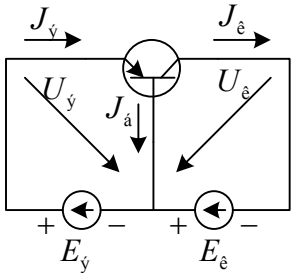


Для маркировки типов биполярных транзисторов используют буквенно-цифровые коды. По действующему стандарту первая буква или цифра кода обозначает тип полупроводника: 1 или Г — германий, 2 или К — кремний, 3 или А — соединения галлия. Второй элемент маркировки — буква Т. Третий элемент — цифра от 1 до 9 — характеризует предельную мощность, рассеиваемую транзистором при работе. $P_{\text{рас}}$ и граничную частоту коэффициента передачи тока $f_{\text{гр}}$. Граничной частотой называют такое ее значение, при котором $\beta = 1$. Остальные элементы маркировки характеризуют номер разработки.

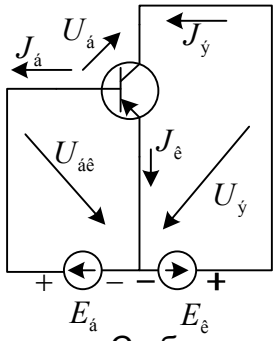
Существуют три типовые схемы включения биполярных транзисторов.



С общим эмитером (с ОЭ)



С общей базой (с ОБ)



С общим коллектором (с ОК)

Биполярные СВЧ транзисторы.

Граничная частота. Частотные свойства транзисторов обычно характеризуются граничной частотой $f_{гр}$, которая связана с временем задержки сигнала τ от эмиттера до коллектора:

$$f_{\text{гр}} = \frac{1}{2\pi\tau} \qquad (1)$$

Время задержки

$$\tau = \tau_{эп} + \tau_б + \tau_{к.п} + \tau_к , \qquad (2)$$

где $\tau_{\text{эп}}$ — время зарядки емкости эмиттерного перехода;

$\tau_б$ — время пролета носителей через базовую область;

$\tau_{к.п}$ — время задержки в коллекторном переходе, связанным с временем пролета;

$\tau_{к}$ — время зарядки емкости коллекторного перехода.

Уменьшение ширины базовой области примерно до 0,1 мкм снижает $\tau_{б}$ до единиц пикосекунд. В этом случае граничная частота в основном будет определяться $\tau_{э.п}$ и $\tau_{к.п}$, которые примерно равны 10 пс. Поэтому для увеличения $f_{гр}$ необходимо выдвигать дополнительные требования: уменьшение емкости эмиттерного перехода $C_{э.п.}$, ширины коллекторного перехода $d_{к}$ и сопротивление области $r_{к}$, влияющего на значение $\tau_{к}$.

Однако требования, предъявляемые к СВЧ транзисторам, противоречивы. Например, повышение концентрации примеси, необходимое для уменьшения ширины коллекторного перехода (уменьшение $d_{к}$), приводит к росту емкости этого перехода. Уменьшение площади перехода для снижения его емкости будет сопровождаться падением мощности транзистора, снижением напряжения пробоя, сопровождается уменьшением $d_{к}$.

Т.о., повышение граничной частоты биполярного транзистора сопровождается падением мощности и важнейшим ограничением является напряжение пробоя коллекторного перехода, которое зависит и от выбора полупроводникового материала.

Существующие конструктивные и технологические ограничения не позволяют сделать $f_{\text{гр.max}} > 20\text{ГГц}$.

При выборе полупроводникового материала предпочтение отдается кремнию по технологическим соображениям, хотя подвижность электронов в GaAs примерно в 4 раза больше, чем в кремнии.

Усилители на малошумящих биполярных транзисторах (БТ) конкурируют с малошумящими ЛБВ и превосходят последние по шумовым свойствам, габаритам, массе и долговечности. Выходная мощность мощных БТ при переходе от 1 до 4 ГГц падает от 35…40 до 5 Вт. Коэффициента усиления в этом диапазоне составляют 10…5 дБ. Применение в транзисторных СВЧ генераторах варикапов или ферритовых элементов для электрической перестройки частоты позволяет заменять ими ЛОВ.

Генераторы с варикапами обладают большой скоростью, но малой линейностью перестройки ($\pm 10\%$). Если в качестве феррита используется железо-иттриевый гранат (ЖИГ), то линейность перестройки высокая (примерно $\pm 0{,}3\%$), но скорость перестройки мала. Диапазон электрической перестройки частоты транзисторных СВЧ генераторов достигает октавы.

5.6. Полевые СВЧ транзисторы.

Полевым транзистором называется трехэлектродный полупроводниковый прибор, в котором ток создают основные носители заряда под действием продольного электрического поля, а управление величиной тока осуществляется

поперечным электрическим полем, изменяющим сопротивление токопроводящего слоя путем изменения его поперечного сечения.

Наряду с термином «полевой транзистор» подчеркивающим полевой характер управления током прибора, в технической литературе используются также термины «униполярный», или «канальный», транзистор.

Термин «канальный» подчеркивает, что в основе принципа работы лежит протекание электрического тока по проводящему слою («каналу») поперечное сечение которого может изменяться под действием управляющих сигналов.

Все полевые транзисторы (ПТ) по своим конструктивным особенностям можно разделить на две группы:

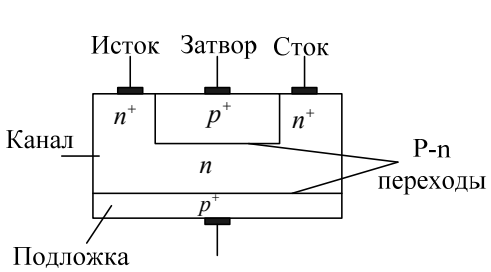
— полевые транзисторы с управляющим p-n переходом;

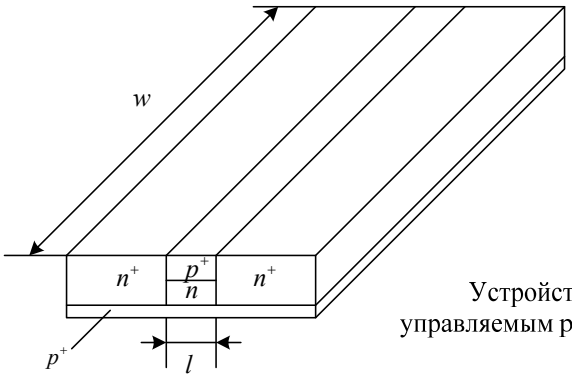
— полевые транзисторы с изолированным затвором.

В качестве основного материала для изготовления ПТ используют кремний, германий или арсенид галлия.

Маркировка: Первая буква или цифра обозначает тип полупроводника: 1 или Г, 2 или К, 3 или А. Второй элемент – буква П. Третий элемент – цифра от 1 до 9. Остальные элементы кода характеризуют номер разработки.

Полевые транзисторы с управляющим p-n переходом (p-n затвором).



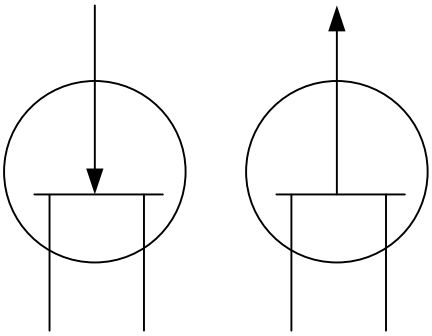


Устройство ПТ с управляемым p-n переходом.

На подложке из p-кремния формируется тонкий слой полупроводника n-типа, выполняющего функции канала, т.е. токопроводящей области, сопротивление которой регулируется электрическим полем. Канал изолирован p-n переходами. Как от подложки, так и от находящегося над ним затвора-электрода, под которым создастся электрическая поле, изменяющее сечение канала. На противоположных концах канала находятся исток и сток — сильно легированные n-области, с помощью которых канал включается в цепь управляемого тока. Длину канала l делают очень маленькой (единицы микрометров), для того чтобы сократить время прохождения носителей заряда от истока к стоку и тем самым повысить быстродействие прибора. Ширину канала w делают большой (в сотни и тысячи раз больше длины), для того, чтобы обеспечить возможность пропускания через прибор больших токов.

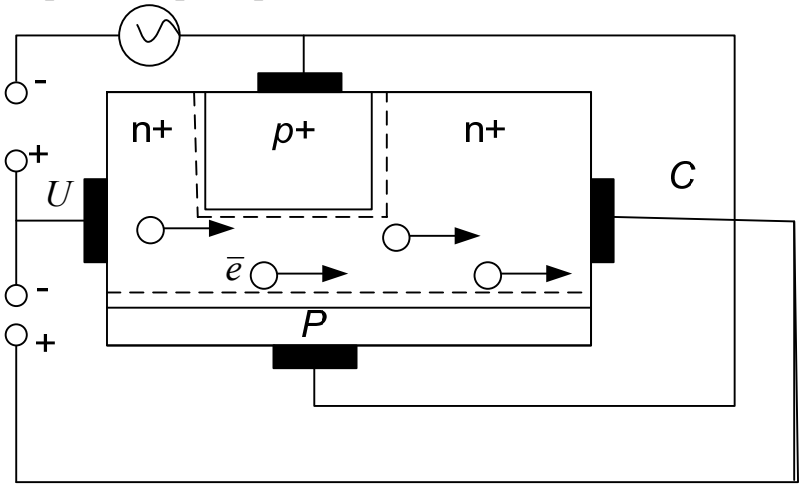
В радиотехнике применяются и полевые транзисторы с каналом типа p. Они имеют также же устройство, но отличаются противоположным типом проводимости областей подложки, канала и затвора, а также полярностью питающих напряжений.

Условно графические обозначения ПТ с управляющим p-n переходом график



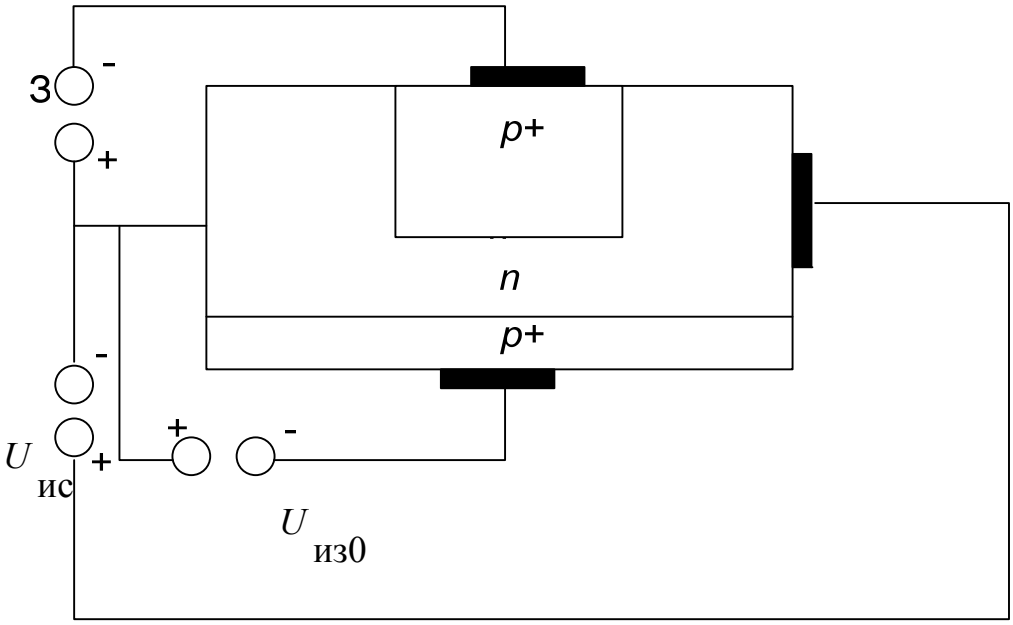
Исток сток Исток сток
С *p*- каналом с *n*-каналом

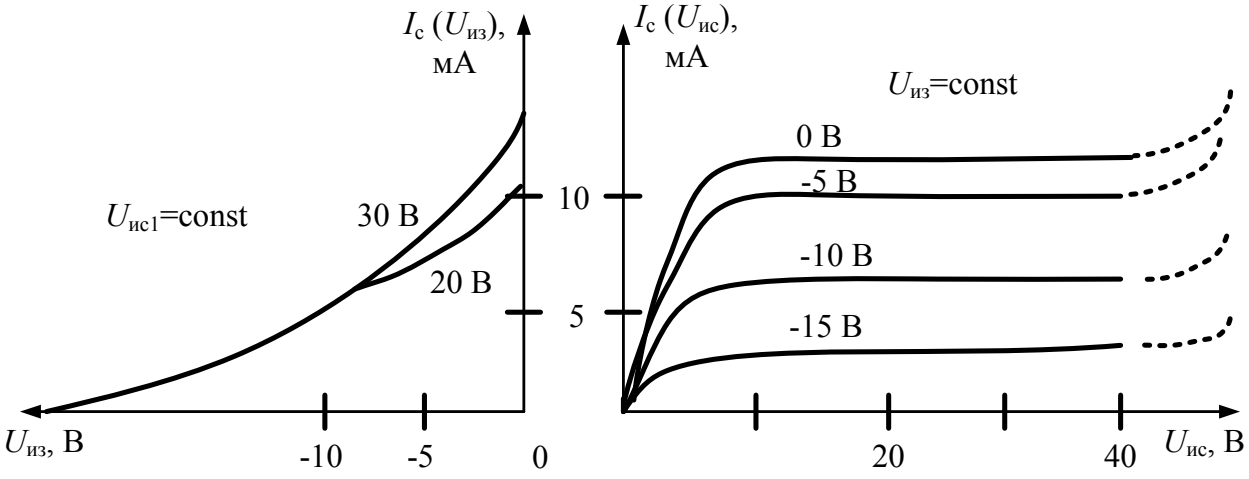
Принцип действия полевого транзистора с управляющим p-n переходом может быть рассмотрен на примере схемы.



К электродам исток-сток прикладывается напряжение $U_{ис}$., которое и предопределяет направленное движение основных носителей заряда (здесь — электронов) из высоколегированной области истока по каналу к области стока. К затвору и подложке приложено обратное напряжение Uиз и изменяющееся напряжение входного сигнала $U_{вх}$, причем амплитуда последнего не превышает по абсолютной величине напряжение Uиз (т.е. $|U_{твх}| < |U_{из}|$).

Изменение величин обратного напряжения на затворе и подложке вызывает соответствующее изменение толщины верхнего и нижнего p-n переходов и, как следствие, площади поперечного сечения канала. В частности, расширение управляющих p-n переходов уменьшает площадь поперечного сечения канала, увеличивает его электрическое сопротивление и уменьшает стоковый ток. В рассмотренном примере подложка, по существу, выполняет функции второго затвора. Если же напряжение на подложке не зависит от входного сигнала и в процессе работы остается постоянным (рис.), то с ее помощью устанавливается лишь исходный уровень сечения канала, а, следовательно, и стокового тока.



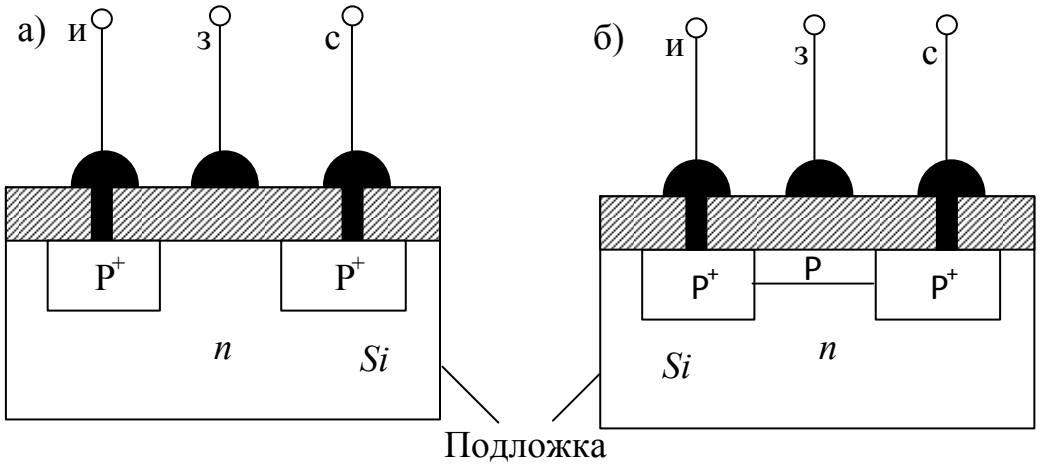


Стокозатворные (управляющие) характеристики

Работа транзистора обычно происходит на похожих участках стоковой хар-ки

Полевые транзисторы с изолированным затвором

Дальнейшим развитием полевых транзисторов являются транзисторы с изолированным затвором (рис).



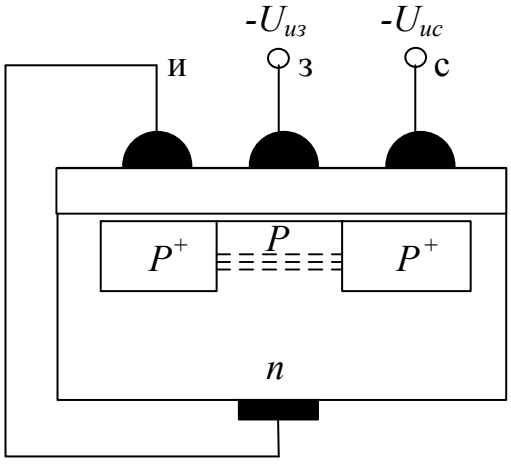
Устройство ПТ с индуцированным (а) и встроенным (б) каналами

В кристалле полупроводника, например, типа n с относительно высоким удельным сопротивлением создается две сильно легированные области с противоположным типом электропроводности (например, типа p), расстояние между которыми составляют всего несколько микрометров. К этим областям подведены металлические электроды – исток и сток. Поверхность кристалла полупроводника между истоком и стоком покрыта тонким (порядка 0,1 мкм) слоем диэлектрика, на который нанесен еще один металлический электрод – затвор, не имеющий гальванической связи с подложкой. Сформированная система из металла, диэлектрика и полупроводника получила название МДП-структуры.

ПТ с изолированным затвором, в котором в качестве изолирующего слоя используется оксид полупроводника подложки (например, SiO_2), получил название МОП-транзистора, т.е. транзистора со структурой металл-оксид-полупроводник. Необходимо отметить, что изоляция кристалла от затвора путем описания полупроводника оказывается весьма технологичной, чем и объясняется широкое применение МОП-структур не только в производстве ПТ, но и при изготовлении интегральных микросхем.

В радиотехнике выделяют две разновидности МДП-транзисторов: с индуцированным (инверсным) каналом и со встроенным (собственным) каналом.

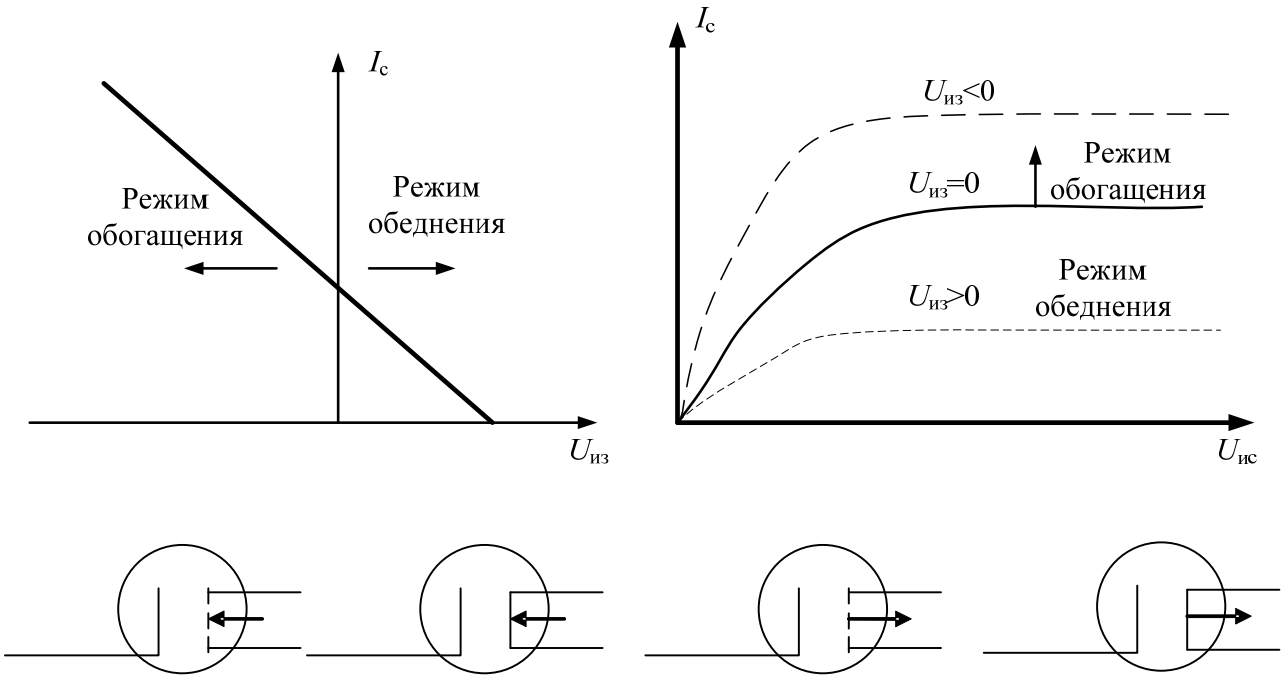
Рассмотрим принцип действия МДП-транзистора с индуцированным каналом и подложкой n-типа.



При отсутствии напряжения на затворе относительно истока ($U_{из}$=0) и отрицательном напряжении на стоке ($|U_{ис}| \approx 5...20B$) ток стока оказывается ничтожно мал. Он представляет собой обратный ток p-n перехода между подложкой и сильно легированной областью стока. В этих условиях сопротивление участка подложки между истоком и стоком очень велико.

Если же подать на затвор достаточно большое отрицательное напряжение ($|U_{из}| \approx 5...20B$), то электрическое поле проникает через слой диэлектрика в полупроводник и «вытягивает» дырки прежде всего из сильнолегированных p-областей истока и стока, а также, в какой-то мере, из подложки. В этих условиях в тонком приповерхностном слое подложки меняется тип электропроводности и образуется (индуцируется) p-канал (помечен пунктиром), сопротивление которого для дырок на участки исток-сток оказывается незначительным. Транзистор открывается, и стоковый ток резко возрастает.

При изменении напряжения на затворе (т.е. во входной цепи транзистора) проникающее под слой диэлектрика поле изменяет ширину канала. В частности, для рассматриваемой структуры с n-подложкой повышение отрицательного напряжения будет увеличивать собственную ширину канала, уменьшать его сопротивление, а, следовательно, и увеличивать стоковый ток. Транзистор работает в режиме обогащения. Положительные напряжения на затворе, наоборот, уменьшают ширину канала, увеличивают его сопротивление и тем самым уменьшают стоковый ток. Транзистор работает в режиме обеднения.



а) б) в) г)

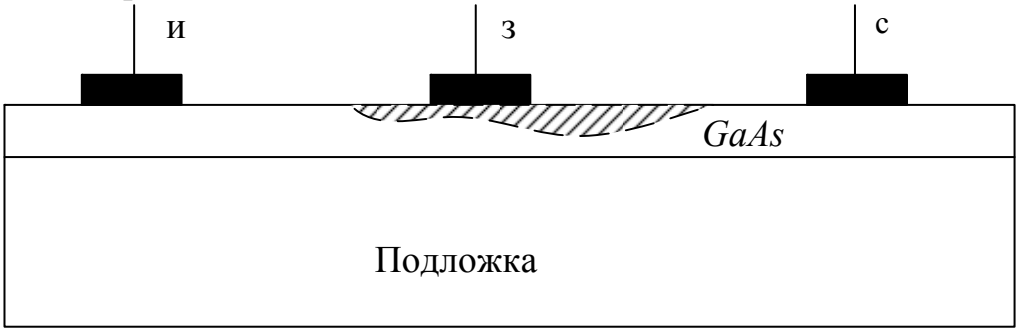
МДП – транзистор : а) — с индуцированным n-каналом ; б) — со встроенным n-каналом ; в) — с индуцированным p-каналом ; г) — с индуцированным p-каналом

Транзисторы с изолированным затвором изготовляют по планарной технологии. Они обладают следующими конструктивными параметрами: длина канала l=(2…10) мкм, ширина канала w=(100…5000) мкм, толщина изолирующего слоя затвора $\delta = (0{,}1...0{,}2)$ мкм, толщина канала $z = (0{,}1...1)$ мкм.

Достоинства ПТ:

1. Высокое входное сопротивление (с p-n переходом $(10^6...10^9)$ Ом, а в транзисторах с изолированным затвором $(10^{13}...10^{15})$ Ом).
2. Малый уровень собственных шумов.
3. Высокая устойчивость против температурных и радиоактивных воздействий.
4. Высокое быстродействие (малая инерционность).
5. Технологичность изготовления в составе интегральных схем.

В последние годы возросла роль полевых транзисторов в СВЧ диапазоне по сравнению с биполярными транзисторами в связи с разработкой полевых транзисторов с барьером Шотки на арсениде галлия. Устройство такого транзистора показано на рис.



Затвор представляет собой барьер Шотки, изготовленный на эпитаксиальной пленке из арсенида галлия n-типа. Пленка выращивается на полуизолирующей подложке из того же материала. Затвор, расположен между истоком и стоком, имеет обычно конфигурацию замкнутого конца или квадрата. Характерные размеры: ширина затвора (0,2…2) мкм, длина затвора (0,5…2) мкм, толщина эпитаксиальной пленки (0,15…0,5) мкм. Для получения оптических контактов истока и стока используются сплавы на основе золота и серебра с соответствующими легирующими добавками. Барьер Шотки получает нанесением металлов (платина, хром, никель, молибден и др.) или сплавов.

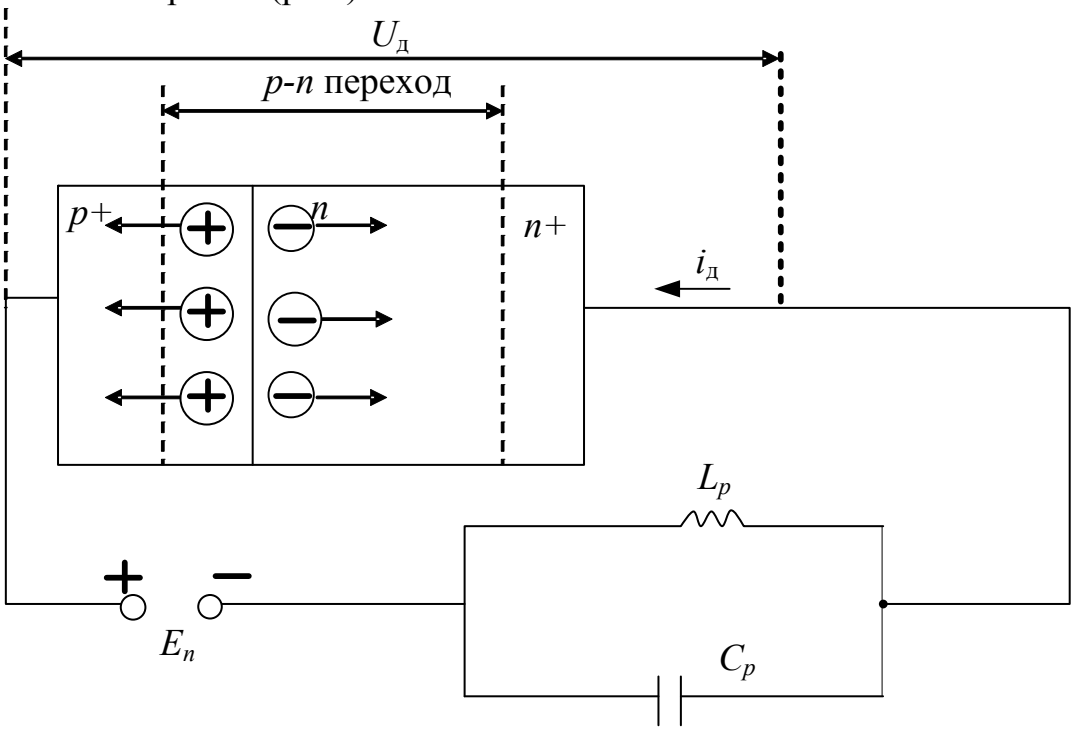
Резкое улучшение частотных свойств ПТ произошло благодаря применению арсенида галлия с высокой подвижностью электронов, уменьшение длины затвора до 1 мкм и использования более тонких и более высоколегированных эпитаксиальных пленок арсенида галлия.

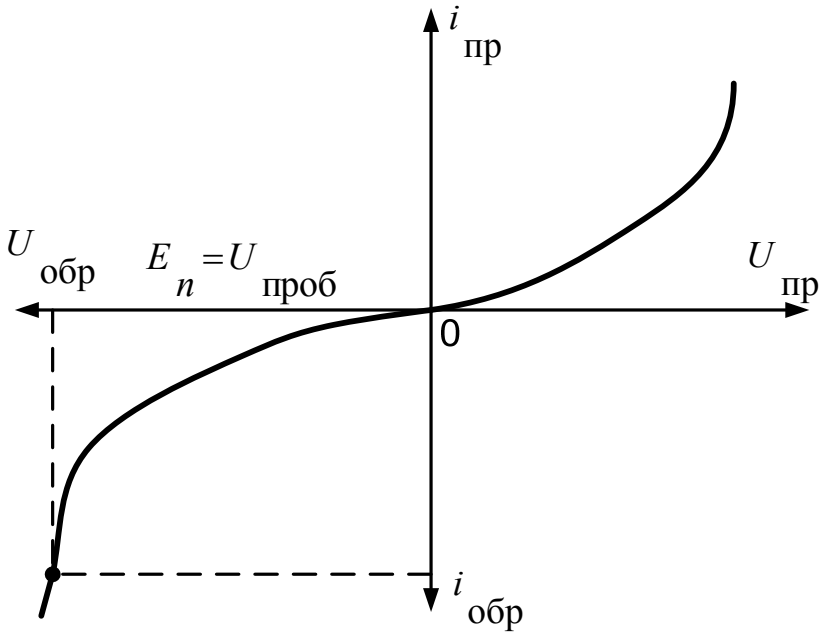
Наибольшее применение полевые транзисторы на GaAs с барьером Шотки нашли в малошумящих СВЧ усилителях. В диапазоне (4…20) ГГц они являются лучшими по шумовым и усилительным характеристикам, чем другие приборы того же назначения. Мощность полевых транзисторов на GaAs уже превышает мощность биполярных транзисторов (1,6 Вт, и КПД=45% на частоте

8 ГГц). Ожидается, что в 3-хсантиметровом диапазоне будет получена мощностью 10 Вт.

5.7. Лавинно-пролетные диоды (ЛПД)

ЛПД называются полупроводниковые диоды, работающие в режиме лавинного размножения носителей заряда при обратном смещении электрического перехода и предназначенные для генерации и усиления СВЧ-колебаний. Они выполняются из германия, кремния или арсенида галлия. Впервые ЛПД был создан в 1959 г. группой советских ученых под руководством А.С. Тагера на основе обнаружения эффекта генерации гармонических СВЧ-колебаний при лавинном пробое германиевых диодов. ЛПД обладает отрицательным дифференциальным сопротивлением в режиме лавинного пробоя. Однако в отличие от туннельного диода отрицательное сопротивление ЛПД проявляется только в динамическом режиме, при котором диод помещают в объемный резонатор (колебательную систему), настроенный на определенную частоту, и задают ему режим лавинного пробоя (рис.)





Статическая ВАХ ЛПД

Поэтому на статической ВАХ ЛПД нет участков с отрицательным сопротивлением.

В таком режиме ЛПД является генератором СВЧ-колебаний с частотами до нескольких десятков гигагерц. Появление отрицательного дифференциального сопротивления ЛПД возможно лишь на сравнительно узком участке диапазона СВЧ и объясняется сдвигом фаз между СВЧ напряжением, приложенным к диоду, и током, протекающим во внешней цепи. На других частотах сопротивление ЛПД положительное.

ЛПД создаются на широких электрических переходах, время движения носителей заряда в которых сравнимо с переходом рабочих СВЧ-колебаний. Они могут иметь различную полупроводниковую структуру: $p^+ - n - n^+$, $p^+ - i - n^+$, $p^+ - n - i - n^+$ (диоды Рида) и др. Принципы их работы в генераторах сходны.

Для примера рассмотрим образование отрицательного дифференциального сопротивления $r_д$ и принцип работы ЛПД со структурой $p^+ - n - n^+$.

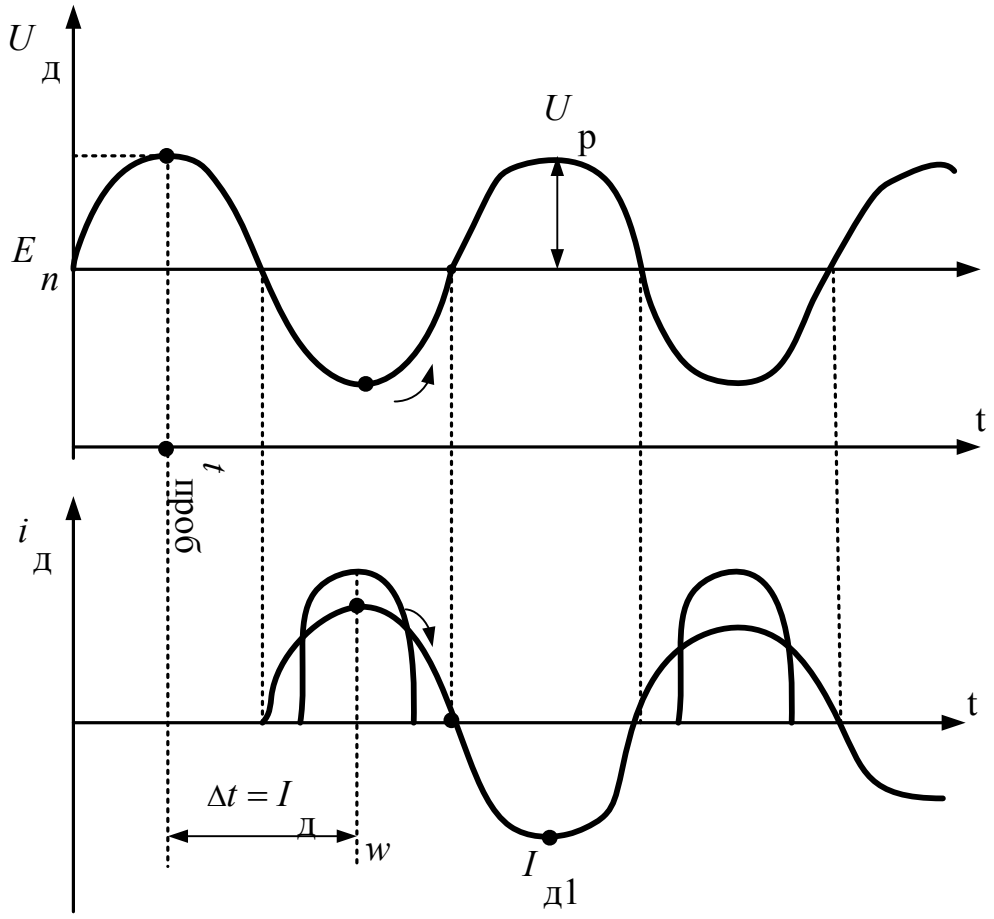
В рабочем режиме на ЛПД подается постоянное обратное напряжение от источника питания Еп несколько меньшее величины напряжения лавинного пробоя, т.е. Еп<Uпроб. При этом напряжении запорный слой перехода в ЛПД занимает всю n-область и небольшие участки в p^+ и n^+ областях. Кроме того, на диод подаются СВЧ-колебания небольшой амплитуды Up, возникающие в резонаторе при включении источника питания Еп. Таким образом, для возникновения лавинного электрического пробоя суммарное напряжение, действующее на диоде, должно в течение части периода СВЧ колебаний превышать напряжение пробоя, т.е.

$$U_д = E_n + \mathrm{U_р} \geq U_{\text{проб}}$$

Под действием положительной полуволны обратного напряжения (рис.) (имеется в виду, что эта полуволна соответствует возрастанию напряжения Uобр. на диоде) в режиме пробоя происходит лавинообразное нарастание тока – «электрическая лавина».

Электроны и дырки, образовавшиеся в результате лавинного пробоя, разделяются электрическим полем перехода. Дырки дрейфуют в p^+ область, и время их движения мало, а электроны движутся через протяженный n-слой в n^+ область и затрачивают на это большее время.

Вследствие инерционности процессов в полупроводниках, т.е. конечного времени образования лавины и пробега (дрейфа) носителей (электронов) через p-n переход, эта лавина достигает максимума с некоторым запаздыванием $\Delta t_з$ по отношению к вызвавшей ее положительной полуволне переменного напряжения.



В следующий период изменения напряжения, когда $U_д \geq U_{проб.}$, образуется новая «группа» носителей заряда. Таким образом, через диод протекает ток, имеющий форму кратковременных импульсов, следующих с частотой СВЧ-колебаний в резонаторе. Частоту настройки резонатора и параметры диода подбирают таким образом, чтобы фазовый сдвиг между первой гармоникой тока диода $I_{д1}$ и переменным напряжением на диоде был равен 180 градусов, что

соответствует времени запаздывания $\Delta t_з = \frac{T}{2}$ (T — период СВЧ-колебаний в резонаторе). Как видно из рис., на участке от $t_{\text{проб.}} + \frac{T}{2}$ до $t_{\text{проб.}} + \frac{3}{4}T$ с увеличением напряжения на диоде ток уменьшается (показано стрелками), и, следовательно, на этом участке проявляется отрицательное дифференциальное сопротивление.

$$r_д = \frac{\mathrm{d}U_д}{\mathrm{d}I_д} < 0 .$$

Если понизить либо повысить частоту настройки резонатора, то ток будет отставать на угол, меньший или больший, чем 180 градусов, и при некотором значении частоты эффект отрицательного дифференциального сопротивления может не наблюдаться. В целом, если за начало отсчета принять $t_{\text{проб}}$, отрицательное сопротивление появляется при изменение запаздывания в пределах $\frac{1}{4}T < \Delta t_З < \frac{3}{4}T$.

Для каждого типа ЛПД существует диапазон частот, в пределах которого он обладает отрицательным сопротивлением, что позволяет использовать ЛПД в качестве усилителя или генератора СВЧ колебаний с рабочими частотами до десятков гигагерц.

В СВЧ — диапазон в ЛПД преобладает дробовые шумы, которые при лавинном умножении значительно усиливаются. Поэтому уровень собственных шумов ЛПД существенно выше, чем других, СВЧ-диодов (например, диодов Ганна), что не позволяет использовать ЛПД в качестве усилителей слабых сигналов. Широкое применение ЛПД находят в генераторах СВЧ-сигналов диапазона 0,5-50 ГГц фиксированных антенных решеток (ФАР) и в генераторах шума.

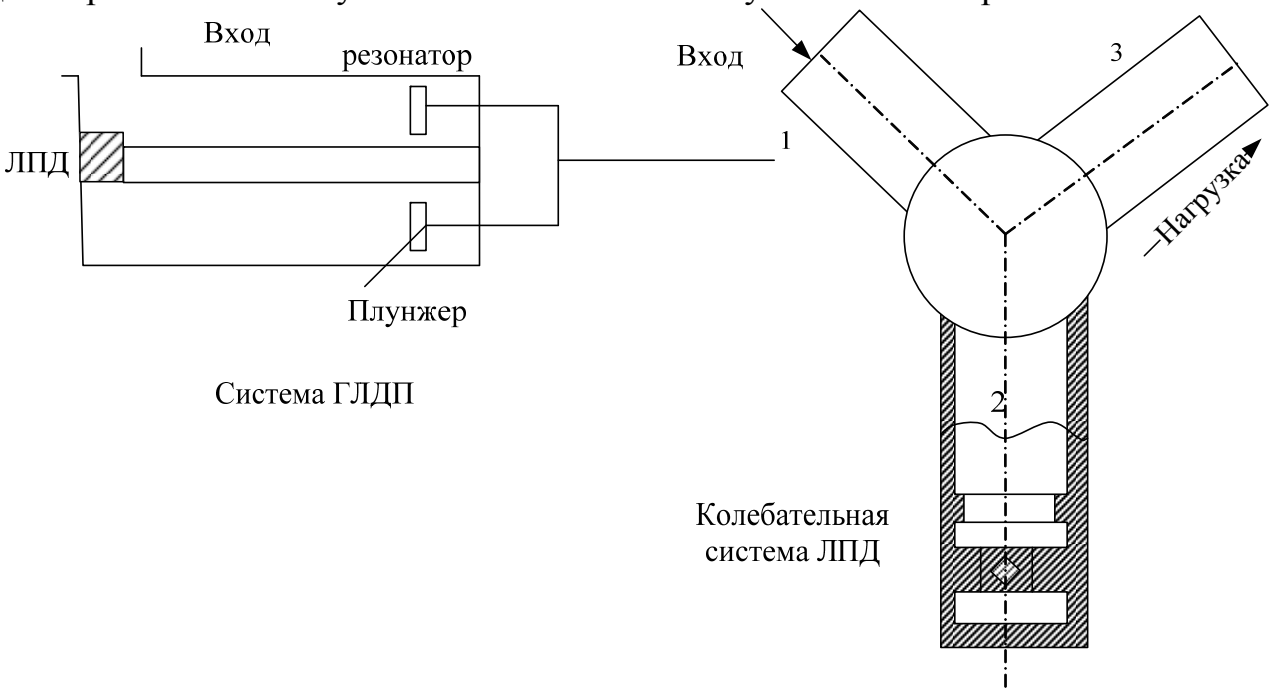
Основными параметрами ЛПД являются:

1. Выходная мощность Рвых=(10…100) мВт на частотах (7…50) ГГц. На более низких частотах (~1 ГГц) Рвых может достигать
2. Коэффициент полезного действия ЛПД несколько процентов на частотах (7…50) ГГц, а на более низких частотах (~1 ГГц) может достигать десятков процентов.
3. Пробивное напряжение Uпроб обычно не превышает 30В, но имеется приборы с $U_{\text{проб}}$=160 В. СВЧ-генератор на ЛПД обычно работает при напряжении, на (0,5…1) В превышающим пробивное.
4. Номинальный рабочий ток $I_{\text{ном}}$=(1…15) мА — обратный ток ЛПД, при котором обеспечивается выходная мощность генератора.
5. Максимально допустимый ток $I_{\text{max доп}}$ для германиевых ЛПД не превышает (15…20) мА.

Конструкция корпусов ЛПД рассчитана на установку в резонаторы или волноводные линии передачи СВЧ-энергии.

Для интегральных полосковых схем разработаны бескорпусные ЛПД с полосковыми выводами.

Существует минимальный пусковой ток, начиная с которого возможна генерация. При токе менее пускового обеспечивается усилительный режим.



В нагрузку поступает отраженный усиленный сигнал.

В пролетном режиме ЛПД отрицательное сопротивление существует в широкой области рабочих частот. Поэтому частоту генерации в генераторах на ЛПД можно изменять в пределах более октавы механической перестройкой колебательной системы. Широко используют также электрическую перестройку частоты, включая в колебательную систему СВЧ варикап или ферритовые элементы.

Режим работы ЛПД с захваченной плазмой

В этом режиме работы, открытом в 1967 г., получены высокие значения электронного КПД (более 50%), но однако на частотах в несколько раз меньших пролетной частоты.

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 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

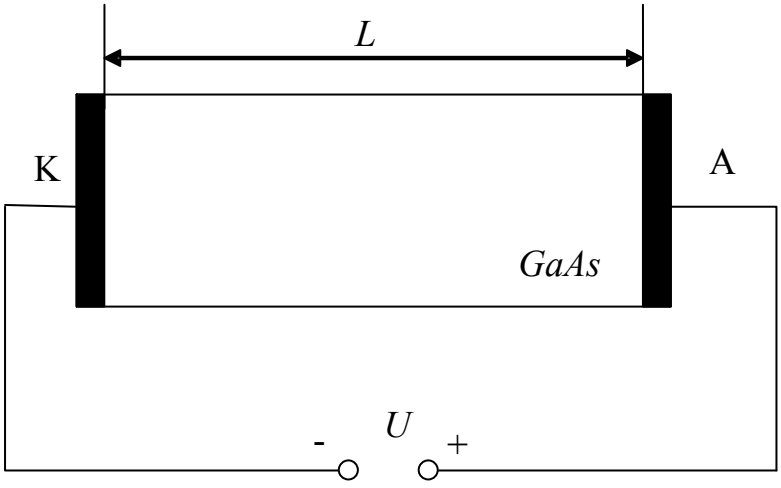
равно времени пролета в пролетном режиме, то частота колебаний в режиме с захваченной плазмой будет в два раза меньше пролетной частоты.

Увеличение времени пролета носителей в переходе (вследствие снижения напряжения на переходе) вызывает снижение частоты генерации. Однако достоинством ЛПД с захваченной плазмой является снижение потребляемой мощности вследствие понижения напряжения на диоде после возникновения плазмы, КПД в этих приборах увеличивается 30…50%. В импульсном режиме на частоте 3,2 ГГц получена мощность 150 Вт и КПД 21%, а на частоте 1,1 ГГц при пяти последовательно включенных диодах — 1,2 кВт и КПД около 26%. В непрерывном режиме работы мощность ЛПД с захваченной плазмой не превышает 5-10 Вт.

5.8. Полупроводниковые приборы с объемной неустойчивостью заряда (диоды Ганна)

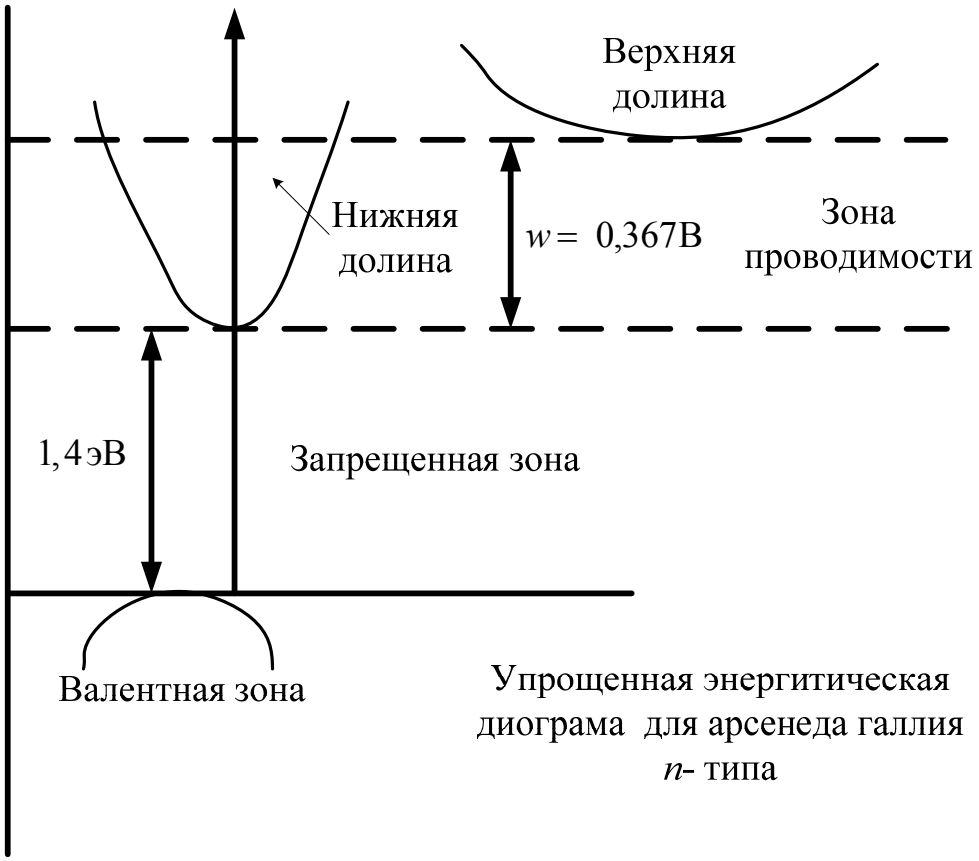
Диодом Ганна называется полупроводниковые диод, действие которого основано на появлении отрицательного дифференциального (динамического) сопротивления под влиянием сильного электрического поля и который предназначен для генерации и усиления СВЧ-колебаний. В 1963 г. американским ученым Ганном было обнаружено явление генерации электромагнитных СВЧ-колебаний в кристалле арсенида галлия под действием сильного постоянного электрического поля. Это явление впоследствии получило название эффекта Ганна. Диод Ганна представляет собой однородный полупроводниковый кристалл без p-n перехода с двумя омическими контактами. Электрод, на который подается положительное напряжение питания, называется анодом, а другой – катодом.

Рассмотрим сущность эффекта Ганна.



Ганном было обнаружено, что при напряженности постоянного электрического поля $E = \frac{U}{L} = 100\,\text{В/см}$, приложенного к кристаллу арсенида галлия, происходит периодическое изменение тока, проходящего через кристалл, с амплитудой, составляющей доли ампера. Явление это наблюдалось только в полупроводниковых кристаллах, которые имеют неоднородную структуру зоны прово-

димости. Эта зона не является однородной, а состоит из центрального минимума (нижней долины) и нескольких боковых минимумов (верхних долин). На рис. показана упрощенная структура арсенида галлия, где для удобства рассмотрения показано две долины.



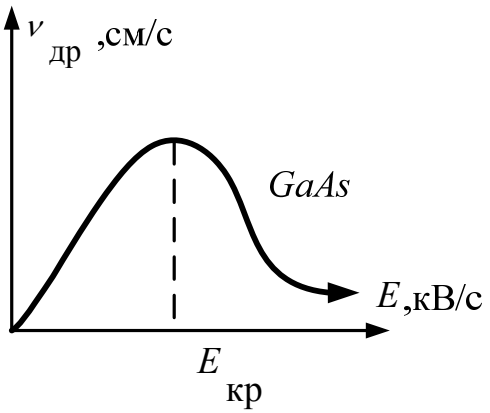
Свойства долин, как показывает квантовая теория, неодинаковы. Так, в верхней долине, соответствующей более высоким уровням энергии, эффективная масса электронов в несколько раз больше (соответственно их подвижность меньше), чем в нижней долине.

Под подвижностью μ понимается коэффициент пропорциональности между средней дрейфовой скоростью электрона $\upsilon_{др}$ и напряженностью приложенного электрического поля E, т.е. $\upsilon_{др} = \mu E$. Этот коэффициент характеризует «легкость», с которой электрон движется в заданной зоне проводимости.

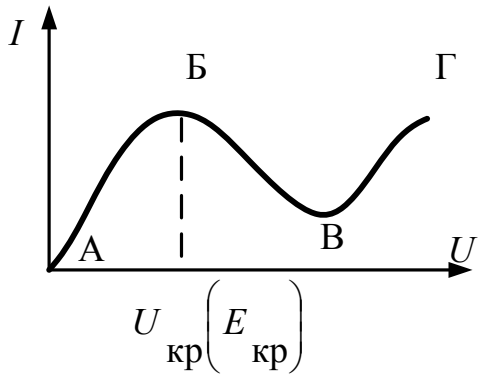
Эффект Ганна наблюдается к настоящему времени в более чем 20 полупроводниковых соединениях, однако для изготовления диодов Ганна наиболее широко используется арсенид галлия n-типа.

При отсутствии внешнего поля (U=0) или слабом поле электроны находятся в нижней долине, где они обладают более высокой подвижностью, и поэтому полупроводник имеет сравнительно высокую проводимость. Если увеличивать напряжение, приложенное к диоду, то сначала ток возрастает в соответствии с законом Ома. Электроны, приобретая в этом внешнем поле кинетическую энергию, будут переходить в верхнюю долину с малой подвижностью. Общая усредненная по всему образцу подвижность электронов определяется соотношением числа электронов, находящихся на нижней и верхней долинах

при данном внешнем поле. Поэтому, как только часть электронов начинает переходить на верхний уровень, так сразу же начинает замедляться рост средней дрейфовой скорости электронов, а при некоторой напряженности (порядка (3…3,3) кВ/см) рост скорости вообще прекращается.



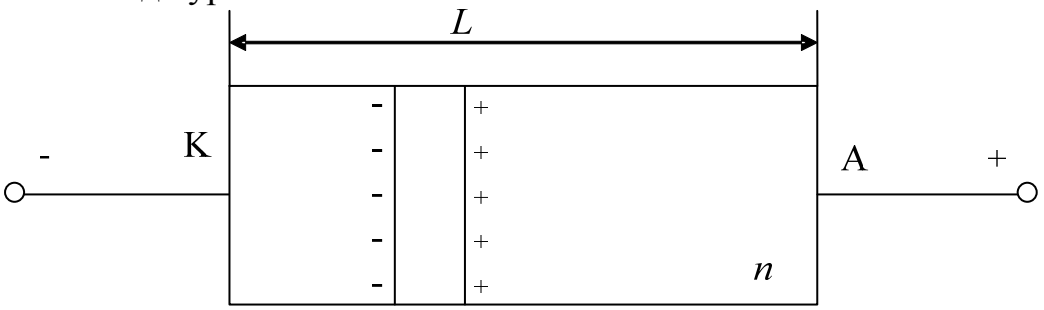
Это напряжение называется пороговым или критическим Uпор (Uкр). При напряжениях выше критического большинство электронов переходит в верхние долины с малой подвижностью частиц, а результирующая дрейфовая скорость начинает падать, несмотря на рост напряженности электрического поля. Вследствие уменьшения подвижности сопротивление полупроводника резко увеличивается. Ток уменьшается, и на вольтамперной характеристике возникает падающий участок, соответствующий отрицательному дифференциальному сопротивлению $r_{диф} = \frac{\Delta U}{-\Delta I}$ (участок БВ (рис.). Дальнейшее увеличение приложенного напряжения снова вызывает примерно пропорциональное возрастание тока (участок ВГ).



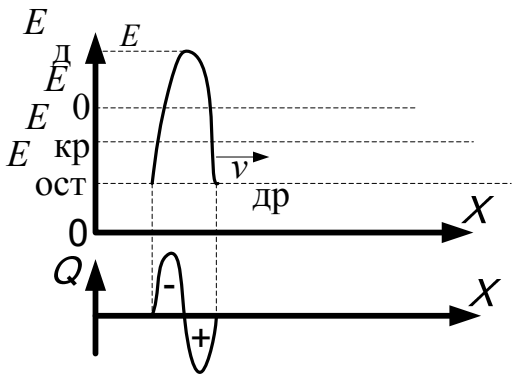
В действительности статическая ВАХ диода Ганна не имеет участка отрицательного сопротивления. Оно возникает только в динамическом режиме в СВЧ диапазоне.

Вследствие неизбежных неоднородностей в полупроводнике рассмотренное повышение сопротивления под действием сильного поля (E=Eкр) происходит в данный момент не во всем полупроводнике, а лишь на отдельных участках. Практически такие участки всегда располагаются у электродов, так как в результате вплавления контактов эти области полупроводника оказываются наиболее неоднородными. Учитывая, что электроны двигаются против электрического поля, критическая напряженность поля возникает обычно у отрица-

тельного электрода (катода). Поскольку в результате уменьшения подвижности увеличивается сопротивление в этой области, где произошло замедление электронов (уменьшение подвижности), происходит перераспределение напряжения в кристалле. Падение напряжения и напряженность электрического поля в области с высоким сопротивлением увеличиваются, а в остальной части кристалла уменьшаются. В области сильного поля скорость электронов меньше (так как они находятся в верхней долине, чем в точках, где напряженность поля не достигла критического значения Екр. Поэтому со стороны катода к области сильного поля примыкает отрицательный объемный заряд, обусловленный догоняющими эту область быстрыми электронами с высокой подвижностью. К другой стороне области сильного поля примыкает положительный объемный заряд нескомпенсированных доноров, возникающий на месте обгоняющих область сильного поля быстрых электронов. Области положительного и отрицательного зарядов образуют дипольный слой, который называют электростатическим доменом. Внутри него возникает внутреннее электрическое поле Ед, которое может значительно превышать электрическое поле в остальных частях кристалла. Это приводит к еще большему замедлению электронов внутри домена, так как возросшее поле еще более активизирует процессы переброса электронов из нижней долины в верхнюю, что приводит к еще большему падению электропроводимости (увеличению сопротивления) и росту поля в области домена. Напряженность поля в домене будет нарастать до тех пор, пока скорости носителей и соответственно плотность тока внутри домена и вне его сравняется (точка Г?). Как видно из рис., в домене устанавливается электрическое поле на уровне Ед, значительно превышающее среднее электрическое поле в кристалле Ео, а в остальной части кристалла электрическое поле при этом уменьшается до уровня Еост.



Домен

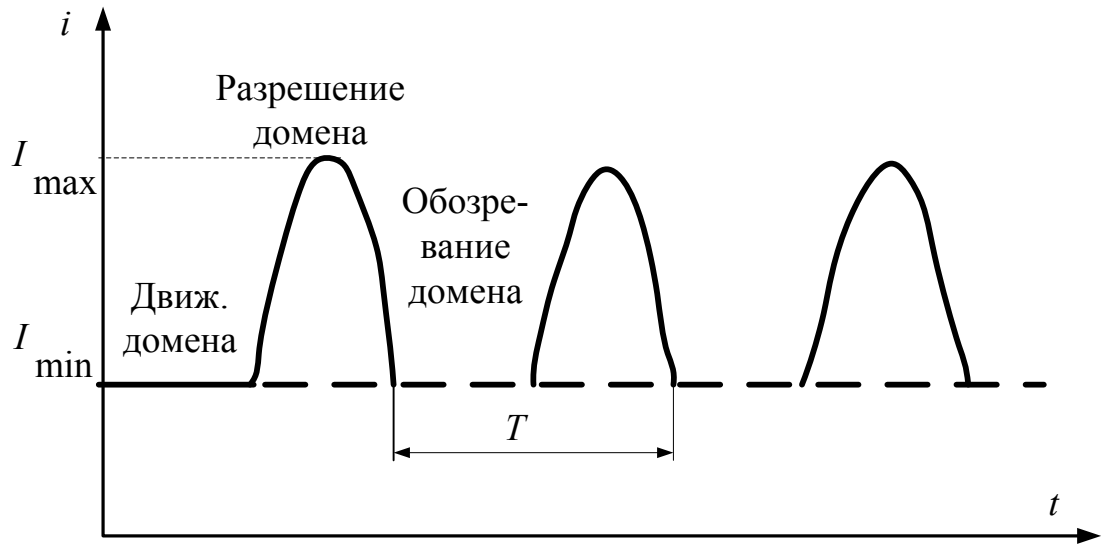


Распределение энергетического поля и объемного заряда в пристале

Образовавшийся домен перемещается по кристаллу с дрейфовой скоростью $\upsilon_{др}$ к аноду (скорость порядка 10^5 м/сек). Через время $t = \frac{L}{\upsilon_{др}}$, где L — длина кристалла, домен дойдет до анода и разрушится.

Так как образование домена в кристалле соответствует резкому возрастанию удельного сопротивления, то при приложении к кристаллу электрического поля с критическим значением напряженности $E_{кр}$ ток через него уменьшается.

Процесс образования домена очень кратковременный, поэтому можно считать, что ток практически мгновенно переходит от максимального значения Imax к минимальному Imin. Пока домен движется к аноду, величина тока остается неизменной. Достигнув анода, домен начинает разрушаться, а ток возрастает. Как только домен разрушится и ток достигнет максимального значения, образуется новый домен, и ток мгновенно спадает до минимума. Далее все процессы повторяются снова (рис.)

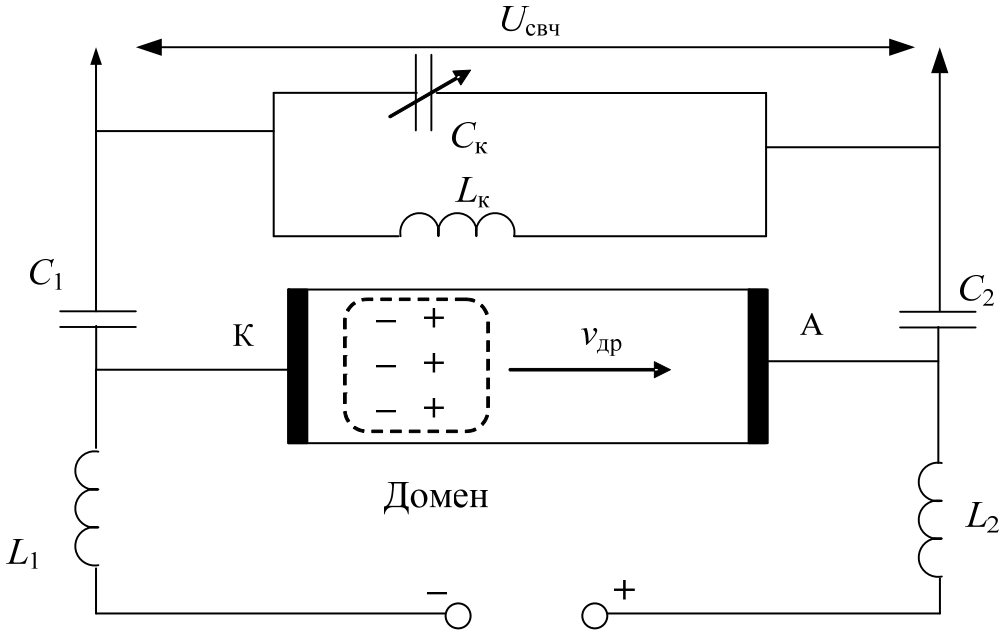


Зависимость тока проходящего через диод Ганна от времени

Новый домен может возникнуть на любой другой неоднородности, но в кристалле может существовать только один домен. Чтобы частота изменения тока оставалась неизменной, образование домена должно происходить на одной и той же неоднородности. Это достигается технологическим путем при изготовлении диодов. В процессе легирования кристаллов создается неоднородность в области катода, поэтому частота колебаний определяется временем движения домена от катода к аноду, которое в свою очередь зависит от длины кристалла.

Таким образом, в процессе образования и движения доменов во внешней цепи будет протекать импульсный ток с частотой, равной частоте образования доменов. Поэтому при длине кристалла L=10 мкм время прохождения домена

(период колебаний) будет равно $T = \frac{L}{\upsilon_{др}} = \frac{10 мкм}{10^5 \frac{м}{с}} = 10^{-10} с$, а частота колебаний порядка 10 ГГц. Следовательно, диод Ганна может использоваться для создания генератора СВЧ-колебаний, главным образом сантиметрового и миллиметрового диапазонов. Генератор на диоде Ганна (ГДГ) называют также твердотельным генератором на междолинном переносе (рис.).



Генератор на диоде Ганна

Диод Ганна может включаться в полосковую, коаксиальную линию, полноводный тракт, коаксиальные и волноводные объемные резонаторы, являющиеся колебательной системой генератора.

Полоса частот, в котором сопротивление отрицательно, может достигать октавы.

Различные режимы работы.

Доменные режимы. Доменные режимы характеризуются наличием полностью сформировавшихся доменов, которые движутся через диод Ганна. Диоды с доменным режимом работы нашли применение в генераторах СВЧ. В зависимости от параметров контура, в котором используется диод, и параметров доменного режима. При этом принципиальная схема включения диода остается одинаковой для всех режимов.

Пролетный режим. Этот режим характеризуется тем, что диод работает в низкодобротном контуре. Добротность контура настолько мала, что амплитуда высокочастотного поля значительно меньше напряжения питания и практически не влияет на образование и дрейф доменов. Домены зарождаются на катоде, проходят по всей длине диода Ганна и собираются на аноде. В то время, когда один домен исчезает на аноде, а новый зарождается на катоде, генерируются короткие импульсы тока. Перепад собственных колебаний контура примерно

равен периоду прохождения доменов. Частота колебаний такого генератора относительно слабо зависит от настройки контура и определяется в первую очередь свойствами диода и режимом питания. Такой режим из-за малого КПД используется редко.

Режим с подавлением и задержкой доменов

В этих двух режимах диоды Ганна работают в высокодобротном контуре и амплитуда высокочастотного поля, развиваемая на приборе, становится соизмеримой с напряжением питания. В результате полное напряжение на диоде часть периода колебаний оказывается ниже порогового уровня. Оба эти режима характерны тем, что время формирования доменов должно быть меньше периода СВЧ колебаний. Если период СВЧ колебаний будет меньше времени пролета домена через диод, то снижение напряжения на диоде до величины ниже порогового (при отрицательной полуволне СВЧ колебаний) произойдет раньше, чем домен успеет дойти до анода. Домен при этом подавляется (рассасывается, отдавая энергию) и следующий возникает только тогда, когда начнется положительная полуволна СВЧ колебаний.

В режиме с задержкой домена период СВЧ колебаний больше времени пролета домена. За время положительной полуволны домены успевают пройти всю длину диода, но зарождение нового домена задерживается на некоторую часть периода СВЧ колебаний, пока полное напряжение на диоде Ганна ниже порового.

В этих двух режимах частота колебаний генератора определяется прежде всего резонансной частотой СВЧ-контура и характеризуется хорошей стабильностью и слабой зависимостью от режима работы диода. Режимы обеспечивают хороший КПД и широко используются на практике. Теоретический КПД генераторов, работающих в режиме с подавлением домена, может достигать 13%, а в режиме с задержкой домена – 27%. Практически достигнутые значения КПД значительно ниже.

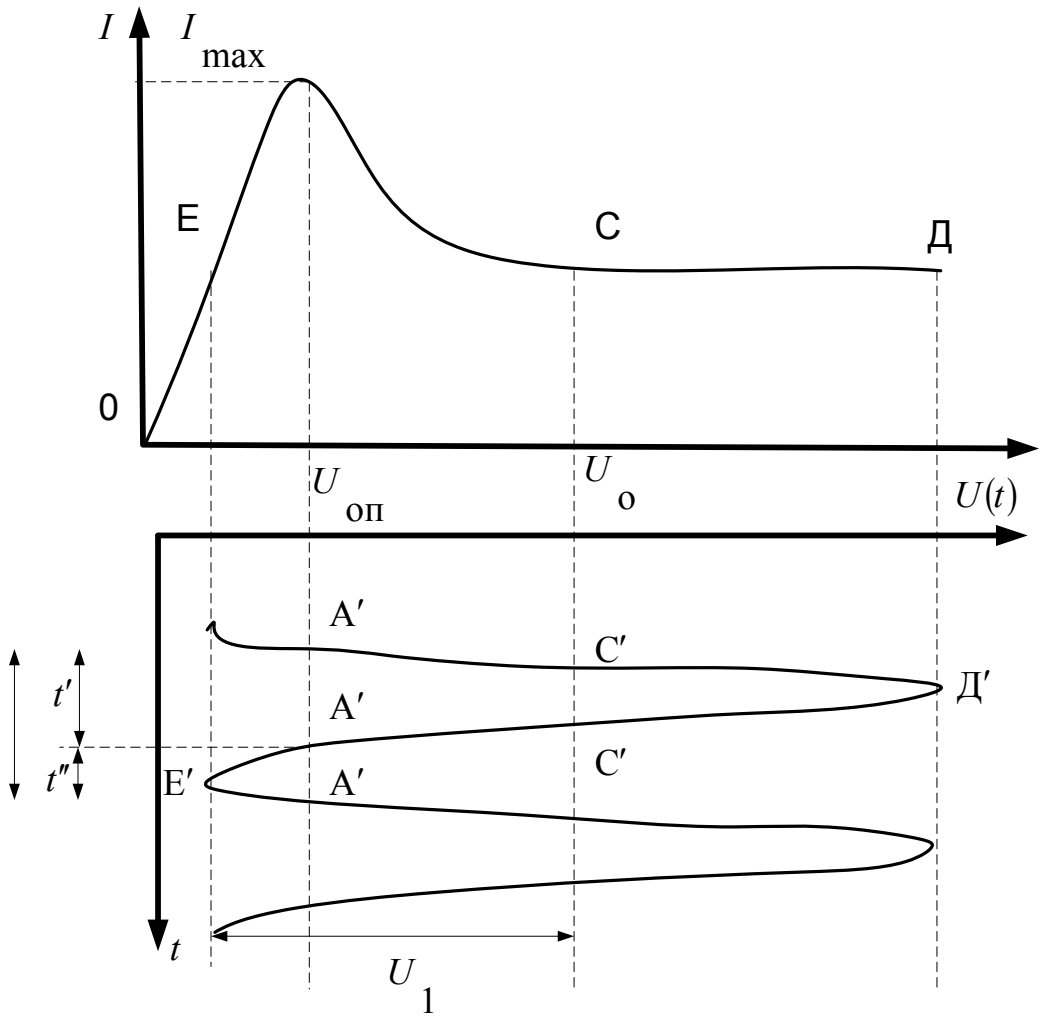
Режим ОНОЗ. В режиме ограниченного накопления объемного заряда (ОНОЗ) образование перемещающихся доменов подавляется СВЧ напряжением, амплитуда которого достаточно велика, чтобы полное напряжение на диоде в каждый период колебаний опускалось ниже порогового уровня. Частота колебаний контура выбирается настолько высокой, чтобы за время положительной полуволны, когда напряжение на диоде выше порогового, домены не успевали полностью сформироваться (рис.). Таким образом, в этом режиме происходит ограничение накопления объемного заряда и, вследствие его относительной малости, распределение поля вдоль диода близко к однородному. Эквивалентная схема диода представляет собой параллельное включение емкости и отрицательного сопротивления.

Преимущества этого режима заключается в том, что частота генерируемых колебаний не зависит от времени пролета доменов и определяется схемой, в которой работает диод Ганна. Поэтому диод, работающий в режиме ОНОЗ, может иметь гораздо большую толщину, чем приборы, работающие в одном из доменных режимов, а, следовательно, он может отдавать большую мощность. Обыч-

но диоды Ганна в режиме ОНОЗ имеют в 100 раз большую толщину, чем диоды, работающие в пролетном режиме. Максимальное расчетное значение КПД приборов в режиме ОНОЗ составляет 18-23%. Диоды в этом режиме широко используются, особенно для получения больших мощностей в импульсном режиме.

Гибридные режимы. Эти режимы занимают промежуточное положение между доменными режимами, где образуются полностью сформированные домены, и режимом ОНОЗ, который характеризуется наличием малого накопления объемного заряда. В гибридных режимах генераторы не так чувствительны к изменению нагрузки и параметрам схемы, как режим ОНОЗ, и поэтому находят применение на практике.

Режим ОНОЗ особенно эффективен на высоких частотах f>10 ГГц, т.к. в нем, в отличие от других режимов, нет ограничения на время пролета, что позволяет увеличить длину образца и мощность.



Период колебаний Т много меньше времени формирования домена. Появившийся у катода объемный заряд оказывается ограниченным и не приводит к образованию домена (тогда название режима – ОНОЗ). Постоянное напряжение U_O больше порогового $U_{ОП}$. Амплитуда переменного напряжения $U_1 > (U_O - U_{ОП})$.

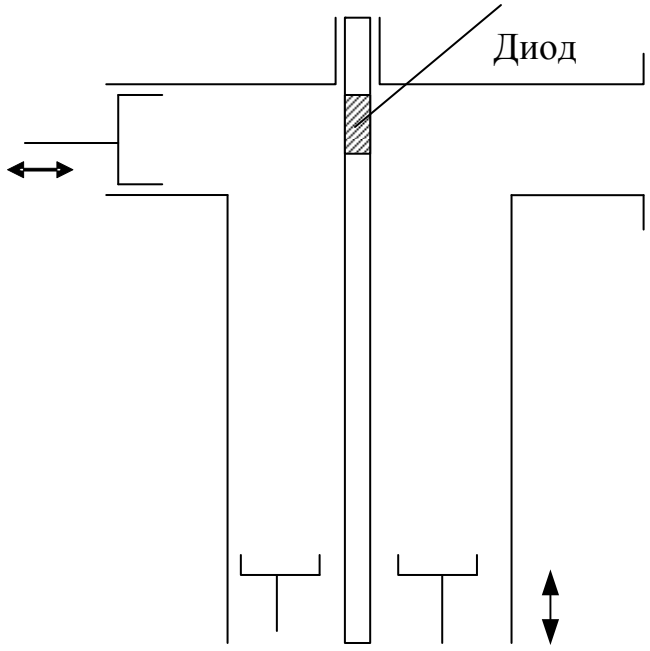
В течение времени t', когда $U_{О} > U_{ОП}$, домен не успевает сформироваться. При этом ток сначала уменьшается, а затем растет до значения Imax при $U_{О} = U_{ОП}$. В течение этой части периода t' образец ведет себя как отрицательное сопротивление и происходит передача мощности в СВЧ-цепь. В оставшуюся часть периода ($t'' = T - t'$) $U_{О} < U_{ОП}$, т.е. объемный заряд должен рассасываться.

Особенности конструкции, области применения, основные параметры генератора диодов Ганна

Диоды Ганна изготовляют 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^2. Необходим хороший омический контакт, обладающий линейной вольтамперной характеристикой и малым сопротивлением по сравнению с сопротивлением объема образца.

Частотный диапазон, перекрываемый генераторами Ганна, очень широк и составляет 100 МГц – 150 ГГц. На частотах от 1 до 150 ГГц диоды Ганна используются, 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. Коротко замыкающие поршни необходимы для перестройки генератора по частоте и согласования диода с нагрузкой.



Коэффициент полезного действия генераторов зависит от режима работы и составляет от единиц до 20%. В отдельных генераторах $\eta \approx 30\%$.

В настоящее время созданы ГДГ, которые генерируют в непрерывном режиме колебания мощностью несколько десятков ватт, а в импульсном режиме – единиц киловатт.

Генераторы на диодах Ганна перестраиваются по частоте либо изменением параметров резонаторов, либо напряжения питания. Механическую перестройку можно производить в широких пределах при условиях плавного перехода из

одного режима работы в другой. Кроме того, возможна перестройка с помощью варикапов, ферритов. Электронная перестройка частоты изменением напряжения питания в резонансных режимах работы мала и составляет (5…20) МГц/В. Эта перестройка связана с изменением емкости домена.

Коэффициент шума усилителей на диодах Ганна значительно меньше коэффициента шума усилителей на ЛПД.

В настоящее время генераторы на диодах Ганна находят применение в качестве СВЧ генераторов и генераторов в маломощных передатчиках в сантиметровом и миллиметровом диапазонах. Генераторы на диодах с электрической перестройкой частоты в мм диапазоне волн являются функциональным аналогом лампы обратной волны.

ТЕМА 3. КВАНТОВЫЕ ПРИБОРЫ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО И ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНОВ.

6. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КВАНТОВЫХ ПРИБОРОВ

6.1. Энергетические спектры атомов, молекул и твердых тел. Энергетический спектр атомов.

Как известно из курса физики, энергия частицы, входящей в некоторый ансамбль, например энергия электрона в атоме, не может принимать произвольные значения. Разрешенные энергетические уровни частицы диктуются законами квантовой механики.

Под энергетическим уровнем принято понимать полную энергию частицы в системе, отсчитываемую от некоторого нулевого уровня. За нулевой уровень (для системы ядро-электрон) принята энергия электрона, удаленного от ядра на бесконечно большое расстояние.

Помимо основного энергетического уровня E_0, соответствующего наибольшей запасенной энергии, электрон может занимать и ряд уровней возбуждения E_1, E_2, E_3 и т.д. вплоть до нулевого уровня, соответствующего ионизации атома, т.е. отрыв электрона от ядра (рис.)

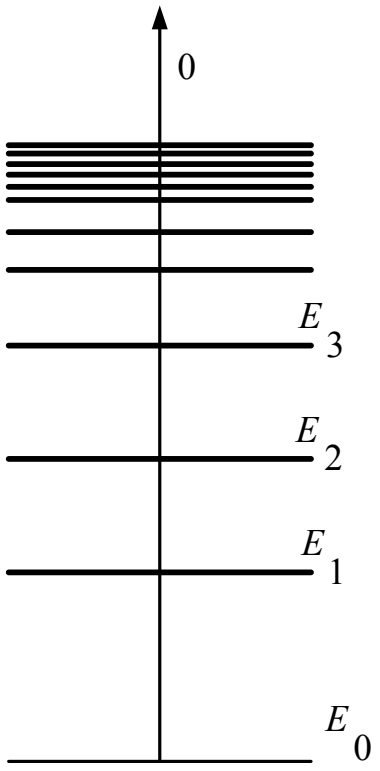


Рис. 1 Энергетический спектр атома

Совокупность энергетических уровней называется энергетическим спектром атома, молекулы, твердого тела и т.д.

Переход электрона с одного (E_m) разрешенного энергетического уровня на другой уровень (E_n) сопровождается излучением или поглощением кванта энергии, ΔE в виде электромагнитных колебаний с частотой

$$\nu_{mn} = \frac{\Delta E}{h} = \frac{E_m - E_n}{h}.$$

где $h = 6{,}62 \cdot 10^{-27} эрг \cdot сек$ — постоянная Планка.

Переходы с более высоко уровня энергии на более низкий уровень, сопровождающихся излучением электромагнитных колебаний, называют переходами вниз, а переходы в обратном направлении, при которых система поглощает энергию — переходами вверх.

Разность энергий, соответствующих двум соседним энергетическим уровням, называемая иногда энергетическим зазором, может быть разной по величине. Различны поэтому и частоты излучаемых или поглощаемых электромагнитных колебаний при переходе с одного энергетического уровня на другой. Так, например, из рис. 1 видно, что по мере удаления от основного энергетического состояния энергетические зазоры сокращаются. Величине энергетического зазора однозначно определяет в соответствии с формулой (1) частоту измеренных или поглощенный электромагнитных колебаний при переходе частиц.

Для изолированных атомов энергетические зазоры достаточно велики. Так, разность энергетических состояний валентных электронов соответствует излучению или поглощению колебаний с частотой лежащей в диапазоне видимого света. Энергетические зазоры между уровнями электронов внутренних оболочек еще больше; переходы этих электронов сопровождаются рентгеновским излучением.

Энергетический спектр молекул. Широкий диапазон энергетических зазоров наблюдается и в энергетических спектрах молекул, где наряду с энергетическими зазорами, характерными для атомов и соответствующими видимому, ультрафиолетовому и рентгеновскому излучению, наблюдается широкий энергетический спектр, связанный с колебаниями отдельных атомов и молекул в целом. Энергетические зазоры между этими уровнями соответствуют частотам инфракрасного излучения и сверхвысоким частотам диапазона радиоволн.

Энергетический спектр ансамбля частиц.

Еще богаче энергетический спектр твердого тела, где расщепление энергетических уровней отдельных атомов при их объединении в кристалл, приводит к образованию энергетических зон, содержащих большое число дискретных энергетических уровней и разделенных между собой запрещенными зонами – энергетическими промежутками, не содержащими разрешенных энергетических состояний.

В полупроводниках, как известно, ширина запрещенной зоны между зоной проводимости и валентной зоной измеряется десятыми долями или несколькими электрон вольтами. Поэтому частоты измеренных колебаний при переходе из зоны проводимости в валентную зону должны лежать в длинноволновой час-

ти оптического диапазона или в инфракрасной области. Однако межзонные переходы в полупроводниках не всегда сопровождаются излучением электромагнитной энергии; наблюдаются также безизлучательные переходы, когда энергия рассеивается в кристаллической решетке в виде фотонов.

Внесение в химически чистый полупроводник примеси иного вещества обогащает энергетическую диаграмму новыми локальными уровнями примесных атомов, которые могут располагаться в запрещенной зоне. Появляются возможности энергетических переходов между локальными уровнями и разрешенными зонами.

Подобные переходы используются, в частности, в рубиновом лазере.

Далее при рассмотрении конкретных квантовых приборов мы более подробно остановимся на энергетических характеристиках того или иного вещества, используемого в качестве активной среды. Сейчас же отметим лишь, что практически любой ансамбль частиц, будь то поток невзаимодействующих между собой молекул, газ или твердое тело, характеризуется определенным энергетическим спектром, т.е. набором дискретных энергетических состояний, в которых могут находиться частицы.

Энергетические зазоры между отдельными уровнями могут быть различными по величине, так что переходы частиц вниз с более высоких на более низкие уровни могут сопровождаться с частотами, лежащими в широкой области шкалы электромагнитных колебаний.

Необходимость получения излучения той или иной частоты — в оптическом диапазоне, в инфракрасной области или же в диапазоне, в инфракрасной области или же в диапазоне или же в диапазоне сверхвысоких частот — и определяет, главным образом выбор веществ, на основе которого должен быть создан квантовый прибор.

Нормальное и возбужденное состояние системы.

В невозбужденном состоянии электроны в атоме занимает энергетические уровни, соответствующие наименьшей возможной энергии. Такие уровни, как уже говорилось, называют основными. В результате получения некоторой дополнительной энергии извне электрон может перейти на один из уровней возбуждения – уровень, соответствующий более высокой энергии и не занятый другой частицей.

Также возбужденное состояние атома неустойчиво, если только переходы возбужденного электрона вниз на один из свободных энергетических уровней не запрещены квантовыми условиями. Через весьма короткий интервал времени τ возбужденный электрон совершает переход вниз, который будет сопровождаться излучением кванта энергии с частотой $\nu = \Delta E / h$, где ΔE — энергетический зазор перехода.

Среднее время жизни частиц.

Такой самопроизвольный (спонтанный) переход случается во времени. Поэтому само событие спонтанного перехода характеризуют некоторой вероятностью A, а время τ пребывания электрона в возбужденном состоянии, которое является среднестатистической величиной, называют средним временем жизни

электрона в этом состоянии. Вероятность A и среднее время жизни связаны простым соотношением

$$A = 1/\tau, \qquad (2)$$

Для большинства случаев величина τ очень мала. Так, для большинства оптических переходов τ=10^{-8} сек.

Число частиц с одинаковой энергией в единице объема называется насе-

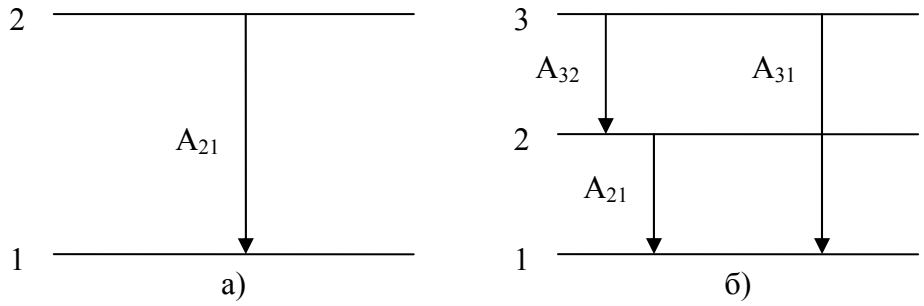


Рис. 2.

ленностью уровня. Пусть номер верхнего уровня j=2, а нижнего i=1 (рис. 2а).

Обозначим населенности этих уровней N_1 и N_2. При спонтанных переходах происходит изменение населенных уровней, уменьшение верхнего 2 и увеличение нижнего 1.

Уменьшение населенности уровня 2 в результате только спонтанных переходов за время dt пропорционально населенности этого уровня N_2 и времени dt:

$$dN_2 = -A_{21}N_2 dt, \qquad (3)$$

где A_{21} — коэффициент Эйнштейна для спонтанных переходов в 1 (может быть любым, в отличие от математической вероятности меняется от 0 до 1).

Решив (3) получим экспоненциальный закон уменьшения населенности уровня 2 во времени.

$$N_2(t) = N_2(0)e^{-A_{12}t}, \qquad (4)$$

где $N_2(0)$ — населенность в момент времени t=0.

Из (4) следует, что через время $t = 1/A_{12}$, населенность N_2 уменьшается в e=2,718 раза по сравнению с начальным значением $N_2(0)$.

Величина $\tau_2 = 1/A_{12}$ — характеризует время жизни частиц в возбужденном состоянии 2 и называется временем жизни на уровне. Коэффициент Эйнштейна A_{12} определяет среднее число спонтанных переходов в единице объема в 1 сек., или среднее число частиц, совершивших самопроизвольный переход из верхнего состояния в нижнее состояние.

Процесс спонтанного излучения, сопровождающий возвращением мгновенно возбужденной системы в основное состояние, протекает по экспоненци-

альному закону. Для интенсивности спонтанного излучения во времени можно записать:

$$J = J_0 e^{-t/\tau}, \qquad (5)$$

где J_0 — интенсивность излучения в начале релаксации. Среднее время жизни τ в литературе иногда называют временем релаксации.

Спонтанное излучение.

Излучение, сопровождающее спонтанный переход электрона в атоме, называют спонтанным излучением. Если система содержит N атомов, часть из которых по каким-либо причинам оказалась в возбужденном состоянии, то спонтанные переходы будут происходить не одновременно и независимо друг от друга. Поэтому спонтанное излучение отдельных атомов будет случайным не только во времени, но и по основным характеристикам: фазе, поляризации, направлению распространения и др. Таким образом, спонтанное излучение определяет уровень собственных шумов системы. Излучение обычных источников света есть результат спонтанных переходов.

Метастабильное состояние.

В результате возбуждения электрон в атоме может занять такой энергетический уровень, излучательные переходы вниз с которого в данной системе запрещены квантовыми условиями отбора. Такие уровни возбуждения называют метастабильными.

При отсутствии безызлучательных переходов атом в таком состоянии теоретически может находиться бесконечно долго.

Метастабильные уровни играют важную роль в работе некоторых квантовых приборов при накоплении частиц в одном из возбужденных состояний.

Понятие об индуцированном (вынужденном) излучении и поглощении.

Переход электрона с одного энергетического уровня на другой может произойти под воздействием внешнего электромагнитного поля. Переход вниз с более высокого на низкий энергетический уровень сопровождается, как обычно, излучением кванта энергии, которое в этом случае называют индуцированным (вынужденным за счет воздействия электромагнитного поля) излучением.

Соответственно переход вверх на более высокий уровень энергетический уровень сопровождается индуцированным поглощением кванта энергии.

Обязательное условие индуцированных переходов – строгое или приближенное равенство кванта энергии внешнего поля разности энергий тех уровней, между которыми совершается переход. Следовательно, частота колебаний индуцирующего (внешнего) излучения должна быть равна частоте индуцированного излучения или поглощения.

Вынужденное излучение имеет такие же частоту, фазу, направление распространения и поляризацию, как вынуждающее излучение. Поэтому вынужденное излучение увеличивает энергию электромагнитного поля с частотой перехода ν_{ji}. 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 энергий верхнего и нижнего уровней.

$$E_2 - E_1 = h\nu_{21}$$

Т.е., при каждом вынужденном переходе снизу вверх затрачивается квант энергии внешнего поля $h\nu_{21}$.

Вынужденные переходы, так же как и спонтанность имеют статический характер. Поэтому вводятся вероятностные коэффициенты: W_{21} — вероятность вынужденного перехода сверху вниз, W_{12} — снизу вверх в 1 сек.

Эти вероятности пропорциональны объемной плотности энергии внешнего поля U_ν в единичном спектральном интервале на частоте перехода и определяется соотношением:

$$W_{21} = B_{21}U_\nu,\ W_{12} = B_{12}U_\nu, \qquad (6)$$

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 при единичной объемной плотности энергии внешнего поля (U_ν=1 Дж/см^3 с).

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 (6).

$$n_{21}(b) = W_{21}N_2 = B_{21}U_\nu N_2, \qquad (7)$$

Аналогично при тех же условиях число вынужденных переходов снизу вверх с поглощением энергии:

$$n_{12}(b) = W_{12}N_1 = B_{12}U_\nu N_1, \qquad (8)$$

Соотношения между коэффициентами Эйнштейна.

Понятие о спонтанном и индуцированном излучении было впервые введено Эйнштейном.

Пусть система атомов имеет два уровня энергии E_2 и E_1 при переходах, между которыми излучается или поглощается квант энергии $h\nu_{21}$. При термодинамическом равновесии в системе не происходит изменения энергии, поэтому числу излученных квантов должно быть равно числу поглощенных. 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:

$$n_{21} = n_{12}, \qquad (9)$$

В состоянии равновесия в системе имеется равновесная плотность поля излучения *Uv,* которая определяет число вынужденных переходов в системе.

Полное число переходов сверху вниз n_{21} в (9) в состоянии равновесия определяется суммой числа спонтанных переходов $n_{21}(b)$ и вынужденных переходов с излучением энергии $n_{21}(c)$, т.е. с учетом (4) и (7):

$$n_{21} = n_{21}(c) + n_{21}(b) = (A_{12} + B_{21}U_\nu)N_2, \qquad (10)$$

Число переходов n_{21} снизу вверх определяется только вынужденными переходами с поглощением, т.е. с учетом (8):

$$n_{21} = n_{21}(b) = B_{12}U_\nu N_1, \qquad (11)$$

Приравнивая на основании (9) n_{21} и n_{12}, получаем:

$$B_{12}U_\nu N_1 = (A_{21} + B_{21}U_\nu)N_2, \qquad (12)$$

Из (12) найдем равновесную плотность энергии поля:

$$U_\nu = \frac{A_{21}N_2}{B_{12}N_1 - B_{21}N_2} = \frac{A_{21}/B_{21}}{B_{12}N_1/(B_{21}N_2 - 1)}, \qquad (13)$$

Соотношение населенностей уровней в состоянии термодинамического равновесия определяется законом Больцмана:

$$\frac{N_{2B}}{N_{1B}} = \left(g_1/g_2\right)e^{-(E_2 - E_1)/KT},$$

где g_1 и g_2 — статический вес уровней, K — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

Для невырожденных уровней (g_1=g_2=1) закон Больцмана принимает более простую форму записи:

$$\frac{N_{2B}}{N_{1B}} = e^{-(E_2 - E_1)/KT}, \qquad (14)$$

которая и будет далее использоваться подставляя в (13) и учитывая, что $E_2 - E_1 = h\nu_{21}$, получаем:

$$U\nu = \frac{A_{21}/B_{21}}{(B_{12}/B_{21})\ell^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \qquad (15)$$

Энштейн постулировал, что равновесная спектральная плоскость энергии поля должна быть равна ее значению рассчитанному по формуле Планка для равновесного излучения абсолютно черного тела:

$$U\nu = \frac{(8\pi\nu^2/c^3)h\nu}{\ell^{\pm\frac{h\nu}{\kappa T}} - 1}, \qquad (16)$$

($h\nu = h\nu_{21}$).

Сравнивая (16) и (15), получаем условия тождественности этих формул:

$$B_{12} = B_{21} \qquad (17)$$

$$A_{21} = (8\pi h\nu^3{}_{21}/c^3)B_{21} \qquad (18)$$

Таким образом квантовая система и поля излучения находятся в состоянии термодинамического равновесия то вероятность вынужденных переходов в единицу времени при единичной плотности полей B_{12} и B_{21} должны быть одинаковы. Вероятность спонтанных переходов пропорциональна третьей степени

частоты перехода, поэтому спонтанные излучения сильнее всего проявляются в оптическом диапазоне волн.

Выражение (18)

$$A_{21} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu B_{21} \qquad (19)$$

связывающие коэффициенты спонтанных и индуцированных переходов, играет важную роль в квантовой электронике. Величина $\frac{8\pi\nu}{c}$ в ф-ле Планка число типов в единице объема и в единице интервала частот для объема линейные размеры которого велики по сравнению с длиной волны $\pi = c/\nu$ с помощью формулы (19) можно установить соотношением между уровнем полезного индуцированного излучения, характеризуемая коэффициентом B_{21} и уровнем спонтанного (коэффициент A_{21}), определяющие собственные шумы частоты.

Так например для частоты ν =10 ГГц подстановки численных значений в (13) даст: $A_{21} \approx 6\times10^{-28} B_{21}$

Следовательно, в области СВЧ индуцированное излучение значительно превосходит, спонтанные, даже в том случае, если Uν невелика.

Из (19) видно, что спонтанные излучения определяющие уровень собственных шумов системы, растет пропорционально ν^3 и зависит от параметров колебательной системы: числа возможных типов связи полном пропускании и др.

6.2. Инверсная населенность.

Отвлечемся пока от спонтанного излучения, считая его достаточно малым, и рассмотрим условия при которых, в системе частиц, облученной внешним электромагнитным полем, возможно преобладание индуцированного излучения. Пусть, по прежнему, система характеризуется двумя энергическими состояниями E_1 и E_2 ($E_2 > E_1$) и числам частиц на этих уровнях N_1 и N_2 соответственно частота колебаний внешнего излучения равна $\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h}$,а плотность энергии U$\nu$.

Частицы в системе, находящиеся в нормальном состоянии распределяются по энергетическим уровням в соответствии с функцией распределения (14) статистика Больцмана (рис.3). Более высокий энергетический уровень заселен меньшим числом частиц ($N_2 < N_1$). При повышении температуры функция становится моложе, но условие $N_2 > N_1$ выполняются при любой конечной температуре. Вероятность индуцированных переходов в системе вверх и вниз определяются соотношениями:

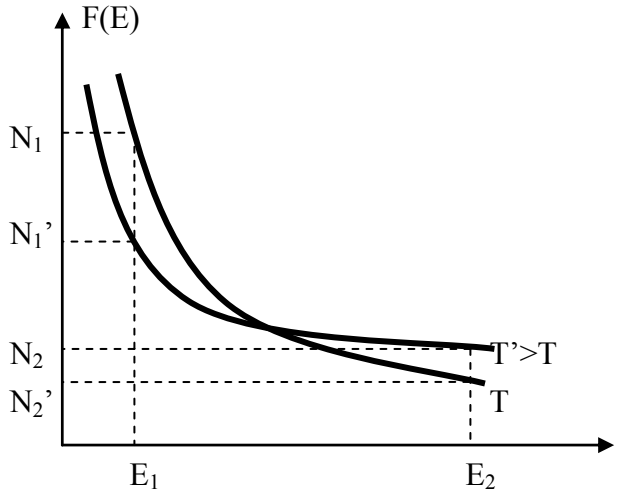


Рис. 3. Кривые распределения частиц
по энергетическим состояниям.

$$P'_{21} = N_2 U_v B_{21} dt\,; \qquad (20)$$

$$P'_{12} = N_1 U_v B_{12} dt \qquad (21)$$

Вероятность спонтанных переходов

$$P'_{21} = N_2 A_{21} dt\,. \qquad (22)$$

При условии, что $B_{21} = B_{12} = B$ и $N_2 < N_1$, $P'_{21} < P'_{12}$ в системе преобладают индуцированные переходы вверх. Система частиц поглощает энергию внешнего электромагнитного поля. С подобными явлениями мы часто сталкиваемся в жизни: радиоволны затухают при распространении в атмосфере Земли, интенсивность световых волн падает при их прохождении через различные среды и т.д. Очевидно, что в рассматриваемой системе частиц будет преобладать индуцированное излучение лишь в том случае, если вероятность переходов вниз будет больше вероятности переходов вверх ($P'_{21} < P'_{12}$). Это возможно лишь при условии, что на верхнем энергетическом уровне будет больше частиц, чем на нижнем: $N_2 > N_1$. Состояние вещества или системы, в которой выполняется это условие, называется состоянием с инверсией (обращением) населенности уровней. Или, просто говорят, что в системе наблюдается инверсная населенность уровней. Вещество с инверсной населенностью называют также активным веществом.

В возбужденном состоянии система может быть переведена при затрате некоторой внешней энергии и при определенных условиях.

В квантовых приборах в качестве активных подбираются такие вещества в которых индуцированные переходы вниз сопровождались бы излучением электромагнитной энергией с нужной частотой. Задача получения и поддержания в течение нужного времени активного состояния вещества, т. е. состояния с инверсной населенностью – одна из важнейших задач квантовой электроники.

Число активных частиц. Систему с инверсной населенностью характеризуют также числом активных частиц.

$$\Delta N_{mn} = N_m - N_n \qquad (23)$$

где N_m — число частиц на уровне с энергией E_m ,а N_n — число частиц на уровне E_n, причем $E_m > E_n$

Коэффициент инверсии. Другой велечиной характеризующей степень инверсии населенностей является коэффициент инверсии.

$$I = -\frac{\Delta Nmn}{\Delta N°mn} \qquad (24)$$

где ΔN_{mn} — количество активных частиц в инверсном состоянии системы, а $\Delta N°_{mn}$ —разность населенностей уровней E_m и E_n при термодинамическом равновесии. Поскольку в этих условиях $N_2 < N_1$, то величина $\Delta N°_{mn}$— отрицательна.

Методы создания инверсной населенности.

В настоящее время в квантовой электронике разработан и успешно используется ряд методов создания в системе частиц инверсной населенности. Как правило рациональность того или иного метода определяется физическими характеристиками самой используемой в качестве активного в-ва в квантовом приборе.

Квантовые приборы помимо деления их на устройства оптического и СВЧ диапазона различают также по физическим параметрам активного вещества: газовые квантовые приборы; приборы на атомных и молекульных пучках; квантовые приборы на твердом теле.

Для каждой из этих групп разработаны особые методы инвентирования населенностей связанные с особенностями квантовых физических процессов механизм в основе принципа действия этих приборов. Однако известны и более общие методы как например, метод энергетической накачки, применяемых как для газовых так и для приборов на твердом теле.

Далее при рассмотрении отдельных квантовых приборов, мы по возможности подробно остановимся на физических явлениях протекающих в некоторых наиболее употребительных в квантовой электронике активных в-вах.

Это позволит также оценить и обосновать используемые для различных активных в-в методы создании инверсной населенности. Сейчас же попытаемся дать краткую характеристику основных методов возбуждения в-ва в рамках необходимых для дальнейшего изложения.

Метод сортировки частиц.

Этот метод используемый в некоторых квантовых приборах работающий на атомных или молекулярных пучках, заключается в пространстве разделения рабочих частиц, находящиеся в различных энергетических состояниях. На пути атомов и молекул движущихся от источника частиц к рабочему объему, располагается сортирующее устройство, проходя которое частицы меняют траекторию своего движения (рис.4)

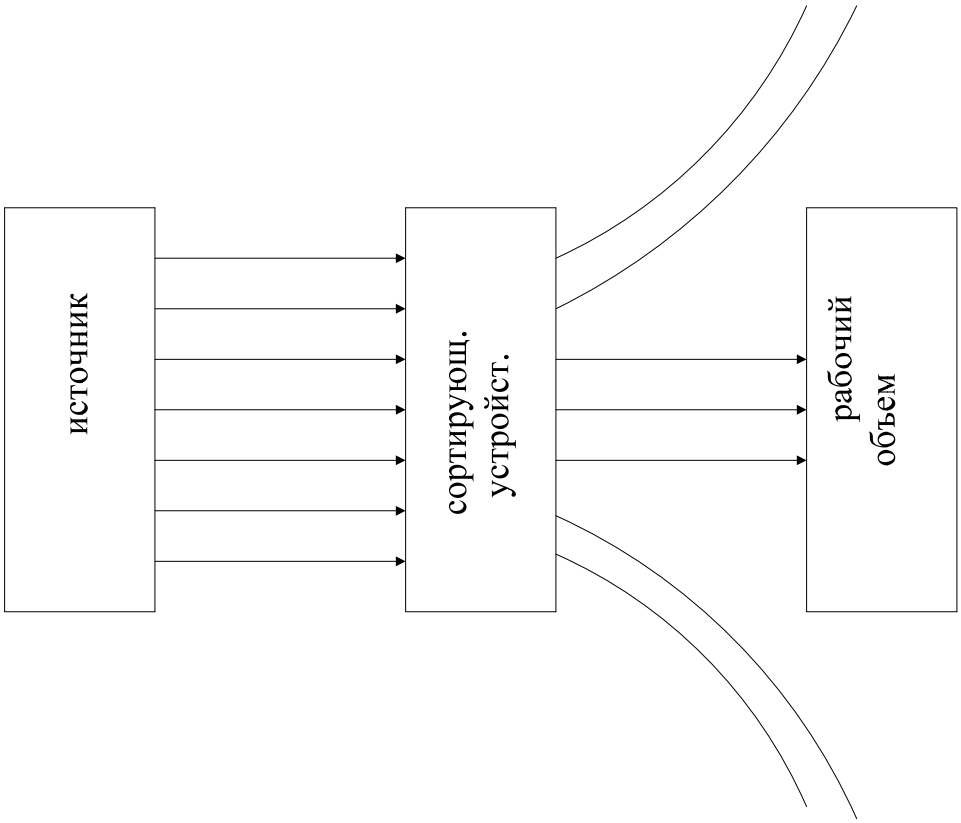


Рис. 4 Метод сортировки частиц.

Частицы с более высокой энергией отклоняются к оси и через входную диафрагму попадают в рабочий объем, частицы же с меньшей энергией наоборот, отклоняются от оси и большинство их не проходят через диафрагму. Таким образом в рабочий объем попадают преимущественно частицы с более высокой энергией образуя систему с инверсной населенностью уровней.

В качестве сортирующие используются устройства создающие постоянное во времени но не однородное в поперечном сечении электрическое или магнитное поле. Неоднородное электрическое поле используется для сортировки частиц обладающих св-ми электрических деталей, а неоднородное магнитное поле для разделения частиц с отличным от нуля магнитным моментом.

Сортировка частиц квадрупольным конденсатором.

Примером сортирующего устройства с неоднородным электрическим полем может служить квадрупольный конденсатор – устройство состоящие из 4,6,8 и т.д. стержневых электродов половина которых поднимается к положительному полюсу источника постоянного напряжения, а другая половина к отрицательному (рис. 5)

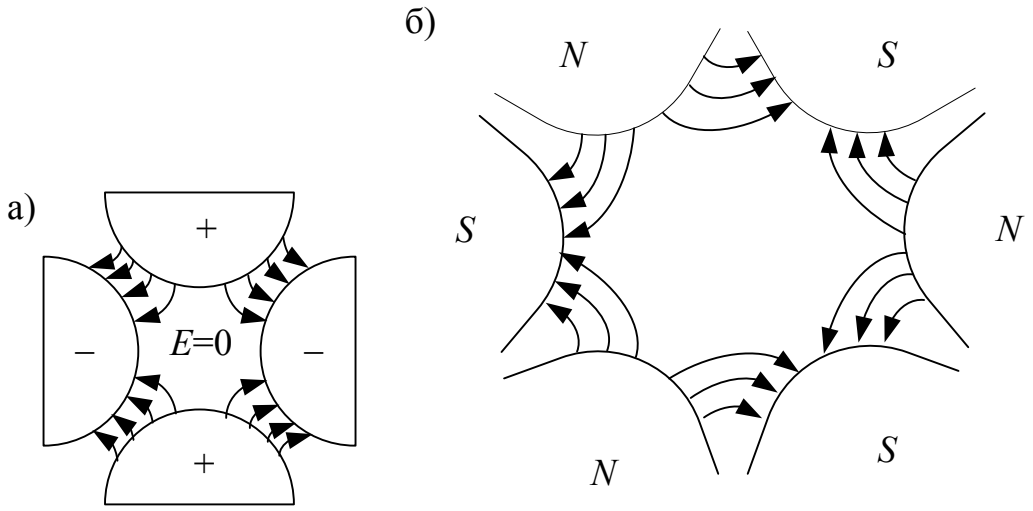


Рис.5 электрический квадрупольный а) и магнитный б) конденсаторы

Электрическое поле равно нулю вблизи оси такого конденсатора и увеличивается по мере удаления от оси и сокращения расстояний между стержнями.

Между некоторых веществ в силу неравномерного относительно центра масс, распределение электронов обладает собственным электрическим дипольным моментом Р. В других молекулах дипольный момент может быть индуцирован электрическим полем за счет смещения электронных оболочек. В любом случае частица обладающая, электрическим дипольным моментом произвольно ориентированным относительно вектора Е напряженности поля, будет испытывать со стороны этого поля вращающие возмущения до тех пор пока диполь не окажется параллельным или электропаралельным силовым линиям поля. В первом случае, пи параллельной ориентации энергия взаимодействия между диполем и полем минимальна и равна $U_{\text{мин}} = -pE$. Во втором случае энергия взаимодействия максимальна $U_{\text{макс}} = pE$

Если электрическое поле однородно, то оба эти положения устойчивые. В неоднородном электрическом поле на диполь, параллельно ориентированные вектору Е будут действовать силы смещения до тех пор, пока он не переместится в область с нестабильной напряженностью поля и энергия взаимодействия не окажется минимально возможной. Диполь, ориентированный антипараллельно, будет в неоднородном электрическом поле смещаться по той же причине в область с наименьшей напряженностью поля.

Таким образом в электрическом поле происходит изменение энергетического состояния частицы. Это явление как известно из курса физики называется эффектом Штарха. Изменение энергетического состояния частицы может проявляться в виде смещения энергетического уровня Е на величину ΔE в том случае, если уровень Е не выражен. Для вырожденного уровня энергии наблюдается его расщепление на несколько уровней, число которых равно степени вырождения. Величина штарховского расщепления ΔE, т.е. величина энергетического зазора между расщепленными уровнями зависит от величин напряженно-

сти поля и может изменяться с ристом Е по линейному (линейный эрзит штриха) либо по квадратичному (квадратичный эрзит штриха) закону.

Таким образом частицы, попадая в неоднородное электрическое поле также как в квадрупольном конденсаторе (рис.5а) изменяют траекторию движения молекул с меньшей энергией отклоняются в область максимальной напряженности поля, т.е. к периферии, а молекулы, обладающие более высокой энергией, фокусируются вблизи оси конденсатора. При выходе из сортирующего устройства в рабочий объем попадает, как уже было сказано, преимущественно частицы с большей энергией.

Подобным же образом с помощью магнитного конденсатора (рис 5б) может быть осуществлено пространственное не разделение частиц, обладающих собственным магнитным моментом P_m. Энергия взаимодействия таких частиц с магнитным полем $U = (P_m)B$. Вследствие эффекта Заемана энергетические уровни в магнитном поле также расщепляются на ряд уровней, число которых равно степени вырождения.

Метод энергетической накачки.

Энергетической накачкой, в квантовой электронике называют процесс нарушения равновесного распределения частиц по энергетическом состояниям под воздействием внешнего электромагнитного излучения. Метод энергетической накачки применяется для систем частиц, обладающих тремя и более энергетическими уровнями. В двухдневной системе создать инверсную населенность частиц с помощью внешнего электромагнитного излучения нельзя.

Насыщение перехода. Рассмотрим уже знакомую нам систему частиц с двумя энергетическими состояниями E_1 и E_2 ($E_2 > E_1$). В состоянии термодинамического равновесия распределение частиц по энергетическим уровням подчиняются законам статистики Больцмана. При любой конечной температуре $N_2 < N_1$. Предположим что система подвергается внешнему облучению с частотой $\nu_{12} = (E_2 - E_1)/h$. Под действием этого излучения возникают индуцированные переходы вверх (1→2) и вниз(2→1). Вероятность этих переходов в единицу времени равно $P'_{12} = U_\nu B_{12} N_1$ и $P'_{21} = U_\nu B_{21} N_2$ соответственно, причем $P'_{12} > P'_{21}$, так как $N_2 < N_1$. Таким образом происходит постепенное заселение энергетического уровня E_2 за счет преимущественных индуцированных переходов частиц вверх. По мере заселения уровня E_2 разность $N_1 - N_2$ становится населенностей уровней E_1 и E_2 выравниваются. При этом естественно становятся равными вероятности переходов $P'_{12} = P'_{21}$

Система становится прозрачной для частоты ν_{12}, так как интенсивность индуцированного излучения и поглощения равны. Такое состояние называют насыщением перехода. В реальных условиях система строится за счет спонтанных и релаксационных переходов возвратится из состояния насыщения в состояние соответствующее термодинамическому равновесию. При достаточной плотности внешнего излучения эти процессы могут быть скомпенированы. Таким образом насыщение перехода наблюдается в условиях некоторого поглощения электромагнитной энергии.

Трехуровневая система.

Рассмотрим теперь систему частиц с тремя уровнями энергии которые населены частицами в условиях термодинамического равновесия в соответствии с законом классической статистики Бльцмана

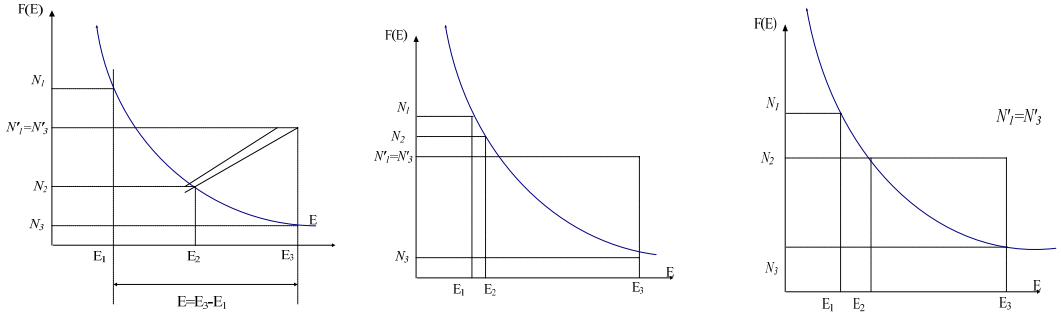


рис. 6 (а) (б) рис.7

Предположим , что к системе подводится внешнее излучение с частотой $\nu_{13} = (E_3 - E_1)/h$. Под воздействием этого излучения наблюдаются преимущественные индуцированные переходы вверх (1→3), так как $N_1 = N_3$. Уровень E_3 заселяется до тех порпока не наступит насыщение перехода и населенности уровней E_1 и E_3 окажутся равными $(N'_1 = N'_3)$. Пренебрежом пока релаксационным и спонтанным переходом. Из сравнения рис. Видно, что в первом случае $(E_3 - E_2 < E_2 - E_1)$ инверсия населенностей образуется в системе уровней E_3 и E_2 населенность N'_3 уровня E_3 в состоянии насыщения выше населенности уровня E_2. При втором случае $(E_3 - E_2 < E_2 - E_1)$ картина иная: инверсионным оказывается населенности уровней E_2 и E_1 $(N_2 > N'_1)$

Следовательно в первом случае преимущественное индуцированное излучение может быть получено на переходе 3→2 с частотой

а во втором случае на переходе 2→1 с частотой $\nu_{13} = (E_3 - E_1)/h$. Переходы между уровнями с инверсной населенностью называют рабочими переходами.

Таким образом в трех уровневой системе под воздействием энергетической накачки может быть получена инверсная населенность, причем накачка должна происходить с частотой соответствующей энергетическому зазору между кратными уровнями. Излишне по видимому доказывать невозможность инвертирования системы за счет облучения с частотой ν_{12} и ν_{23} инверсия населенностей получается между средним уровнем и одним из кратных, заселенным или опустошенным в зависимости от соотношения между энергетическим зазором, на которых не происходит закачка.

Связь между частотой накачки и рабочей частотой.

Соотношение между энергетическими зазорами в системе играет важную роль, ибо энергетические уровни могут оказаться расположенными так, что в состоянии насыщения $N'_1 - N'_3 = N_2$ (рис.7) и инверсии населенностей не полу-

чится. Кроме того между частотой накачки и частотой соответствующей рабочему переходу, должно быть определенное соотношение.

Выразим населенности N_2 и N_3 уровней E_3 и E_2 в состоянии термодинамического равновесия через населенность

$$N_2 = N_1 \ell - \frac{E_2 - E_1}{\kappa T} \quad (25)$$

$$N_3 = N_1 \ell - \frac{E_3 - E_1}{\kappa T} \quad (26)$$

Обычно в квантовых приборах величины энергитических зазоров между рабочими уровнями много меньше средней тепловой энергии частиц

$$E_2 - E_1 << \text{кТ} \quad (27)$$

$$E_3 - E_1 << \text{кТ} \quad (28)$$

Поэтому кампоненты в (25) и (26) можно разложить в ряд и ограничится первым членом ряда

$$N_2 \approx N_1 (1 - \frac{E_3 - E_1}{\kappa T}) \quad (29)$$

$$N_3 \approx N_1 (1 - \frac{E_3 - E_1}{\kappa T}) \quad (30)$$

В состоянии насыщения перехода 1→3 под действием накачки населенностей уровней E_1 и E_3 равны $N'_1 = N'_3$. Следовательно с учетом (30) можно записать:

$$N'_1 = N'_3 = \frac{N_1 + N_3}{2} = N_1 (1 - \frac{E_3 - E_1}{2\kappa T}) \quad (31)$$

Если рабочим является переход 2→1, то $N_2 > N'_1$, учитывая (29) и (31), запишем:

$$N_1 (1 - \frac{E_2 - E_1}{\kappa T}) > \text{N}_1 (1 - \frac{E_3 - E_1}{2\kappa T}) \quad (32)$$

Откуда следует

$$\frac{E_3 - E_1}{2} > E_2 - E_1 \quad (33)$$

Зазору $E_3 - E_1$ соответствует частота накачки ν_{31}, а рабочему зазору $E_2 - E_1$ рабочая частота индуцированного излучения ν_{21}. Следовательно на основании (33):

$$\nu_{31} > 2\nu_{21} \quad (34)$$

Иначе говоря частота накачки $\nu_н$ должна более чем в двое повышать частоту полезного сигнала ν_c, т.е. частоту излучения на рабочем переходе:

$$\nu_н > 2\nu_c \quad (35)$$

Влияния релаксационных процессов.

Атомы и молекулы газа в результате неупругих соединений друг с другом или с электронами торями приобретенной энергию. Пи этом энергия электромагнитного поля не излучается, не поглощается. Такие энергетические переходы принято называть безизлучательными. В твердом теле безизлучательные переходы происходят вследствие колебательного движения кристаллической решетки.

Безизлучательные переходы характеризуются так же вероятностью перехода между уровнями сверху вниз W_{ji} и с низу вверх W_{ij} соответственно с которыми получение порции энергии $\Delta E = E_j - E_i$

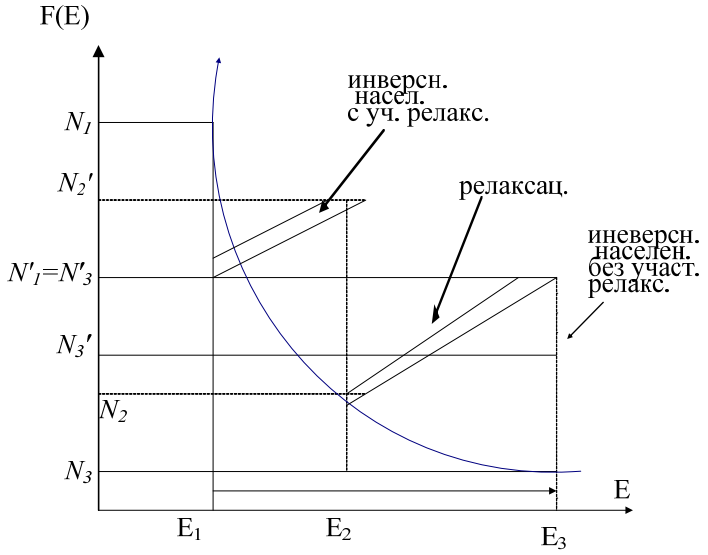
Изолированная система, в которой реагирование частиц по энергии частиц отличается от равновесного называется неравновесный. Неравновесное состояние наблюдается при воздействии после прекращения которого система возвращается в равновесие состояния. Процесс установления равновесия в системе называется релаксация, а переход частиц с одного уровня на другой в процессе релаксации – релаксационным переходом.

В основе процесса релаксации лежит взаимодействие частиц между собой и со стенками объема. Рассмотренные безизлучательные переходы являются релаксационными. К релаксационным переходам следует отнести и спонтанные, роль которых велика в оптическом диапазоне. Релаксационные переходы приходится при рассмотрении процессов, выводящих систему из равновесного состояния. При постоянном внешнем воздействии возможна компетенция релаксационных процессов, тогда система будет находится в стационарном неравновесном состоянии. Релаксационные процессы влияют также на ширину спектральной линии.

Предположим что в рассматриваемой системе протекают интенсивные релаксационные процессы между уровнями E_3 и E_2. Время жизни t_3 частиц на уровне E_3 не велика, а время жизни частиц на уровне E_2 больше $t_2 > t_3$.

Тогда по мере переходов частиц с уровня E_1 на уровень E_3 под действием накачки с частотой ν_{31} уровня E_2будет заселяться интенсивней, чем уровень E_3.

При достаточно сильном неравенстве $t_2 > t_3$ это явление будет наблюдаться независимо от соотношения зазоров $E_3 - E_1$ и $E_2 - E_1$ рабочим переходом в этом случае будет переход $E_3 \to E_1$



Аналогичным образом инверсная населенность может быть получена на переходе $E_3 \to E_1$ если между уровнями E_2 и E_1 протекают интенсивные релаксационные процессы. В квантовой электронике условия инверсий с учетом ин-

тенсивности релаксационных процессов определяют реакцию кинетический уравнения системы, описывающие с помощью коэффициентов W_{mn} вероятности релаксационных переходов, скорости изменения числа частиц на энергетических уровнях. Решения этих уравнений позволяют определять в условиях насыщения переходов 1→3 и с учетом релаксационных процессов, также величина, как населенностей уровней на число активных частиц:

$$\Delta N_{32} = \Delta N_{12} = \frac{Nh}{3\kappa T} \frac{W_{21}\nu_{21} - W_{32}\nu_{32}}{W_{21} + W_{32}} \qquad (36)$$

Здесь $\Delta N_{32} = N'_3 - N_2$; $\Delta N_{12} = N'_1 - N_2$; $N = N_1 + N_2 + N_3$ такое число частиц, а W_{21} и W_{32} вероятности релаксационных переходов 2→1 и 3→2 соответственно.

Из (36) видно, что для получения инверсии населенностей на переходе 3→2

($N'_3 > N_2$) и ($N_{12} > 0$) необходимо чтобы выполнялось неравенство

$W_{21}\nu_{21} > W_{32}\nu_{32}$ Иначе говоря необходимо чтобы уровень E_2 был бы расположен ближе к уровню E_3, чем к уровню E_1 ($\Delta E_{21} > \Delta E_{32}$ и $\nu_{21} > \nu_{32}$) и чтобы релаксационные уровни протекали наиболее интенсивно на переходе 2→1 ($W_{21} > W_{32}$) опустошая нижний уровень E_2 рабочего перехода. Из условия $\nu_{21} > \nu_{32}$, в частности, следует, что частота накачки ν_{31} должна быть более чем вдвое выше частоты сигнала ν_{32} так как $\nu_{31} = \nu_{21} + \nu_{32}$

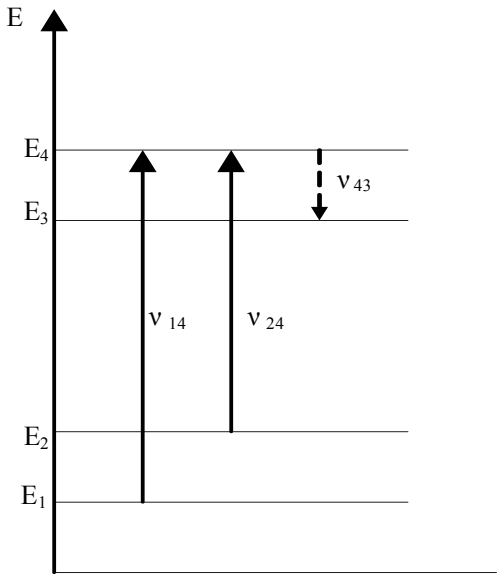
Аналогичным способом можно сформулировать условия для получения инверсной населенности на переходе 2→1

Инверсная населенность в четырехуровневой системе

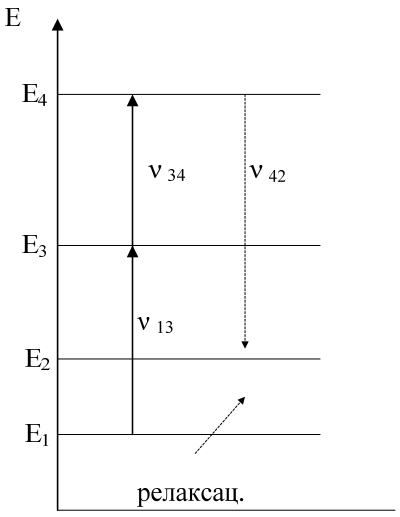
Использование четырех энергетических уровней позволяет при определенных условиях получать больше инверсию чем в трехуровневой системе, снижать частоту накачки до величины, превышающей частоту сигнала, а не удвоенную частоту как это требовалось в трех уровневой системе, и кроме того в некоторых случаях получить инверсную населенность для перехода с частотой сигнала, превышающий частоту накачки ($\nu_c > \nu_н$)

На рис. 9 указаны некоторые случаи получения инверсной населенности в четырехуровневой системе. В отличие от предыдущих графиков $N = f(E)$, которые были использованы для иллюстрации населенностей энергетических уровней, здесь изображены одномерные энергетические диаграммы, где по оси ординат отложена энергия. Такими более простыми диаграммами, принятыми в литература по квантовой электронике мы и будем пользоваться в дальнейшем, показывая условна стрелочками различные виды переходов: релаксационные, рабочие, под воздействием накачки и д.р.

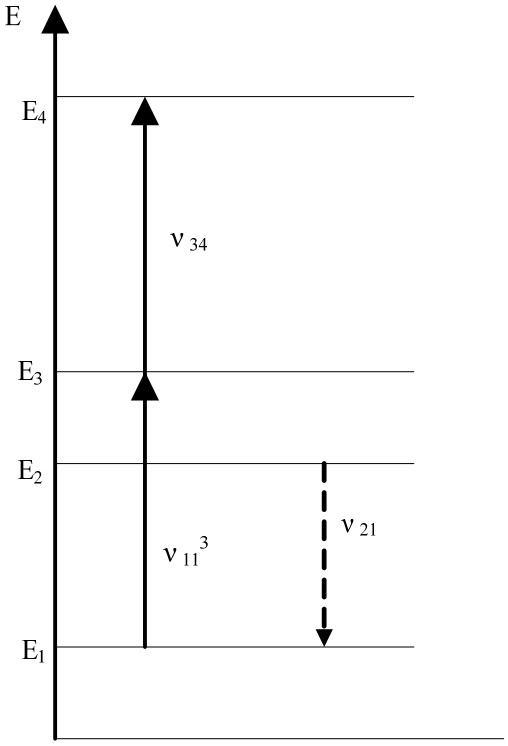
В системе представленной на рис. 9а, накачка осуществляется на двух частотах ν_{14} и ν_{24} при этом верхний уровень E_4 рабочего перехода4 обогащается одновременно частицами с первого и второго уровней инверсии рабочего перехода существенно увеличивается.


E
E4
E3
E2
E1
ν 43
ν 14
ν 24

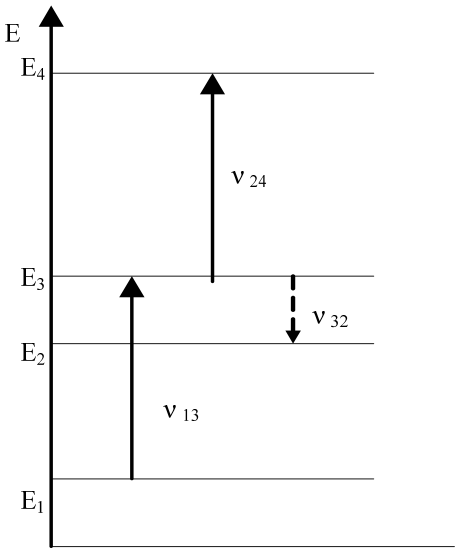
а)


E
E4
E3
E2
E1
ν 34
ν 42
ν 13
релаксац.

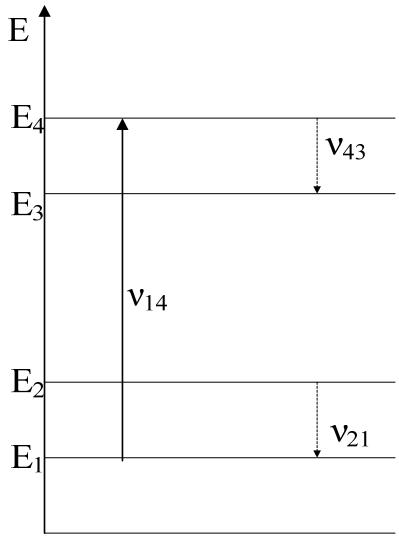
д)


E
E4
E3
E2
E1
ν 34
ν 11 3
ν 21

б)


E
E4
E3
E2
E1
ν 24
ν 32
ν 13

в)



г)

На рис.9б показана так называемая сдвоенная накачка, когда сигналом одной частоты $\nu_{14}^{3}=\nu_{34}$ одновременно насыщается два перехода. При этом интенсивно объединяется частицами нижний уровень E_1 рабочего перехода 2→1.

Сдвоенная накачка эквивалента насыщения одного перехода в трехуровневой системе с удвоенной частотой накачки.

В системе на рис.9в равны энергетические зазоры ΔE_{13} и ΔE_{24}. Накачкой с частотой $\nu_{13}=\nu_{24}$ одновременно обогащается верхний уровень E_3 и отделяется нижний уровень E_2 рабочего перехода 3→2.

При этом методе необходимо соблюдение условия $\nu_{н} > \nu_{c}$, а не $\nu_{н} > 2\nu_{c}$, как это требуют в трехуровневой системе.

В случае, показанном на рис.9г используется два одинаковых рабочих перехода $\nu_{21} = \nu_{43}$. Сигнал накачки с частотой ν_{14} одновременно обедняет нижний уровень E_1 рабочего перехода 2→1 и обогащает верхний уровень E_4 второго рабочего перехода 4→3. Число активных частиц при этом получается в 1,5 раза больше, нежели в трехуровневой системе.

На рис.9д показан один из возможных случаев, когда $\nu_{c} > \nu_{н}$ накачка с частотой $\nu_{13}=\nu_{34}$ интенсивно обогащает верхний уровень E_4 рабочего перехода 4→2. Получение инверсии населенности обусловлено преобладанием вероятности W_{21} релаксационных переходов над всеми остальными релаксационными вероятностями.

Метод энергетической накачки используется во многих квантовых приборах: газовых, полупроводниковых, твердотельных парамагнитных и др. Частота накачки выбирается в зависимости от энергической характеристики активного вещества. Во многих случаях частоты лежит в оптическом диапазоне и поэтому вместо термина энергетическая накачка в этих случаях применяют термин оптическая накачка.

Методы получения инверсной населенности в газовых квантовых приборах.

Помимо метода энергетической накачки, применяемого например, для возбуждения газового лазера на парах цезия, в газовых приборах используются методы создания инверсной населенности, специфические лишь для приборов этого класса.

Наиболее распространен метод инвертирования населенностей за счет столкновения атомов или молекул газа со свободными электронами, быстро движущимся в электрическом поле. За счет столкновений быстро летящих электронов с атомами или молекулами газа в баллоне с достаточно низким давлением (от 10^{-2} до единиц мм рт. ст.) происходят процессы объемной ионизации частиц или их возбуждения. В последнем случае электроны в атомах или молекулах газа, получив дополнительную энергию переходят на более высокие энергетические уровни – уровни возбуждения. Последующие спонтанные переходы возбужденных частиц в основное состояние сопровождается излучением.

В газовых квантовых приборах избыток возбужденных атомов или молекул образует инверсную населенность, которая и используется за тем для получения индуцированного излучения.

Второй метод также основан на процессах возбужденных частиц газа, но используется для этой цели не энергия быстролетящих свободных электронов, а энергия наружных атомных столкновений.

Для перевода атомов и молекул газа в возбужденное состояние может быть использован также и высококачественный электрический разряд в газе, который возникает при помещении баллона с разряженным газом в сильные высокочастотные электрические поля.

Метод диссоциации молекул используется в тех приборах, где рабочим веществом служит совокупность молекул. Диссоциация (распад) молекул на составные части атомы или радикалы может произойти либо в результате ее столкновения с атомами либо под воздействием интенсивного светового потока (фотодиссоциация), либо в результате взрыва и т.п.

При диссоциации молекулы продукта распада оказываются в возбужденном состоянии. Так например при облучении световой вспышкой молекулы CF_3I распадаются на CF_3 и атомарный ряд, который оказывается в возбужденном состоянии. При интенсивном процессе такого рода фотодиссоциации создается инверсия населенностей уровня атомов йода.

Потому процессы диссоциации сопровождаются разрывом химической связи, такие приборы часто называют химическими квантовыми приборами.

Методы получения инверсной населенности в твердотельных квантовых приборах.

В большинстве квантовых приборах с активным веществом в виде твердого тела инверсия населенностей достигается методами энергетической накачки. Этот метод используется в лазерах на рубине и на других кристаллах с применением редкоземельных элементов, а также в пара магнитных квантовых условиях.

6.3. Принцип работы квантовых приборов.

Квантовое усиление. Предположим что некоторое вещество, в энергетическом спектре которого меняется уровни энергии E_1 и E_ℓ ($E_2 > E_1$), облучается потоком электромагнитной энергии со спектральной плоскостью.

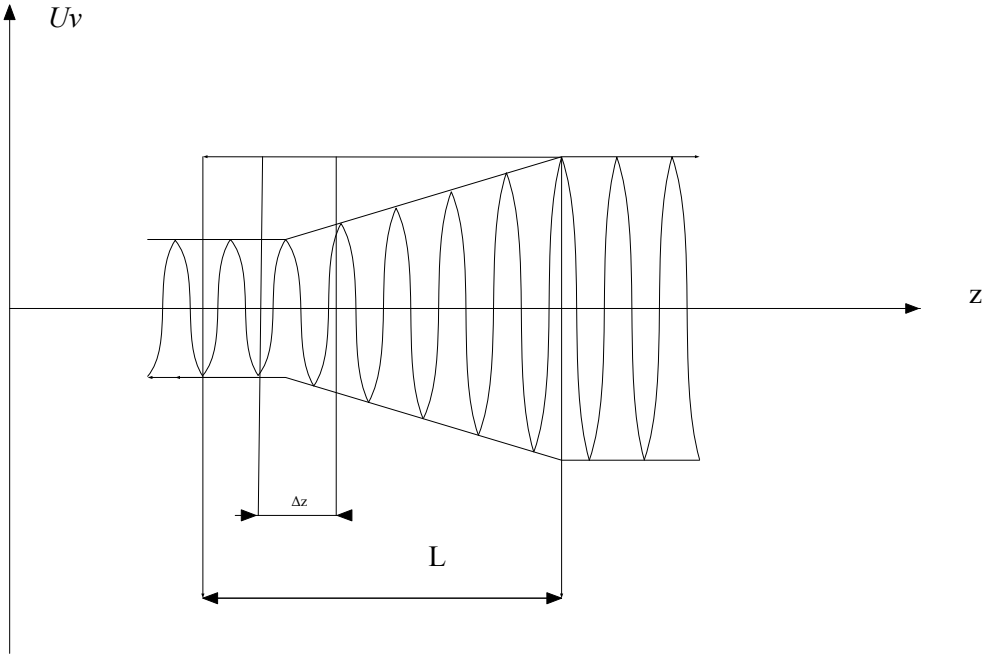


Рис.10 Квантовое усиление колебаний

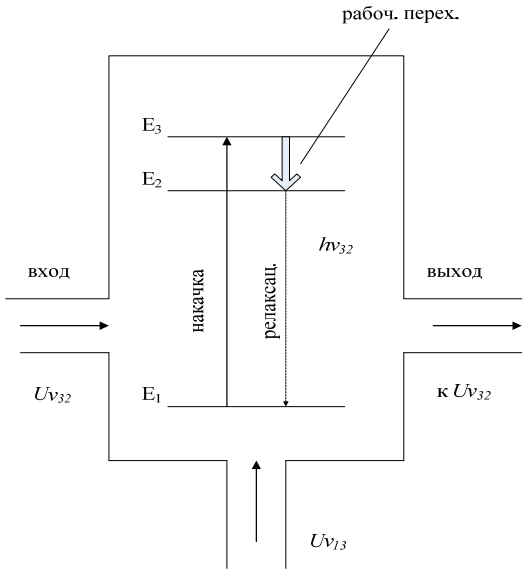


рис.11. К принципу работы квантового усиления

Предположим так же, что вещество активно т.е. с помощью какого либо метода на переходе 2→1 получена инверсная населенность ($N_2 > N_1$) с числом активных частиц $\Delta N = N_2 - N_1$. Пусть кроме того частота подающего излучения

$\nu_{12} = \frac{E - E}{h}$. В этом случае под воздействием падающего излучения наблюдается преимущественное индуцированное излучения. Если по мере распространения электромагнитной энергии вдоль оси Z в некотором элементарном слое d_Z используется в результате перехода вниз один квант энергии с частотой ν_{12} то в следующем слое два кванта индуцируют еще два новых кванта и т.д. в веществе развивается лавинная расположение квантов с частотой ν_{12} при котором в каждой электронной области вещества скорость нарастания электромагнитной энергии пропорциональна самой энергии. Иными словами интенсивность электромагнитной волны нарастает с координатой Z по экспонециальному закону.

$$U_\nu(Z) = U\nu^\circ \ell^{æz} \qquad (37)$$

В соответствии с (37) интенсивность электромагнитной энергии на пути Z=1/æ возрастет в ℓ раз, а на выходе из вещества достигнет величины $U_\nu^\circ \ell^{æz}$.

Величина имеющая размерность [см$^{-1}$] называется коэффициентом квантового усиления. Его величина пропорциональна вероятности P_{21} индуцированных переходов 2→1, числу активных частиц и величине кванта $h\nu_{12}$

$$æ \sim P'_{21}\Delta N\, \nu_{12} \qquad (38)$$

В случае если вещество не активно т.е. населенности уровней подчиняются законам статистики Больцмана (в частности, $N_1 > N_2$), наблюдаются преимущественные индуцированные поглощения. Интенсивность падающего излучения уменьшается с координатой Z по экспоницальному закону:

$$U_\nu(Z) = U\nu^\circ \ell^{-æz} \qquad (39)$$

В реальных условиях всегда протекают процессы приводящие к потерям электромагнитной энергии (расцепление при взаимодействии с решеткой в твердом теле, излучение по др. направлениям и др.). Поэтому в соотношении(37) необходимо ввести коэффициент потерь

$$U_\nu(Z) = U\nu^\circ \ell^{(æ-\beta)z} \qquad (40)$$

Причины определяющие величину β, специфичны для каждого типа рабочего вещества

Из (40) следует, что для получения эффекта квантового усиления необходимо чтобы æ>β . Удовлетворить это неравенство далеко не просто так как коэффициент æ в реальных условиях относительно невелик. Так, например для рубина æ≈10^{-2}см$^{-1}$ и для получения усиления порядка 10^2 потребовались бы размеры активного вещества около 5м. поэтому в квантовых приборах для сокращения длины взаимодействия активное вещество помещают резонатор настроенный на частоту индуцированного излучения.

Принцип работы квантового усилителя

На рис.11 показана схема поясняющая принцип работы квантового усилителя. Активное вещество в энергетическом спектре которого содержится три необходимых энергетических уровня E_1, E_2 и E_3 ($E_1 > E_2 > E_3$), помещено в объемный резонатор в качестве рабочего используется переход 3→2

Размеры объемного резонатора выбраны такими чтобы его резонансная частота ν_o равна частоте излучения на переходе $\nu_\circ = \nu_{32}$. Через один из фидеров к активному веществу подводится сигнал энергетической накачки с частотой ν_{13}.Практическую сторону осуществления энергетической накачке мы рассмотрим позже.

Под воздействием излучения с частотой ν_{13} вещество становится активным частицы с уровня E_1 переходят на уровень E_3. Предположим что спектральная плотность сигнала накачки $U\nu_{13}$ достаточно велика для того, чтобы создать инверсию населенности на переходе 3→2.

Если через входную линию подвести к резонатору колебания, подлежащие усилению с частотой ν_{32}, то в резонаторе настроенном на эту частоту, в результате многократного отражения волны от его стенок установится стоячая волна. Под воздействием этого электромагнитного поля в рабочем веществе возникает и будет развиваться процесс индуцированного излучения. Кванты энергии излученной при индуцированных переходах частиц с уровня E_3 на уровень E_2, когерентные с возбуждающим полем, поддерживают колебания возникшие в резонаторе. Иными словами энергия электромагнитных колебаний в резонаторе непрерывно пополняется за счет индуцированного излучения.

Рассматриваемая система, как и любая другая, не свободна от потерь. Часть элемента энергии через выходную линию отводится в нагрузку; определение для энергии теряется в самом резонаторе и в активном веществе. Поэтому режим работы системы зависит от соотношения между энергией $E_{изл}$, поступающей в резонатор за счет индуцированного излучения, а суммарной энергией теперь E_n. Если $E_{изл} + E_{свч} < E_n$, то подводимая к верху энергия сигнала $E_{свч}$ поглощается системой, амплитуда колебаний на выходе меньше колебаний на входе $E_{с.вых} < E_{с.вх}$. Если же энергия $E_{изл} + E_{с.вх}$ превышает потери в резонаторе и активном веществе, но меньше суммарной энергии потерь, включает отвод энергии в нагрузку, то система работает как усилитель. Амплитуда колебаний в выходной линии больше амплитуды колебаний, подводимых ко входу:

$E_{с.вых} > E_{с.вх}$ Таким образом система представляет собой усилитель с положительной обратной связью, обеспечивает резонатором в который помещено активное вещество. Необходимые фазовые условия выполняются за счет преимущественного заселения верхнего энергетического уровня рабочего перехода. Увеличение энергии сигнала обусловлено преобладанием индуцированным излучением – растяжением квантовой энергии в активном веществе, когерентных входному сигналу. Энергетические соотношения в системе таковы, что энергия индуцированного излучения, обеспечивая режим квантового усиления, недостаточна, однако для поддержания режима самовозбуждения.

Режим самовозбуждения.

Если $E_{изл} > E_n$, то система перейдет в режим самовозбуждения и превратится в генератор. В этом случае колебания в системе будут существовать даже при отсутствии сигнала на входе.

Для поддержания колебаний стационарной амплитуды должны быть выполнены определенные условия необходимые для сохранения неравенства

$E_{изд} > E_{п}$. Иначе говоря, в рассматриваемой системе, как и в любом автогенераторе, должен выполнятся баланс мощностей. Энергия $E_{изл}$ получаемая за счет индуцированного излучения должна быть достаточной для выполнения, как потерь в самом генераторе, так и части энергии, отводимой в нагрузку.

Величина энергии $E_{изл}$ пропорциональна числу ΔN активных частиц. По мере осуществления индуцированных переходов 3→2 верхний энергетический уровень E_3 рабочего перехода опустошается, а уровень E_2 заселяется частицами. Для поддержания нужной величины ΔN плотность энергии накачки должна быть достаточной для обеспечения необходимой скорости заселения уровня E_3 частицами с уровня E_1. Кроме того необходима определенная скорость опустошения уровня E_2 за счет релаксационных переходов 2→1. Все эти процессы в режиме стационарной амплитуды колебаний должны находится в динамическом равновесии.

Итак, в рассмотренной системе активное вещество все время находится в электромагнитном поле стоячей волны в резонаторе. Электромагнитная волна при многократных отражениях от стенок резонатора, как бы много раз проходит через активное вещество. Резонаторные системы используются в квантовых приборах любого диапазона волн. В усилителях и генераторах СВЧ колебаний в качестве колебательных систем используются, как правило, объемные резонаторы или замедляющие системы, уже знакомые нам по электронным приборам СВЧ.

В оптическом диапозоне устройство резонаторов иное. Обычно это система зеркал многократно отражающих световые лучи. Более подробно оптические резонаторы мы рассмотрим при изучении квантовых приборов оптического диапозона.

Характеристика излучения.

Особенности физических процессов в квантовых приборах послужили причиной введение ряда характеристик квантового излучения электромагнитных колебаний. Особенно эти характеристики важны для приборов работающих в оптическом диапозоне волн.

6.4. Ширина спектральной линии.

До сих пор мы рассматривали энергетический спектр некоторого ансамбля частиц как совокупность дискретных, бесконечно «узких» энергетических уровней, квантовые переходы между такими уровнями должны сопровождаться излучением или поглощением электромагнитных колебаний со стороны определенной частицы $\nu = \frac{\Delta E}{h}$, определяющей величиной энергетического зазора ΔE. Иначе говоря, излучение или поглощение, сопровождающее квантовый переход, рассматривалось как строго монохроматическое. В действительности конечно стрелы монохроматического колебания, определяемого как горманический процесс, длящийся бесконечно долго, не может быть получено излучение или поглощение электромагнитных волн, связанное с квантовым переходом в

реальных системах характеризуется определенным спектром частот, который в квантовой электронике, как и в спектрокопий, называется шириной спектральной линии. (рис.12)

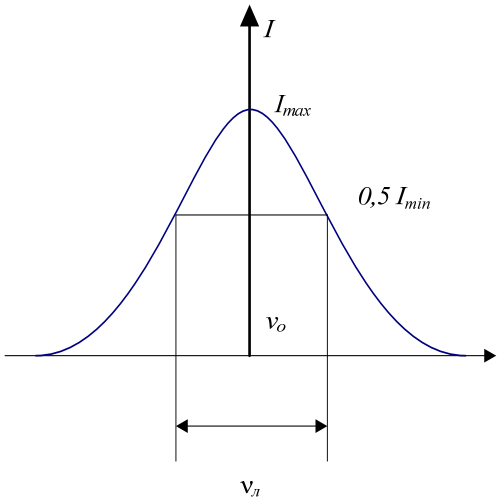


рис. 12

Спектр квантового излучения или поглощения, в простейшем случае двух декретных энергетических уровней по форме подобен резонансной кривой колебательного контура. Это и понятно, так частица, как известно может быть представлена в виде элементарного гармонического ассоциатора. На рис.12 по оси абцисс отложена частота и по оси ординат – интенсивность излучений I . Ширина спектральной линии $\Delta\nu_л$ определяется по уровню, соответствующему 0,5 максимальной интенсивности излучения и резонансностей частот.

Конечная ширина спектральной линии объясняется целым рядом причин, частота которых связана с особенностями той или иной системы частиц. Однако в любом случае величина не может быть равна нулю.

Естественная ширина спектральной линии.

Даже в идеальном случае двух дискретных энергетических уровней частицы, не подвергающейся никакому воздействию внешних факторов, ширина спектральной линии конечна. Величина $\Delta\nu_{ло}$, называется в этом случае естественной шириной спектральных линий, определяется уширением дискретных энергетических уровней в соответствии с соотношением неопределенностей Гейзенберга

$$\Delta E \Delta\tau \geq h \quad (41)$$

Отсюда следует, что $\Delta E \to 0$ в том случае, если время жизни $\Delta\tau$ частицы в данном энергетическом состоянии бесконечно велико ($\Delta\tau \to \infty$). В действительности время жизни $\Delta\tau$ всегда конечно и, следовательно, конечна ширина ΔE энергетического уровня, а значит, конечна и естественная ширина спектральной линии $\Delta\nu_{ло}$. Так, например, естественная ширина спектральной линии молекулы аммиака (NH_3), квантовый переход которой с частотой 23870 МГц использовался в одном из первых квантовых генераторов, равна примерно $10^{-3}\,Гц$. В других случаях величина $\Delta\nu_{ло}$ может быть еще больше. В оптическом диапазоне, например, вследствие уменьшения $\Delta\tau$ с возрастанием энергетиче-

ского заряда в рабочем переходе относительная величина $\Delta\nu_{ло}$ существенно увеличивается.

В реальных ансамблях частиц (газах, жидкостях, твердых телах) на величину ширины спектральной линии оказывают влияние и другие факторы.

Причины уширения спектральной линии.

Одна из возможных причин увеличения ширины спектральных линий атомов или молекул газа – это эффект Доплера. В результате хаотического движения частиц газа их скорости относительно неподвижного приемника излучения оказываются различными. Различны поэтому и величины доплеровского смещения частоты для каждого из такой совокупности хаотически движущихся элементарных осцилляторов. Ширина спектра частот с учетом доплеровского эффекта пропорциональна средневероятной тепловой скорости частицы (и поэтому зависит от температуры), а также частоты квантового перехода. Наибольшее уширение спектральных линий в результате эффекта Доплера наблюдается, поэтому, в оптическом диапазоне. Но и в области СВЧ доплеровское уширение значительно превосходит естественную ширину спектральной линии. Так, для молекул аммиака при комнатной температуре ($T \approx 300°K$) доплеровское уширение $\Delta\nu_{д} \approx 70кГц$.

В газовых ансамблях, используемы в квантовых приборах в качестве активного вещества, уширение спектральных линий происходит также из-за столкновений частиц между собой и со стенками сосуда. При неупругих соударениях изменяется энергетическое состояние частицы и, следовательно, сокращается ее время жизни $\Delta\tau$ на данном энергетическом уровне, что и приводит в соответствие с (41) к уширению линии. Уширение спектральной линии за счет соударений частиц пропорционально среднему времени свободного пробега частицы и поэтому существенно зависит от давления газа в сосуде Для газообразного аммиака, находящегося под давлением в несколько десятых долей миллиметров ртутного столба, уширение линии может достигать десятка мегагерц.

Увеличение ширины спектральной линии происходит также вследствие воздействия электрического и магнитного полей.

Излучение квантовых генераторов оптического диапазона происходит, как правило, в полосе частот, значительно меньшей ширины спектральной линии, и определяется в основном, полосой пропускания оптического резонатора и условиями квантового усиления. Обычно степень монохроматичности излучения оценивается специальным коэффициентом

$$\mu = \ln\frac{\lambda_1}{\lambda_2}, \quad (42)$$

где λ_1 и λ_2 - длины волн, соответствующие границам спектра излучения.

Когерентность. Под когерентностью понимают согласованность фаз колебаний в различных точках пространства в некоторый заданный момент времени или же в различные моменты времени, но в одной заданной точке. Соответственно, различают пространственную когерентность и временную когерентность.

Первое понятие используется как характеристика когерентных свойств волны в направлении, перпендикулярном направлению ее распространения. Часть пространства, занятого волной, в котором выполняются условия когерентности, называют объемом когерентности.

Понятие временной когерентности связано со степенью монохроматичности волны. Монохроматичные колебания одной частоты всегда когерентны. Два колебания считают когерентными, если за время τ - интервал когерентности – их разность фаз остается неизменной или изменяется в допустимых пределах.

В квантовых приборах индуцированное излучение всегда когерентно с излучением стимулирующим.

Луч оптического квантового генератора когерентен по всему поперечному сечению. Объем когерентности лазерного луча очень велик.

7. КВАНТОВЫЕ ПРИБОРЫ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

7.1. Особенности квантовых приборов СВЧ.

Для получения эффекта квантового усиления или генерации колебаний СВЧ необходимо использование в качестве активной среды таких веществ, энергетический спектр которых содержал бы энергетические зазоры в пределах примерно от $0{,}4 \cdot 10^{-5}$ до $1{,}2 \cdot 10^{-3}$ эВ, что соответствует длинам волн от 30 см до 1 мм. Необходимо также, чтобы квантовые переходы между нужной парой энергетических уровней были бы разрешенными. Интенсивные исследования энергетических спектров широкого круга веществ в твердом, газообразном и жидком состоянии показали, что этим требованиям удовлетворяют многие элементы и соединения. В частности, в первом квантовом генераторе, созданном в 1954-1955 гг., в качестве активного вещества были использованы молекулы аммиака (NH_3). Этот молекулярный квантовый генератор работал в диапазоне СВЧ на частоте 23870 МГц.

В дальнейшем в квантовой электронике диапазона СВЧ преимущественное использование нашли твердые кристаллические вещества, обладающие парамагнитными свойствами. К таким веществам принадлежит обширная группа соединений, содержащих парамагнитные ионы – ионы с нескомпенсированными электронными спинами, например, ионы элементов группы железа, ионы группы палладия и др.

В настоящее время в диапазоне СВЧ используются, главным образом, квантовые парамагнитные усилители, обладающие по сравнению с усилителями на электронных СВЧ приборах рядом преимуществ. Основное достоинство квантовых усилителей – низкий уровень собственных шумов, величина которого в лучших образцах имеет порядок 8-15°К, т.е. примерно в 100 раз ниже уровня шумов наиболее чувствительных усилителей на электронных СВЧ приборах.

Следует отметить, что указанная величина шумовой температуры определяется, главным образом, шумами антенны и подводящих фидеров. Собственные шумы квантового усилителя, основным источником которых является спонтанное излучение, характеризуются шумовой температурой порядка 0,5-5°К. Столь низкий уровень собственных шумов достигается в квантовых усилителях ценой значительных конструктивных усложнений: активное вещество помещается в криостат – специальное охлаждающее устройство, содержащее жидкий гелий и жидкий азот. Поэтому конструктивно квантовый усилитель получается достаточно громоздким и малопригодным для использования в радиосистемах на подвижных объектах.

По другим параметрам – динамическому диапазону, ширине полосы пропускания и др. – квантовые усилители обычно уступают усилителям СВЧ колебаний других типов. Тем не менее в силу высокой чувствительности квантовые усилители нашли широкое применение в стационарных системах сверхдальней радиолокации, радиоастрономии, дальней космической связи и др.

Квантовые генераторы колебаний диапазона СВЧ до сих пор не получили применения в практике. Преимущество в этой области остается за электронными приборами СВЧ, способными обеспечить значительно более высокий уровень мощности генерируемых колебаний и КПД, обладающими возможностью электронного управления частотой и от ичающимися относительной конструктивной простотой.

Квантовый генератор на молекулах аммиака

Устройство молекулярного квантового генератора на пучке молекул аммиака (NH_3) схематически показано на рис. 13.

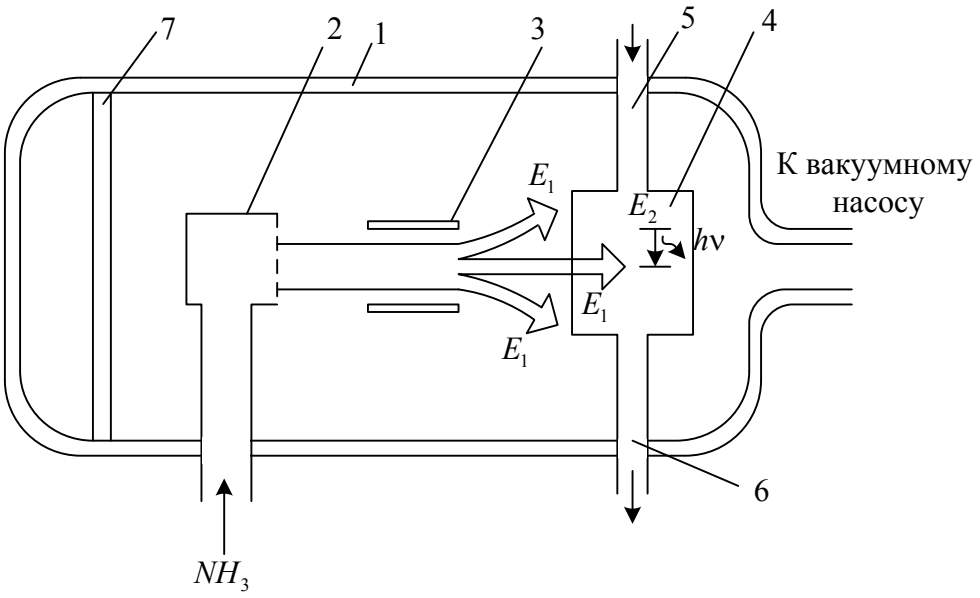


Рис. 13 Устройство квантового генератора (усилителя) на молекулах аммиака.

1 – кожух; 2 – испаритель; 3 – квадрупольный конденсатор; 4 – резонатор;
5 – входная линия; 6 – выходная линия; 7 – сосуд с жидким азотом.

В специально охлаждаемый кожух помещено устройство испарения аммиака, поступающего из внешнего резервуара. Молекулы газообразного аммиака через отверстия в стенке испаряющей камеры выходят в рабочее пространство, в котором создается вакуум порядка 10^{-5} мм. рт. ст. Далее частицы попадают в сортирующее устройство – квадрупольный конденсатор, по выходе из которого молекулы, находящиеся в более высоком энергетическом состоянии E_2, поступают через диафрагму в объемный резонатор. Молекулы с более низкой энергией E_1. Энергия индуцированного излучения частично расходуется на восполнение потерь в самой системе, а частично через волновод отводится в нагрузку.

Энергетический спектр молекулы аммиака

Молекула аммиака имеет вид тетраэдра – правильной пирамиды (рис. 14), основанием которой служит равносторонний треугольник, в вершинах которого располагаются атомы водорода.

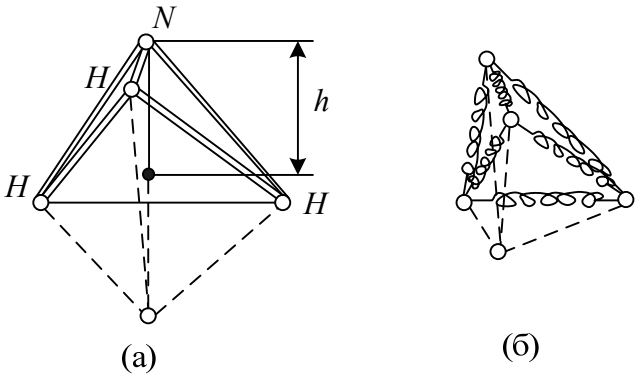


Рис.14. Модель молекулы аммиака (а) и ее механический аналог (б)

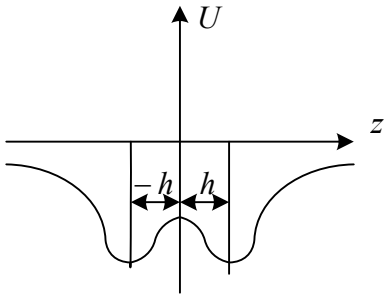


Рис.15 Потенциальная функция молекулы аммиака.

Атом азота размещается в вершине пирамиды на расстоянии $h \approx 0{,}37\dot{A}$ от плоскости снования.

В общем случае, полная энергия молекулы слагается из энергии ее поступательного движения, колебательной энергии, ротационной энергии – энергии вращательного движения вокруг некоторой оси и, наконец, энергии, характеризуемой взаимодействием между вращательным и колебательным движениями.

В молекулярном генераторе используются энергетические уровни, связанные с колебательным движением, точнее с колебаниями атома азота вдоль оси симметрии z молекулы, совпадающей с высотой h тетраэдра (рис. 14, а).

Эти колебания – ангармонические, т.е. периодические, но не синусоидальные – часто называют инверсионными колебаниями, т.к. в результате такого движения положение атома азота инвертируется относительно основания пирамиды-плоскости, содержащей атомы водорода. Атом азота оказывается то ниже, то выше основания пирамиды, причем крайние положения атома N являются устойчивыми и соответствуют минимумам потенциальной энергии системы (рис. 15). Ход кривой $U(z)$ легко объяснить, представив молекулу NH_3 механической моделью (рис. 14,б) в виде такой же пирамиды, образованной четырьмя шариками, связанными между собой пружинами. Верхнее и нижнее положения шарика в вершине пирамиды устойчивы: силы притяжения и расталкивания, действующие между шариками, уравновешенные.

В процессе «продавливания» шарика из верхнего положения в нижнее приходится преодолевать силу сопротивления пружин, часть которых (связывающих атомы водорода) работает при этом на растяжение, а другая часть на сжатие. Наибольшая энергия системы отвечает положению всех четырех шариков в плоскости основания пирамиды.

Таким образом, два устойчивых состояния атома азота на расстояниях $z = \pm h$ от плоскости атомов водорода разделены потенциальным барьером шириной порядка $0{,}7\dot{A}$ и высотой около 0,25 эВ.

Если предположить атомы водорода неподвижными, то в каждом из двух устойчивых состояний атом азота, а с ним и вся молекула будет описываться своей волновой функцией. Иначе говоря, атом азота в каждый из двух потенциальных ям можно представить некоторым гармоническим осциллятором. Ввиду достаточно узкого потенциального барьера, разделяющего две потенциальные ямы, вероятность обнаружения частицы за барьером имеет конечную величину. Образуется система из двух гармонических осцилляторов, связанных между собой, причем волновые функции могут образовать как симметричную, так и несимметричную комбинации.

Двум этим случаям соответствует дуплет – два различных энергетических состояния E_1 и E_2, разделенных, как показывает ΔE_{12} величиной порядка 10^{-4} эВ.

Эти два энергетических состояния соответствуют двум противоположно ориентированным электрическим дипольным моментам молекулы. Вследствие различия электронных оболочек атомов азота и водорода «центр» суммарного отрицательного заряда электронов в молекуле не совпадает с «центром» суммарного положительного заряда ядер. Это обстоятельство и объясняет наличие молекуле NH_3 электрического дипольного момента, ориентация которого в пространстве меняется на противоположную при инверсии атома азота, осциллирующего относительно плоскости с инверсионной частотой

$\nu_{12} = \Delta E_{12} / h$.

В системе молекул NH_3, находящейся в термодинамическом равновесии, распределение частиц по энергетическим состояниям E_1 и E_2 подчиняется законам статистики Больцмана. В верхнем энергетическом состоянии E_2 находится меньше частиц, чем в нижнем.

Образование пучка молекул.

Для уменьшения ширины линии индуцированного излучения необходимо сформировать пучок невзаимодействующих между собой молекул. В противном случае в результате взаимодействия частиц между собой спектральная линия будет уширена и стабильность частоты излучения ухудшится. С этой целью решетка, через которую молекулы NH_3 выходят из испарителя в рабочее пространство, должна иметь строго определенные размеры отверстий и расстояний между ними. Величина отверстий не должна превышать среднюю длину свободного пробега молекул в испарителе. По этой же причине не может быть повышено сверх определенной величины и давление газа в испарителе. При нарушении этих условий вблизи отверстий будут наблюдаться соударения молекул и условие их невзаимодействия будет нарушено.

Сортировка молекул.

По выходе из испарителя большая часть молекул попадает в неоднородное поле квадрупольного конденсатора. В неоднородном электрическом поле конденсатора молекула – диполь с параллельной ориентацией относительно

вектора $\overline{E}$ - испытывает действие электрических сил, смещающих ее в область максимальной напряженности поля, где энергия $U_{iç}$ минимальна. Это означает, что молекулы NH_3, дипольный момент которых параллелен полю $\overline{E}$ и которые, следовательно, находятся на нижнем энергетическом уровне E_1, будут перемещаться от его оси к периферии. По выходе из конденсатора большая часть таких молекул не попадает в резонатор (рис. 13).

Противоположное смещение – от стержней к оси конденсатора – получают молекулы, находящиеся на верхнем энергетическом уровне E_2. Их дипольный момент антипараллелен полю, и энергия взаимодействия минимальна в области с наименьшей напряженностью поля, т.е. у оси конденсатора.

Большая часть этих молекул проникает через диафрагму в объемный резонатор. Следовательно, в резонатор после сортирующего устройства попадает пучок молекул NH_3, подавляющая часть которых находится в верхнем энергетическом состоянии E_2.

Режим усиления.

Колебания СВЧ $U = U_m \sin \omega_0 t$, подлежащие усилению, подводятся к резонатору, настроенному на частоту $\omega_0 = 2\pi\nu_{21}$, где ν_{21} - частота квантового перехода $E_2 \to E_1$ и $E_1 \to E_2$ молекул аммиака. Поскольку число N_2 молекул в верхнем энергетическом состоянии больше числа N_1 - молекул с энергией E_1, индуцированное излучение преобладает над индуцированным поглощением. Поле излученных молекулами квантов, будучи когерентно с индуцирующим переходы полем, суммируется с ним, и усиленные колебания через выходной волновод отводятся в нагрузку.

Коэффициент усиления и полоса пропускания молекулярного усилителя являются функцией добротности объемного резонатора с учетом связи его с входным и выходным волноводами, а также способности активного вещества излучать и рассеивать энергию электромагнитных колебаний под действием поля в резонаторе. Последняя величина зависит от целого ряда факторов: конфигурации резонатора и вида колебаний, возбуждаемых в нем, длины пути молекул в резонаторе, скорости их движения и др. Естественная ширина спектральной линии молекулы аммиака очень мала, и ширина полосы пропускания усилителя определяется временем τ пребывания молекулы в электромагнитном поле резонатора. Эта величина при обычной длине резонатора $l \cong 10 ñì$ и средней скорости движения молекул $\overline{U} \cong 10^5 \, ñì/ñåê$ составляет примерно 0,1 мс, что соответствует полосе пропускания $\Delta\nu = \dfrac{1}{\tau} \cong 10 êÃö$.

Уровень собственных шумов молекулярного усилителя, как и других квантовых усилителей, определяется, в основном, двумя факторами: спонтанным излучением активного вещества и тепловым излучением устройств, окружающих активное вещество – стенок резонатора, волноводов и др. Уровень шумов, обусловленных спонтанным излучением в усилителе на молекулах аммиака пренебрежимо мал, так как вероятность спонтанных переходов за время

τ пролета молекулы через резонатор стремится к нулю. Невелик также и уровень тепловых шумов при рабочей температуре жидкого азота, равной 77°К.

Поскольку квантовый прибор на пучке молекул NH_3 не находит практического применения в качестве усилителя СВЧ колебаний, все вопросы, связанные с источниками шумов и методами их оценки, мы рассмотрим далее на примере других квантовых усилителей СВЧ.

Режим генерации.

Выше уже отмечалось, что объемный резонатор позволяет не только увеличить время взаимодействия электромагнитного поля с активным веществом, но и обеспечивает положительную обратную связь в приборе.

В увеличением плотности потока молекул NH_3, поступающих в резонатор, и ростом индуцированного излучения квантовый усилитель может перейти в режим самовозбуждения и превратиться в генератор. Как и для любого автогенератора условия самовозбуждения определяются балансом мощностей и балансом фаз. Последнее условие обеспечивается в рассматриваемом квантовом приборе преобладанием в объемном резонаторе молекул с более высоким уровнем энергии. Что же касается баланса мощностей, то это условие будет выполнено в том случае, если энергия индуцированного излучения будет превосходить энергию, отводимую в нагрузку, и энергию потерь в самом устройстве. Так, например, при указанной выше длине резонатора $l \cong 10 см$ и средней скорости молекул $\overline{U} \approx 10\ {см}/{сек}$ условие баланса мощностей будет выполнено, если среднее значение потока молекул, поступающих в резонатор, будет не менее 10^{14} частиц в секунду.

Квантовый генератор на пучке молекул аммиака отличается высокой стабильностью частоты генерируемых колебаний и поэтому может быть использован как высокоточный стандарт частоты. Нестабильность частоты зависит от ряда факторов: расстройки резонатора, изменения величины напряжения на сортирующем конденсаторе и др. Однако, влияние этих факторов относительно невелико. Так, например, при расстройке объемного резонатора на 10 кГц уход частоты генератора составит всего лишь 10 Гц.

При величине излучаемой мощности порядка 10^{-10} Вт нестабильность частоты молекулярного генератора, т.е. отношение средней величины отклонения частоты $\Delta\omega$ к рабочей частоте ω_0 составляет величину порядка 10^{-11}.

Электронный парамагнитный резонанс

Парамагнитные вещества.

Как известно из курса физики, парамагнитными называют такие вещества, в которых под действием внешнего магнитного поля индуцируется магнитный момент, совпадающий по направлению с внешним полем. Иначе говоря, восприимчивость парамагнетиков положительна и обычно увеличивается с понижением температуры. Парамагнитными свойствами могут обладать свободные электроны в полупроводниках и металлах, центры окрашивания, примесные атомы, а также атомы и ионы, обладающие отличным от нуля собственным магнитным моментом.

В квантовой электронике используются кристаллические вещества, парамагнетизм которых обусловлен примесными ионами элементов, принадлежащих переходным группам в периодической системе. Это группа железа (элементы с 21 по 30-й), группа палладия (39-48-й элементы), группа редких земель (57-70-й), группа платины (71-80-й) и группа актинидов (89-100-й элемент).

Наибольшее применение находят элементы групп железа и редких земель. Парамагнитные свойства атомов этих веществ определяются нескомпенсированными спинами электронов внутренних электронных оболочек: $3d^n$ электронами в группе железа и $4f^n$ электронами в группе редких земель. Атомы большинства таких элементов в химических соединениях превращаются в парамагнитные ионы, т.е. сохраняют парамагнитные свойства в отличие, например, от атомов щелочноземельных элементов, парамагнитные свойства которых, обусловленные нескомпенсированными спинами валентных электронов, теряются при химических соединениях. В соединениях железа атом превращается в парамагнитный ион Fe^{3+}.

Атом в магнитном поле.

Если атом, обладающий магнитным моментом $\overline{M}_J$, поместить в постоянное магнитное поле, то на него будет действовать вращающий момент, пропорциональны величине магнитного момента $\overline{M}_J$, индукции магнитного поля $\overline{B}$ и углу θ между $\overline{M}_J$ и направлением вектора $\overline{B}$. Под влиянием этих сил момент $\overline{M}_J$ будет процессировать вокруг вектора $\overline{B}$ с ларморовой частотой

$$f_{\ddot{e}} = g_J \frac{e}{4\pi m} B, \quad (1)$$

величина которой не зависит от угла θ. Здесь g_J - фактор Ланде. Положение $\overline{M}_J$ во внешнем магнитном поле, как и любого другого магнитного момента, пространственно квантовано. Его проекция на направление z магнитного поля должна быть кратна целому или полуцелому числу $h/2\pi$

$$M_{Jz} = m_J \frac{h}{2\pi} \quad (2)$$

Магнитное квантовое число m_J может принимать 2J+1 значений: $m_J = J$; J-1; … 0 … -J, где J – полное квантовое число атома. Примеры возможных ориентаций момента $\overline{M}_J$ показаны на рис. 8-4.

Ориентационная энергия, запасаемая атомом с магнитным моментом $\overline{M}_J$ в постоянном магнитном поле, равна:

$$E_M = m_J g_J \frac{eh}{4\pi m} B. \quad (3)$$

Таким образом, в зависимости от ориентации момента $\overline{M}_J$ относительно вектора $\overline{B}$ появляются 2J+1 новых энергетических состояний. Иначе говоря, внешнее магнитное поле снимает вырождение уровня J с кратностью вырождения в отсутствии поля, равной 2J+1.

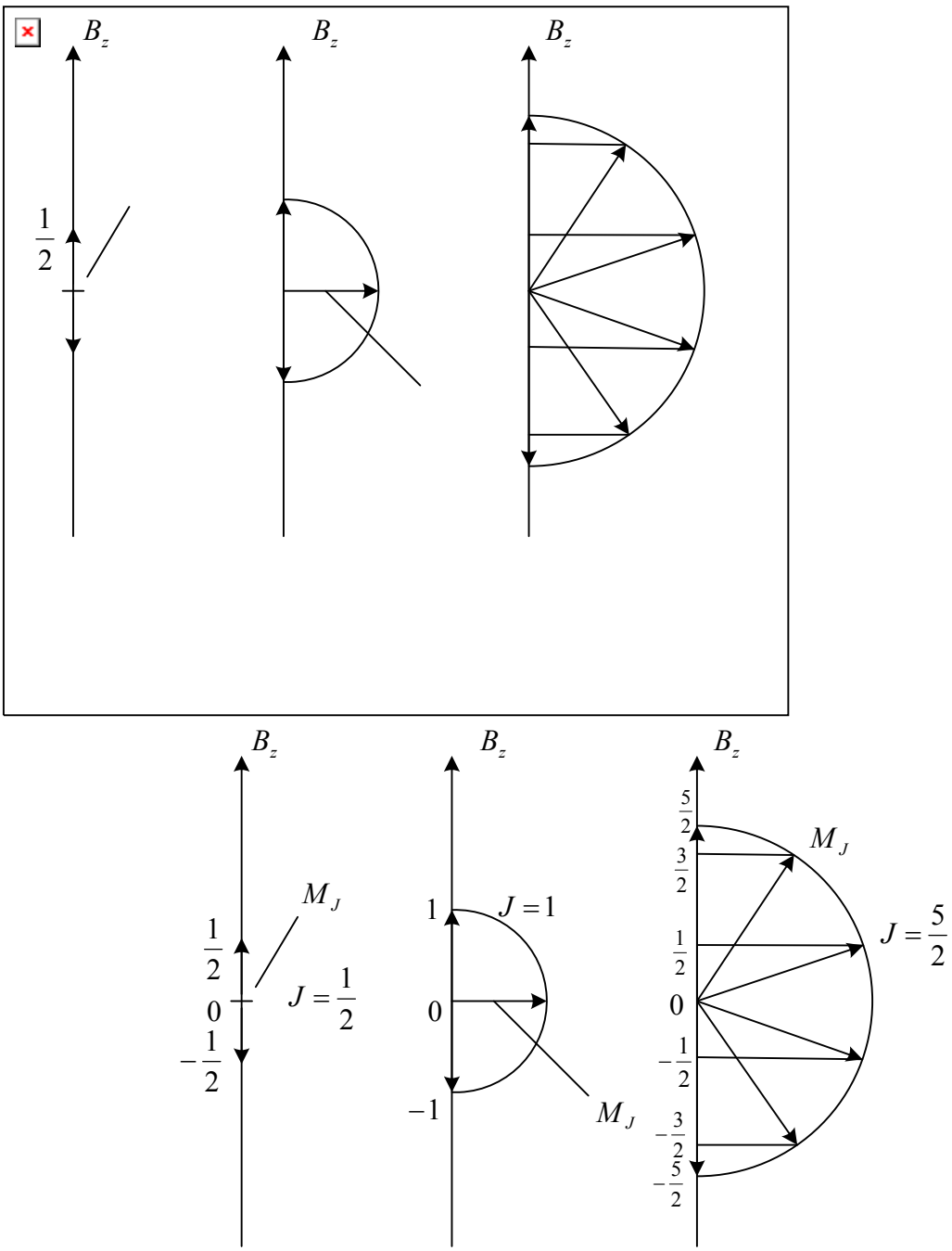


Рис.8.4 Возможные ориентации полного момента в магнитном поле при различных значениях J

Расщепление энергетического состояния атома в магнитном поле, как известно, называется зеемановским расщеплением, а получившиеся новые энергетические подуровни – зеемановскими энергетическими уровнями. Как следует из (3), величина расщепления энергетических состояний прямо пропорциональна индукции B магнитного поля (рис. 8.5).

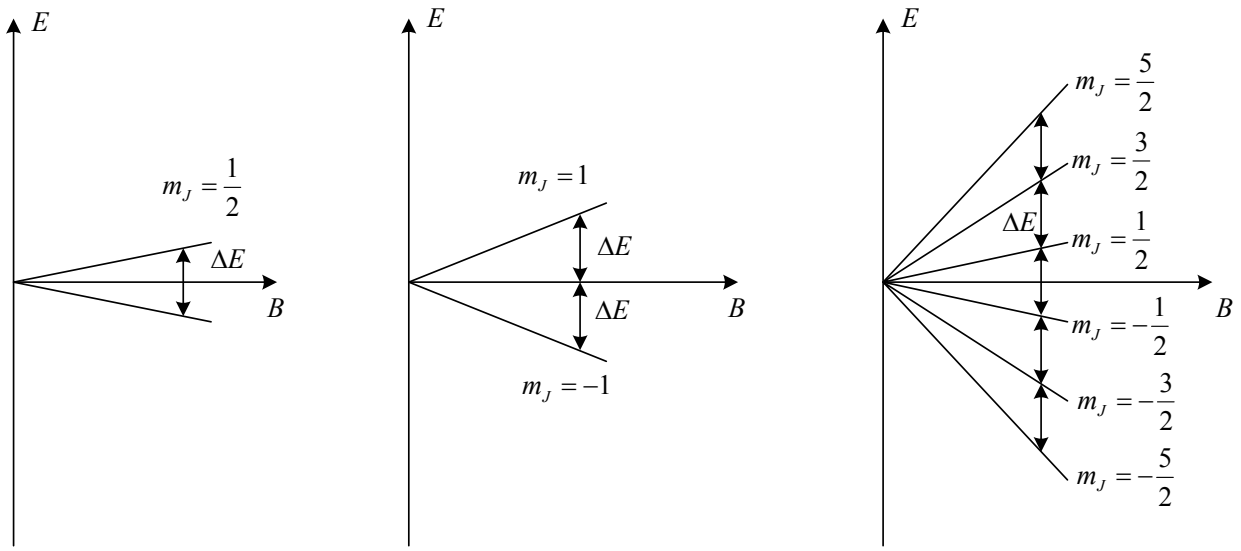


Рис. 8.5 Расщепление энергетических состояний в магнитном поле

В соответствии с квантовыми законами разрешены такие изменения энергетических состояний, при которых число m_J изменяется на единицу. Таким образом, разрешенные изменения ΔE энергии равны:

$$\Delta E = g_J \frac{eh}{4\pi m} B, \quad (4)$$

а соответствующая частота перехода

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} = g_J \frac{e}{4\pi m} B. \quad (5)$$

Во многих случаях $g_J \cong 2$ и выражение (5) принимает удобный для практического использования вид:

$$\frac{\nu}{B} \cong 2{,}8 \text{ÌÃö } / \tilde{a}\tilde{n}.$$

В классическом опыте Зееманом были обнаружены переходы между подуровнями, образовавшимися в результате расщепления различных уровней – состояний, соответствующих различным значениям J. Переходы между такими подуровнями, разделенными относительно большими энергетическими зазорами, сопровождаются в большинстве случаев излучением в оптическом диапазоне.

Явления парамагнитного резонанса, обнаруженные спустя почти 50 лет, связаны с переходами между энергетическими подуровнями, принадлежащие одному и тому же уровню, т.е. состоянию с определенным значением J. Частоты этих переходов, как правило, лежат в диапазоне СВЧ, и поэтому наблюдение явлений парамагнитного резонанса оказалось возможным лишь в результате развития техники СВЧ.

Явление парамагнитного резонанса.

Электронным парамагнитным резонансом (ЭПР) называют явление поглощения или излучения электромагнитной энергии парамагнитным вещест-

вом, помещенным в постоянное магнитное поле. Пусть парамагнитный атом, обладающий моментом $\overline{M}_J$, помещен в постоянное поле $\overline{B}_0$ (рис. 8-6).

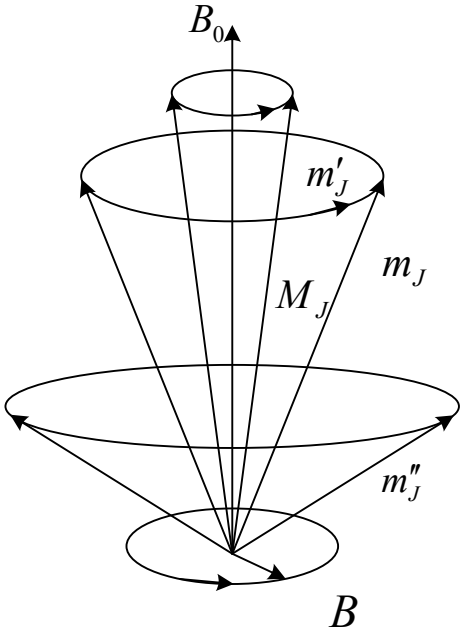


Рис.8.6 К объяснению явления парамагнитного резонанса.

В соответствии с правилами пространственного квантования угол α между вектором $\overline{B}_0$ и образующей конуса, по поверхности которого прецессирует вектор момента $\overline{M}_J$, определяется одним из возможных значений квантового числа m_J. Внешнее электромагнитное поле имеет круговую поляризацию и ориентировано так, что вектор магнитной индукции вращается в плоскости, перпендикулярной $\overline{B}_0$. Результирующее магнитное поле в каждый момент времени определяется геометрической суммой векторов $\overline{B}_0$ и $\overline{B}$.

Если направление вращения вектора $\overline{B}$ противоположно направлению прецессии момента $\overline{M}_J$, то в среднем эффект воздействия поля $\overline{B}$ будет равен нулю. Такой же результат получится в случае совпадения направлений вращения векторов $\overline{M}_J$ и $\overline{B}$, но при отличии частоты f электромагнитных колебаний от частоты прецессии $f_{\ddot{e}}$.

Иной эффект наблюдается при совпадении направлений вращения и частот ($f = f_{\ddot{e}}$). Суммарный вектор магнитной индукции, отклоняясь от направления $\overline{B}_0$, будет прецессировать вокруг этого направления с частотой f. В результате появится постоянно действующий на вектор $\overline{M}_J$ опрокидывающий момент. Действие этого момента приводит к возникновению дополнительных колебаний, налагающихся на прецессию вектора $\overline{M}_J$. В зависимости от разности фаз электромагнитных колебаний и прецессионного движения вектор $\overline{M}_J$ может занять одно из ближайших разрешенных состояний, соответствующих квантовым числам m'_J или m''_J. При этом энергия атома в суммарном магнитном поле соответственно увеличивается или уменьшается. Поскольку все фазовые соотношения равновероятны, то одинаково вероятны для отдельного атома оба

этих перехода. В любой системе в соответствии с законом статистики в более низком энергетическом состоянии находится большее число атомов. Поэтому и число возможных переходов вверх, в состояние с большей энергией, будет больше числа переходов вниз. В итоге, при облучении помещенного в постоянное магнитное поле парамагнитного вещества электромагнитной энергией с частотой $f = f_{ё}$ будет наблюдаться поглощение этой энергии – парамагнитный резонанс.

Парамагнитный резонанс в твердых телах.

В сложных системах взаимосвязанных атомов или молекул, например, в твердых телах, описанные выше для изолированного атома явления существенно усложняются.

Во-первых, в подавляющем большинстве атомов не наблюдается в чистом виде нормальная LS-связь, при которой электростатическое взаимодействие между электронами преобладает над магнитным спин-орбитальным взаимодействием. В некоторых случаях наблюдается иной вид связи, когда преобладающим оказывается взаимодействие между спиновым и орбитальным моментами каждого электрона.

Во-вторых, атомы в кристалле подвергаются воздействию внутренних магнитного и электрического полей. Так, например, в кристалле, содержащем парамагнитные ионы, на каждый ион действует магнитное поле соседних ионов, величина которого может достигать сотни гаусс. Вследствие тепловых колебаний узлов решетки это поле флуктуирует и, следовательно, ионы находятся под действием случайным образом меняющегося магнитного поля. Следует, правда, отметить, что в квантовых приборах обычно используются так называемые разбавленные парамагнитные соли – кристаллы немагнитных веществ с добавлением (0,01-1)% парамагнитных ионов. Примером такого кристалла может служить широко применяемый в квантовой электронике рубин – окись алюминия, в которой часть ионов Al^{3+} замещена парамагнитными ионами [ ]. В таких разбавленных кристаллах действие магнитных полей соседних ионов, естественно, ослаблено.

В любом кристалле, однако, существует довольно сильное внутрикристаллическое электрическое поле, направление и величина которого различны для разных кристаллографических направлений. Под действием этого поля энергетические уровни атомов претерпевают штарковское расщепление. Так, обычно под влиянием внутрикристаллического поля энергетические уровни атомов и ионов с нечетным числом электронов и в особенности низкий нормальный уровень расщепляются на два подуровня.

В результате всех упомянутых выше факторов в кристаллах наблюдается сложная структура атомных энергетических уровней, которая уже не может быть описана квантовыми числами L, S и J. Так, например, согласно экспериментальным данным, для многих кристаллов наблюдается подавление орбитального момента атома $\overline{M}_L$ и величина полного момента $\overline{M}_J$ определяется, в основном, спиновым моментом $\overline{M}_S$. Иначе говоря, магнитные свойства атома в твердом теле определяются его спиновым моментом.

Поэтому часто в литературе, рассматривая магнитные кристаллы, говорят о системе спинов, т.е. о системе спиновых моментов, определяющих магнитные свойства вещества.

Во внешнем магнитном поле атомные энергетические уровни кристалла претерпевают зеемановское расщепление, в большинстве случаев анизотропное и не описываемое квантовыми числами m_J. Характер и величина расщепления энергетических уровней, как правило, различна для различных углов между какой-либо кристаллографической осью и направлением внешнего магнитного поля.

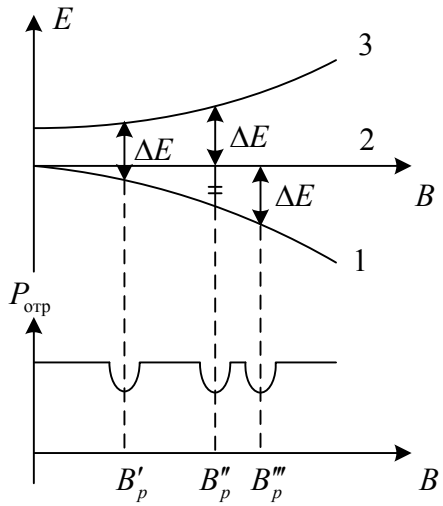


Рис. 8.7 Спектр парамагнитного резонанса фтор силиката никеля

На рис. 8-7 показана для примера картина расщепления энергетических уровней фторсиликата никеля ($NiSiF_6$) во внешнем магнитном поле.

Спектр парамагнитного резонанса.

Если такой кристалл облучать электромагнитной волной с частотой $\nu_p = \Delta E_p / h$, плавно изменяя при этом напряженность внешнего постоянного магнитного поля, то при определенных значениях $B_p^{'}$, $B_p^{''}$ и $B_p^{'''}$, соответствующих переходам с частотой ν_p, будет наблюдаться парамагнитный резонанс. В зависимости $P_{îòð} = f(B)$ - отраженной от кристалла электромагнитной □олны – появляются провалы, регистрирующие поглощение электромагнитной волны кристаллом. Ряд значений B, соответствующих, наоборот, значению ν при некоторой величине B=const, называют спектром парамагнитного резонанса для данного вещества.

Ширина линии. Поглощение энергии при парамагнитном резонансе наблюдается в пределах некоторого диапазона частот вблизи центральной частоты резонанса. Этот диапазон частот $\Delta\nu_{ë}$, как уже упоминалось, называется шириной линии. Ширина линии парамагнитного резонанса зависит от ряда причин, большинство которых было рассмотрено выше, но несколько факторов специфичны именно для парамагнитных твердых тел. Согласно принципу неопределенности энергия состояния частицы может быть определена с точно-

стью до величины $\Delta E \geq h/\Delta\tau$, где $\Delta\tau$ - время пребывания частицы в данном состоянии. В процессе парамагнитного резонанса частицы изменяют свое состояние. После снятия индуцирующего излучения система спинов возвращается в состояние термодинамического равновесия за счет релаксационных процессов. В парамагнетиках эти релаксационные процессы связаны с обменом энергией между частицами и тепловыми колебаниями решетки. Этот процесс называют спин-решеточной релаксацией и характеризуют его средним временем $\tau_{с.р.}$. За это время возбужденная система спинов, обмениваясь фотонами с кристаллической решеткой, практически возвращается в состояние равновесия. Таким образом, минимальная ширина линии определяется соотношением $\Delta\nu_{ё} \geq 1/\tau_{ñ.ð.}$.

Величина $\tau_{ñ.ð.}$ для парамагнетиков существенно зависит от температуры, изменяясь от десятых долей секунды при Т=4,2˚К до микросекунд при комнатных температурах.

Значительно более серьезный вклад в ширину линии парамагнитного резонанса вносят процессы спин-спиновой релаксации взаимодействия частиц друг с другом. Этот вид взаимодействия обусловлен наличием собственных электрических и магнитных полей атомов и ионов, воздействию которых подвергаются ионы, расположенные в ближайших узлах решетки. Спин-спиновая релаксация также характеризуется некоторым средним временем $\tau_{ñ.с.}$, которое для парамагнитных веществ имеет порядок 10^{-8} сек. Расширение линии ЭПР за счет спин-спиновой релаксации достигает нескольких десятков мегагерц.

Зеемановское расщепление уровней в рубине.

На рис. 8-8 показаны диаграммы расщепления основного энергетического уровня рубина, помещенного во внешнее магнитное поле.

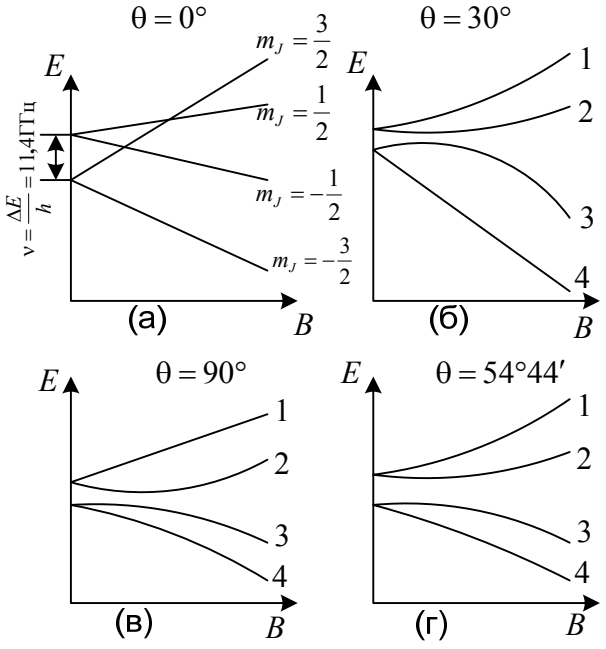


Рис.8.8 Расщепление энергетических состояний рубина в магнитном поле

Как уже было сказано, магнитные свойства рубина определяются наличием в кристалле парамагнитных ионов Cr^{3+}. Хром (атомный номер 24) имеет

электронную конфигурацию $1S^2 2S^2 2p^6 3S^2 3p^6 3d^5 4S^1$. Незаполненными остались оболочки 3d и 4S.

В рубине хром, замещая атом Al, трехвалентен.

Валентные связи обеспечиваются одним 4S и двумя 3d электронами. Три оставшихся в оболочке 3d электрона обусловливают магнитные свойства иона Cr^{3+}. Для основного состояния $S = \frac{3}{2}; L = 3; J = \frac{3}{2}$. Следовательно, свободный ион должен иметь 2J+1=4 зеемановских уровня. В кристалле орбитальный момент сильно подавлен и четыре зеемаоских уровня определяются спинами иона Cr^{3+} (2S+1=4). В результате действия внутреннего электрического поля наблюдается нулевое расщепление (при нулевом внешнем магнитном поле) уровней на два дуплета, соответствующим квантовым числам $m_J = \pm\frac{1}{2}$ и $m_J = \pm\frac{3}{2}$. Энергетический зазор между этими дуплетами при B=0 соответствует частоте перехода $\nu = 11{,}4 \tilde{A}\tilde{A}\ddot{o}$.

Как видно из рис. 8-8,а, в случае совпадения направления вектора $\overline{B}$ внешнего магнитного поля с осью симметрии кристалла рубина ($\theta = 0$) наблюдается линейная зависимость $E = f(B)$. В иных случаях ($\theta \neq 0$) эта зависимость нелинейна, в особенности в области слабых и средних значений магнитного поля. В зависимости от угла θ изменяется и характер изменения $E = f(B)$ для различных уровней.

Важно отметить, что при нарушении линейной зависимости теряют смысл квантовые числа m_J. Поэтому и на диаграммах рис. 8-8, б, в, г энергетические уровни обозначены просто цифрами, начиная с наиб[illegible]лее низкого. Понятно, что при этом теряет смысл и правило отбора, разрешающее переходы между уровнями только при условии, что квантовое число m_J меняется на ± 1. Таким образом, в области нелинейной зависимости $E = f(B)$ запрещенные переходы становятся разрешенными. Вернее, для каждого значения B и угла θ может быть вычислена вероятность того или иного перехода. В нелинейной области эта вероятность для любого перехода достаточно велика или, как говорит, здесь наблюдается сильно разрешенные переходы.

Для квантовых СВЧ приборов особый интерес представляет случай, иллюстрируемый рис. 8-8, г. Кривые $E = f(B)$ для этого случая симметричны относительно средней линии, что весьма удобно для реализации схемы двойной накачки (см. выше). Поэтому угол $\theta = 54°44'$ в литературе часто называют углом двойной накачки.

В заключение следует еще раз отметить, что на рис. 8.8 показано зеемановское расщепление основного наиболее низкого энергетического уровня и переходы между различными подуровнями соответствуют явлениям парамагнитного резонанса, лежащего в области сверхвысоких частот.

7.2. Квантовый парамагнитный усилитель.

Определение. Квантовым парамагнитным усилителем (КПУ) называют такое устройство, в котором увеличение энергии электромагнитной волны происходит за счет индуцированного излучения при парамагнитном резонансе вещества, находящегося в активном состоянии (характеризуемого отрицательной температурой).

Вследствие когерентности индуцированного излучения с подводимыми ко входу усилителя электромагнитными колебаниями усиленные колебания на выходе устройства сохраняют частоту, поляризацию и направление распространения.

Устройство. Существует несколько типов конструкции квантовых парамагнитных усилителей: резонаторные усилители, которые в свою очередь делятся на резонаторные усилители проходного и циркуляторного типов, а также квантовые усилители бегущей волны.

Устройство резонаторного КПУ представлено на рис. 8-9.

Парамагнитный кристалл помещен в специальный двухчастотный резонатор, один из возможных вариантов конструкции которого показан на рис. 8-10.

Отрезок волновода длиной $n\lambda_i/2$, где λ_i - длина волны типа H_{10} в волноводе на частоте накачки, настроен на частоту сигнала накачки. Резонатором для усиливаемого сигнала служит отрезок полосковой линии длиной $\lambda_c/4$, где λ_c - для волны Т на частоте сигнала.

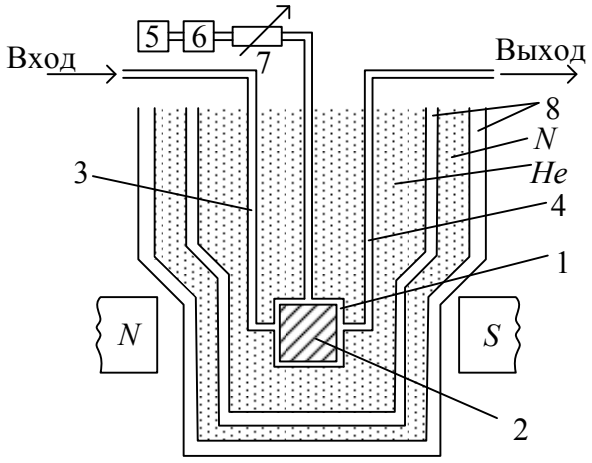


Рис.8.9 Устройство резонаторного КПУ проходного типа:

1- двухчастотный резонатор; 2- активное вещество; 3- Входной фидер; 4- Выходной фидер; 5- Генератор накачки; 6- ферритовый вентиль; 7- аттениатор; 8- Сосуды Дьюара

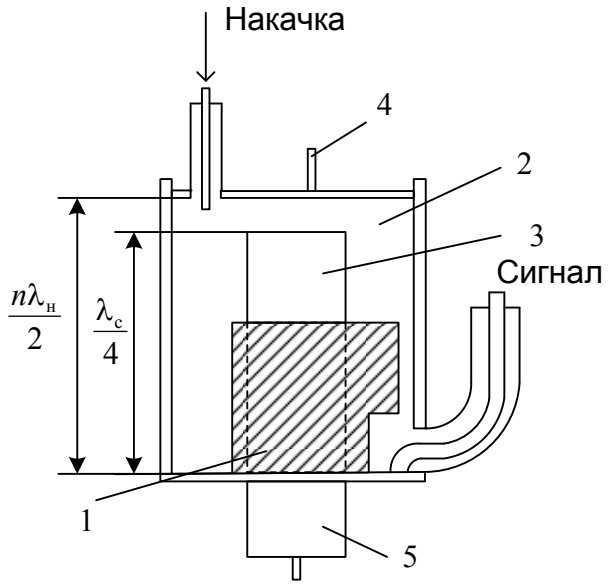


Рис.8.10 Устройство двухчастотного резонатора:
1- активное вещество; 2- отрезок волновода - резонатор накачки; 3- Полосковая линия – резонатор сигнала; 4- настройка резонатора накачки; 5- настройка резонатора сигнала.

Усиливаемый сигнал подводится к резонатору через входной волноводный или коаксиальный фидер, проходит через активное вещество и через выходной фидер отводится в нагрузку. Такое устройство резонатора используется в усилителях проходного типа.

В усилителях циркуляторного (отражательного) типа для ввода и вывода сигнала используется один и тот же фидер (рис. 8-11).

Для развязки входной и выходной цепей используется специальное устройство – ферритовый циркулятор. Особенность этого устройства состоит в том, что сигнал из входного плеча 1 может попасть только в плечо 2, ведущее к резонатору, а отраженный сигнал из плеча 2 – только в плечо 3, соединяемое с нагрузкой. Развязка между входной и выходной линиями (плечи 1 и 3) составляет 25-30 дБ.

Иную конструкцию имеет колебательная система в КПУ бегущей волны (рис. 8-12). Усиливаемый сигнал подводится к отрезку волновода, внутри которого расположена замедляющая система штыревого или какого-либо иного типа (рис. 8-13). По одному сторону от замедляющей структуры размещается парамагнитный кристалл, а по другую – вентильный кристалл, обеспечивающий невзаимность устройства.

Применение замедляющей структуры позволяет уменьшить скорость электромагнитной волны в десятки и сотни раз, и тем самым получить нужную эффективность взаимодействия волны с активным веществом при длине парамагнитного кристалла в десятки или сотни раз меньше той, которая потребовалась бы для того же эффекта в свободном пространстве.

Активное вещество располагают в той части замедляющей системы, где высокочастотное магнитное поле, создаваемые сигналом, имеет круговую поляризацию. Это обеспечивает так называемое невзаимное взаимодействие поля

усиливаемого сигнала с парамагнитным кристаллом: электромагнитная волна, распро траняющаяся от входа замедляющей системы к ее выходу, эффективно взаимодействует с веществом, вызывая индуцированное излучение, связанное с парамагнитным резонансом. Волна, отраженная от выхода замедляющей системы, с парамагнитным кристаллом практически не взаимодействует (направление вращения $\overline{M}$ противоположно).

Эффект невзаимного взаимодействия усиливается применением вентильного кристалла, интенсивно поглощающего отраженную волну и практически не создающего затухания для волны, движущейся в прямом направлении.

При любой конструкции колебательной системы к парамагнитному кристаллу через отдельный волноводный или коаксиальный фидер подводится от специального генератора сигнал накачки. Вентильное устройство служит для защиты генератора накачки от воздействия отраженной от колебательной системы волны. Аттенюатор используется для регулирования уровня мощности накачки, подводимый к парамагнитному кристаллу.

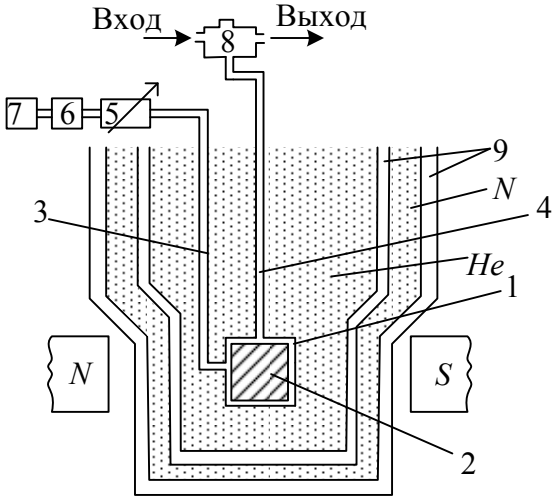


Рис.8.11 Устройство резонаторного КПУ отражательного типа: 1- двухчастотный резонатор; 2- активное вещество; 3- фидер накачки; 4- фидер сигнала; 5- аттениатор; 6- ферритовый вентиль; 7- генератор накачки; 8- ферритовый циркулятор; 9- сосуд Дьюара.

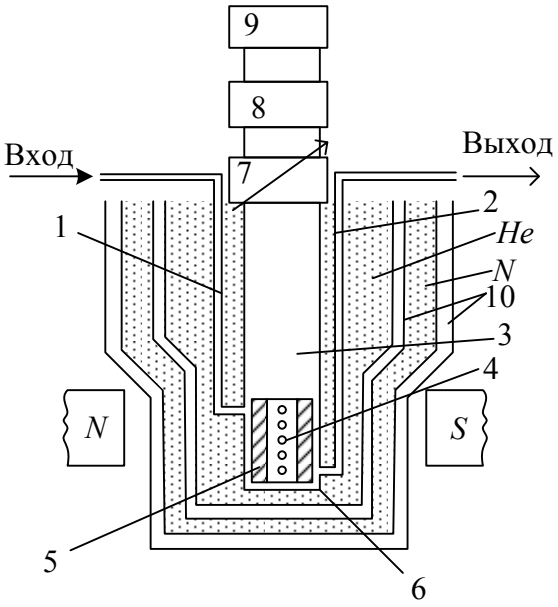


Рис.8.12 Устройство КПУ бегущей волны: 1- входной фидер сигнала; 2- выходной фидер сигнала; 3- волновод накачки; 4- замедляющая система; 5- активное вещество; 6- вентильн. Кристалл; 7- аТТ; 8- дыр. Вентиль; 9- генератор накачки; 10- сосуд Дьюар.

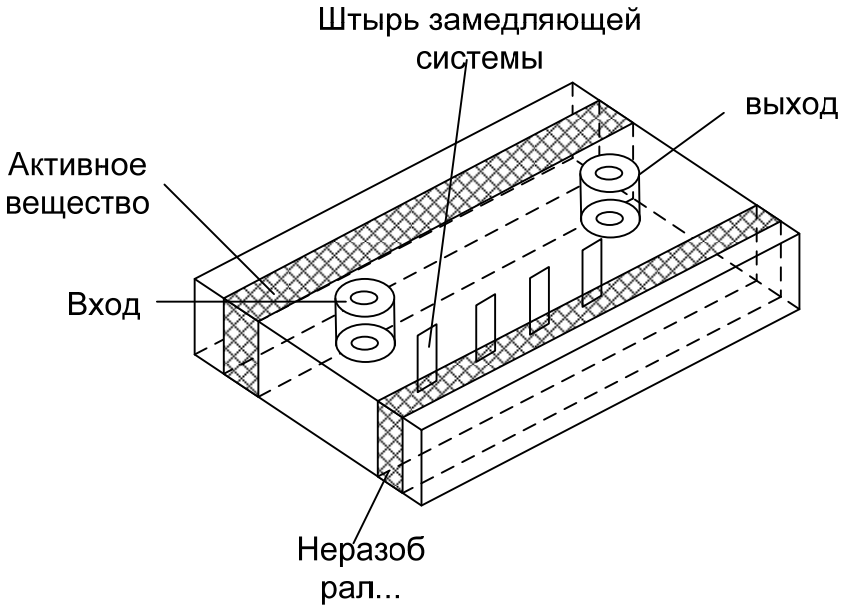


Рис.8.13 Устройство замедляющей системы КПУ бегущей волны.

Как видно из рис. 8-3, 8-11, 8-12, активное вещество вместе с колебательной системой и частого подводящих фидерных линий помещается в сосуд, содержащий жидкий газ. Такие сосуды, называемые сосудами Дьюара, представляют собой контейнеры с двойными стенками, из пространства между которыми откачен воздух. Для поддержания очень низкой температуры жидкого гелия (4,2˚К) внутренний сосуд помещен во внешний сосуд Дьюара, заполненный жидким азотом (Т=77˚К).

Глубокое охлаждение рабочего вещества КПУ и колебательной системы необходимо по ряду причин.

Во-первых, снижение температуры рабочего вещества до температуры жидкого гелия позволяет резко увеличить разность населенностей на рабочем переходе и получить в КПУ достаточно большие коэффициенты усиления (20-30 дБ).

Вторая причина глубокого охлаждения усилителя – уменьшение интенсивности тепловых процессов в активном веществе и соответствующее увеличение времени $\tau_{c.p.}$ релаксации системы. При низких температурах, т.о., для получения нужного коэффициента инверсии населенностей требуется меньшая мощность сигнала накачки.

И, наконец, глубокое охлаждение позволяет существенно снизить уровень собственных шумов усилителя, природа которых имеет в основном тепловой характер (тепловое излучение активного вещества, стенок резонатора, волноводов и т.п.).

Постоянное магнитное поле образуется магнитами, которые могут быть расположены вне системы охлаждения. Вес таких магнитных систем достигает десятков и сотен килограмм.

В современных конструкциях квантовых усилителей для этой цели используются электромагниты с теплопроводом из сверхпроводящих материалов, размещенные вместе с резонатором в сосуде с жидким гелием. Такие магниты не нуждаются в постоянных источниках тока. После возбуждения тока их обмотки закорачиваются сверхпроводящей перемычкой. Вес таких магнитных систем невелик и значительно меньше веса охлаждающей системы.

Активное вещество.

В качестве активного вещества в квантовых парамагнитных усилителях может быть использован ряд кристаллов: рутил (TiO_2), вольфраматы ($MgWO_4; ZnWO_4; CdWO_4$) с примесью ионов Cr^{3+} или Fe^{3+} и другие соединения. Однако наиболее широкое применение находят кристаллы рубина.

Система рабочих уровней.

Выбор рабочих энергетических уровней в рубине во многом зависит от рабочей частоты усилителя.

В диапазоне волн 3-5 см (6-10 ГГц) чаще всего используется четыре энергетических уровня кристалла рубина, ориентированного относительно внешнего магнитного поля под углом $\theta = 54°44'$ (рис. 8-14). Энергетическая накачка ведется пушпульно: одновременно на переходах $1 \to 3$ и $2 \to 4$, частоты которых равны ($\nu_{13} = \nu_{24}$) в широком диапазоне изменения магнитного поля B. При этом заселяется верхний уровень E_3 рабочего перехода $3 \to 2$ и обедняется его нижний уровень E_2.

Такой метод накачки, как уже упоминалось, позволяет олучить инверсное состояние системы при условии, что частота накачки будет больше частоты сигнала ($\nu_{13} > \nu_{32}$), а не удвоенная частота сигнала, как это требуется при использовании трехуровневой системы. Таким образом, при рабочей частоте 6-10 ГГц в качестве генератора накачки может быть использован, например, Клистронный генератор с частотой $f >> 12 - 20\,\text{ГГц}$.

На более длинных волнах ($\nu < 6$ГГц) чаще всего используютсистемы из трех рабочих уровней при ориентации кристалла. Относительно поля B под углом $\theta = 90°$. На рис. 8-15, а показаны рабочий переход $4 \to 3$ и вспомогательный переход накачки $2 \to 4$ или, что то же самое $1 \to 4$, так как в слабом магнитном поле уровни E_1 и E_2 практически сливаются. Как видно из рисунка, $\Delta E_{14} > 2\Delta E_{43}$. Этот режим выгоден возможностью использования слабого магнитного поля, порядка 200-700м. Наибольший коэффициент инверсии населенности достигается в случае использования режима, показанного на рис. 8.15,б.

В виду слабого расширения уровней E_1 и E_2 в этом режиме необходимо использование более сильных магнитных полей, что одного окупается существенным увеличением коэффициента инверсии, а следовательно, и коэффициента усиления.

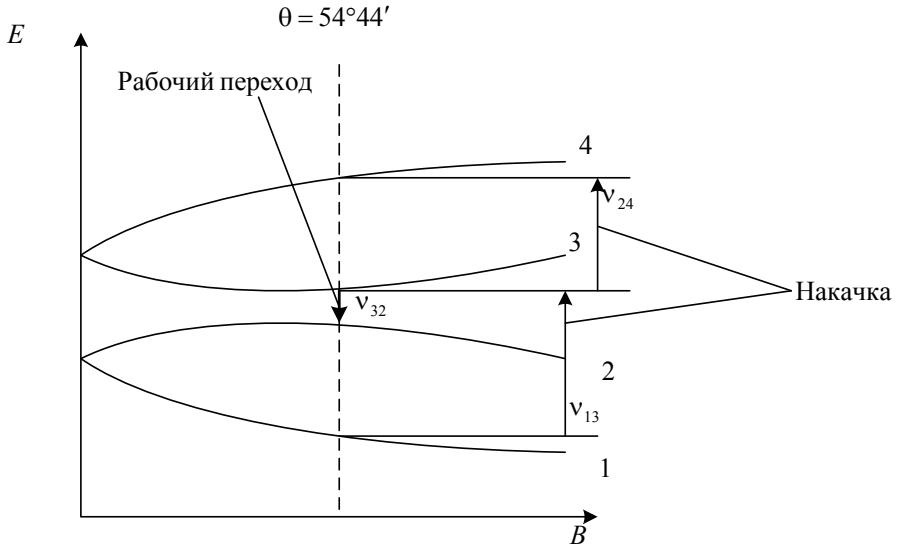


Рис. 8.14 Четырехуровневая система в кристалле рубина

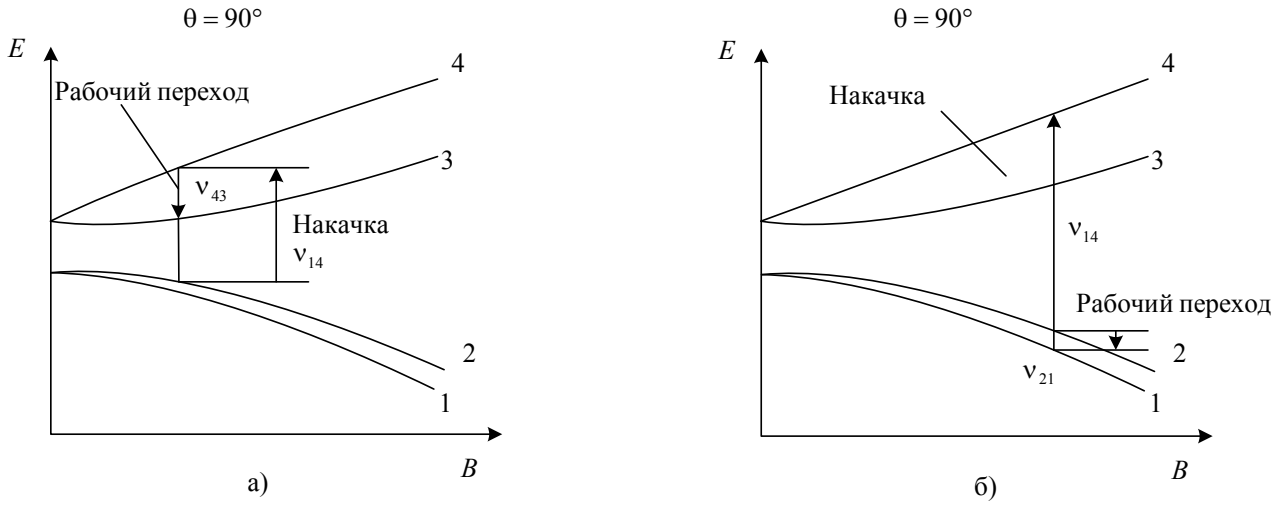


Рис. 8.15 Режимы работы в системе из трех уровней рубина

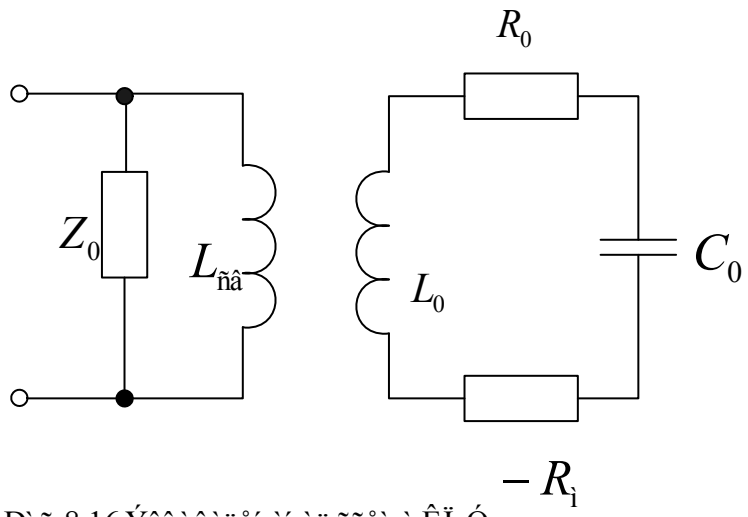
Эквивалентная схема.

Квантовый усилитель резонансного типа можно представить простой эквивалентной схемы (рис. 8.16)

Индуктивность L_0 емкость C_0 образуют колебательный контур с резонансной частотой $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$. Омические потери в контуре характеризуется резистором R_0. Величина Z_0 - волновое сопротивление подводящего фидера.

В.ч. колебания, подлежащие усилению, при подаче на вход усилится вызывают индуцированное излучение вещества с инверсной населенностью. Это свойство активного вещества характеризуется отрицательным сопротивлением - R_M.

В рабочем режиме $|R_M| >> |R_0|$



Ðèñ. 8.16 Ýêâèâàëåíò òí àÿ ñõåì à ÊÏ Ó ðåçî í àòî ðí î ãî òèï à

Величина резистора - R_M естественно зависит от физических параметров активного вещества, формы линии магнитного резонанса и других факторов.

Для дальнейших рассуждений и при определении основных параметров квантового усиления удобно пользоваться не величиной отрицательного резистора - R_M, а понятием отрицательной магнитной добротности.

Отрицательная магнитная добротность , характеризующая усилительные свойства активного вещества, может определена следующей формулой:

$$-Q_M = \frac{\omega_0 L}{-R_M} \qquad (8.7)$$

Или иначе $-Q_M = \frac{2\pi\nu_c E_p}{-P_M}$, (8.8)

Здесь E_p — энергия, запасенная в резонаторе; P_M — мощность, излучаемая активным веществом под действием сигнала; ν_c — центральная частота линии магнитного резонанса на рабочем переходе (при точной настройке контура $2\pi\nu_c = \omega_0$).

Энергия E_p, запасенная в резонаторе, может быть найдена на основании известного из функции соотношения.

$$E_p = \frac{\mu\mu_0}{2} \int_{V\partial\mathring{a}\varsigma} H^2 \mathbf{d}V, \qquad (8.9)$$

Где μ — относительная магнитная проницаемость среды; μ_0 —магнитная проницаемость вакуума; H —напряженность высокочастотного магнитного поля в резонаторе, dv — элементарный объем резонатора. Импульсирование ведется по всему объему резонатора $V_{\partial\mathring{a}\varsigma}$. Для мощности излучаемой активным веществом можно записать:

$$P_M = \int_{V\hat{e}\eth} \frac{NJ}{n} \frac{(h\nu_c)^2}{kT} B_c \mathbf{d}V_{\hat{e}\eth} . \qquad (8.10)$$

В этом выражении N — полное число частиц на всех n рабочих уровнях; J —коэффициент инверсии; ν_c — частота сигнала; B_c — вероятность индуцированных сигналов переходов; $\mathbf{d}V_{\hat{e}\eth}$ —элементарный объем рабочего вещества. Интегрирование производится по всему объему рабочего вещества в резонаторе.

Следует иметь в виду, что излучаемая мощность зависит от частоты сигнала в соответствии фактором ферми линии парамагнитного резонанса. Учитывая это обстоятельство и используя выражения (8-9) и (8-10), можно записать выражение для магнитной добротности в виде:

$$\frac{1}{Q_M} = -\frac{1}{Q_{M_0}} \cdot \frac{1 - i \cdot 2a}{1 + (2a)^2} \qquad (8.11)$$

В этом выражении $a = \Delta\nu \big/ \Delta\nu_{\ddot{E}}$ — отношение расстройки частоты сигнала от центральной частоты линии $(\Delta\nu = \nu_c - \nu_{\ddot{E}})$ к ширине линии $\Delta\nu_{\ddot{E}}$, а Q_{M_0} — модуль отрицательной магнитной добротности на резонансной частоте $(2\pi\nu_c = \omega_0)$

$$\frac{1}{Q_{M0}} = \eta NJ\Delta n_0 \frac{\sigma^2}{\pi\Delta\nu_{\ddot{E}}}, \qquad (8.12)$$

Здесь Δn_0 — разность относительных населенности уровня расчетного перехода при термодинамическом равновесии, σ^2 —коэффициент вероятности расчетного перехода частиц (при сильно разрешенном переходе $\sigma^2 \approx 1$); η — фактор заполнения резонатора активным веществом, определяющий эффективность использования высокочастотного магнитного поля и равный отношению энергии магнитного поля, запасенной в активном веществе, к магнитной энергии, запасенной во всем резонаторе.

Модуль магнитной добротности равен:

$$\left|\frac{1}{Q_M}\right| = \frac{1}{Q_{M0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (2a)^2}} \qquad (8.13)$$

Анализируя соотношения (8-11) — (8-13), можно сделать следующие выводы, важные для дальнейшей оценки параметров квантового усилителя. Величина $\frac{1}{Q_M}$ — комплексная; ее действительная часть характеризует усилительные свойства активного вещества, помещенного в резонатор, а мнимая часть — дисперсионные свойства. При точной настройке частоты сигнала ν_c на центральную частоту линии $\nu_{\ddot{E}}$ $(\Delta\nu = \nu_c - \nu_{\ddot{E}} = 0)$магнитная добротность — действительная величина. При расстройке $\Delta\nu = \pm\frac{\sqrt{3}}{2}\Delta\nu_{\ddot{E}}$ величина $\left|\frac{1}{Q_M}\right|$ уменьшается в два раза. В условиях резонанса величина $\frac{1}{Q_M}$ зависит от ряда важнейших физических и конструктивных параметров. При конструировании квантовых усили-

телей стремятся получить наибольшее значение величины $\left|\frac{1}{Q_M}\right|$. Как видно их (8-12), для удовлетворения этих требований необходимо наиболее эффективно использовать объемный резонатор: стремиться заполнить его целиком, обеспечивая при этом ориентацию высокочастотного магнитного поля в направлении, оптимального для индуцирования рабочих переходов. В этом случае $\eta \to 1$.

Желательно также увеличить концентрацию спинов N, однако при этом следует учитывать, что в этом направлении имеется оптимум. Чрезмерное увеличение концентрации N приведет к уширению линии за счет спин-спинового взаимодействия, увеличенного спин-решетчатых и кросс-релаксационных эффектов, что в свою очередь уменьшает коэффициент инверсии J и требует увеличения мощности накалки. Обычная величина концентрации спинов в активном веществе имеет порядок $N \approx 10^{19} \div 10^{20}$ ì $^{-3}$.

Для увеличения коэффициента инверсии J и величины Δn_0 применяют глубокое охлаждение рабочего вещества. Как следует из классической статистики

$F(E) = \mathbf{ce}^{-\frac{E}{kT}}$,

$F(E)$ — вероятное число частиц с энергией E_n.

Чем выше температура системы, тем положе экспонента, описывающая распределение частиц по энергетическим состояниям.

Разность населенностей рабочих уровней в инверсном состоянии по порядку величин такая же, как и разность населенности в условиях термодинамического равновесия. В диапазоне СВЧ и при комнатных температурах величина разности населенности имеет порядок 10^{-4}. При низких температурах, например при температуре жидкого гелия ($T = 4{,}2°K$), экспонента становится крутой и разность населенностей существенно возрастает.

Немаловажное значение для увеличения коэффициента инверсии J имеют соотношения частот сигнала и накопитель, а так же вероятностей релаксационных переходов.

В самом деле на основании выражения

$\Delta N_{32} = \Delta N_{12} = \frac{Nh}{3kT} \cdot \frac{w_{21}\nu_{21} - w_{32}\nu_{32}}{w_{21} + w_{32}}$, следует что коэффициент инверсии тем больше чем сильней неравенство $w_{21}\nu_{21} > w_{32}\nu_{32}$ и $w_{21} > w_{32}$.

Таким образом, $J \approx \nu_{21} \big/ \nu_{32}$

Где ν_{32} — частота рабочего перехода $3 \to 2$, а нагрузка ведется на переходе $1 \to 3$. Следовательно, коэффициент инверсии J увеличивается с ростом отношения частоты накачки к частоте сигнала $\nu_{13} \big/ \nu_{32}$, а так же с увеличением времени жизни частиц на уровне E_3 (w_{32} мало) и интенсивности релаксационных переходов $2 \to 1$, обедняющий нижний уровень рабочего перехода.

Обычно квантовые усилители работают с коэффициентом инверсии $J = 1 \div 4$.

Как следует из (8.12), желательно так же сужать ширину линии $\Delta\nu_{Ë}$ определяется рядом физических параметров, произвольное управление которыми не всегда возможно. Кроме того усилитель, как правило, однако, ширины линии $\Delta\nu_{Ë}$, имеющая величину порядка нескольких десятков или сотен мегагерц, значительно превышает полосу усиливаемых частот.

При упомянутых выше численных значениях величин входящих в (8.12), величина магнитной добротности в реальных устройствах $Q_M \approx 100 \div 250$.

В заключении следует отметить, что величина магнитной добротности весьма слабо зависит от изменения влияния магнитного поля, стабильность частоты накалки и т.д. Иначе говоря, активные вещества, используемые в квантовых парамагнитных усилителях, отличаются достаточно высокой стабильностью, обеспечивая устойчивость усиления при удовлетворении необходимых требований.

7.3. Параметры и характеристики квантовых парамагнитных усилителей.

Основным параметром КПУ служат: рабочая частота ν_c или длина волны λ_c сигнала, для усиления которого рассчитан усилитель; частота ν_H или длина волны λ_H сигнала накачки; полоса пропускания усилителя $\Delta\nu_c$; коэффициент K_p усиления сигнала по мощности; Величина магнитной индукции B_0 или напряженности H_0 внешнего постоянного магнитного поля; температура рабочего вещества; фактор шумов или температура шумов и динамический диапазон усилителя. Выбор рабочего вещества и конструкции СВЧ устройств во многом определяется рабочей частотой сигнала.

В свою очередь конструктивное решение существенно влияет на величины коэффициента усиления, полям усиливаемых частот и других параметров. Рассмотрим основные параметры КПУ, обсуждая попутно некоторые конструктивные особенности усилителей различных типов.

Рабочая частота сигнала.

КВУ используются для усиления сигналов в достаточно широком диапазоне СВЧ: от 0,6 до 75 ГГц или соответственно в диапазоне волн от 0,4 до 50 см.

В длинноволновой части электрического диапазона, а так же на волнах $\lambda \approx 1 \div 5$ см в качестве рабочего вещества обычно используют рубин. На волнах короче 1 см применяют рубин с примесью железа или хрома, который, впрочем находит применение и в более длинноволновой части диапазона.

Как уже отмечалось выше, на более длинных волнах используется энергетический спектр кристалла рубина, тригональная ось которого располагается перпендикулярно направления магнитного поля $(\theta = 90°)$. В области более коротких волн обычно используют систему четырех уравнений кристалла рубина, ориентированного относительно магнитного поля под углом $(\theta = 54°44')$.

Частота сигнала накачки.

Энергетическая накачка в КПУ обычно осуществляется с помощью клистронных генераторов с длиной волны $\lambda_n \cong 2{,}0 \div 2{,}6$ см в дециметровом диапазоне

волн и $\lambda_n \cong 0{,}2 \div 1{,}3$ см – в сантиметровом и миллиметровом диапазонах. Как было показано выше частота накачки должна по крайней мере в 2 раза превышать частоту сигала $\nu_H / \nu_c > 2$. Эти соотношение наиболее трудно осуществимо в коротковолновой части диапазона, где обычно $\nu_H / \nu_c \approx 2$. В дециметровом диапазоне волн величина отношения ν_H / ν_c достигать 15 и более.

Температура рабочего вещества.

Обычно КПУ работают при температуре жидкого гелия $T = 4{,}2°K$. В некоторых устройствах при откачке паров гелия до давления примерно 5-20 мм.рт.ст. температура понижается до 1,5-2° К. Устройства предназначенные для получения и поддержания низкой температуры, называют . Как уже отмечалось , жидкий гелий и жидкий азот заливаются в специальные стеклянные или металлические сосуды Дьнеара. Волноводные и клаксиальные фидеры, а также другие элементы СВЧ тракта, размещенные в жидком гелии , выполняют из нержавеющей стали или латуни. Для КПУ, экспериментируемых в полевых условиях, используются специальные установки для сжижения гелия с замкнутым циклом. Необходимость применения криостатов приводит к существенному усложнению конструкции квантовых усилителей, которые однако, окупаются рядом других достоинств.

Величина индукции магнитного поля лежит в пределах 0,1 – 5 пге, увеличивая по мере укорочения длины волны.

Выше уже отмечалось, что для создания постоянного магнитного поля используются как внешние магнитные системы, располагается вне криотстата, так и системы электромагнитов (или постоянных магнитов), размещаются вместе с колебательной системой в сосуде с жидким гелием. Внешние магниты, используемые обычно в лабораторных условиях, весьма громоздки и достигают веса в несколько сот килограмм. Вес магнитов, размещенных в криостате, как правило, значительно меньше, так как требует меньшие зазоры между полюсными наконечниками, а диаметр самих наконечников для создания однородного магнитного поля также может быть существенно сокращен. Конструкция электромагнитов для использования в среде жидкого гелия весьма проста: на латунный каркас наносят обычно не равномерную уплотненную на концах, сверхпроводящую обмотку из несколько тысяч витков ниобиевой проволоки. После возбуждения тока обмотка соленоида закорачивается также сверхпроводящей перемычкой.

Коэффициент усиления и полоса пропускания КПУ существенным образом зависит от конструкции их колебательной системы. Рассмотрим поэтому эти параметры применительно к основным типам квантовых усилений.

Однорезонаторный КПУ.

Устройство однорезонаторных усилителей проходного и отражательного типов было показано на рис. 8.9 — 8.11. Наибольшее распространение получил отражательный усилитель, в котором эффективность взаимодействия поля с активным веществом примерно в 2 раза больше, чем в усилителе проходного типа. Это объясняется тем, что в отражательном усилителе сигнал излучается лишь в направлении выходного фидера, в то время как в проходном усилителе

это излучение происходит как через входное, так и через выходные отверстия связи.

Усилительные свойства КПУ, как это было показано, характеризуются магнитной добротностью вещества Q_i . Использование этой величины в сочетании с эквивалентной схемой колебательной системы усилителя позволяет с помощью хорошо известных из теории цепей и радиотехники методов найти величину K_{∂} — коэффициента усиления, уравнении частотной характеристики, величину полосы пропускания и другие параметры.

Величина коэффициента усиления для одноконтурных КПУ обычно не превышает 20 — 25 дБ, а величина полосы пропускания лежит в пределах от десятых долей до единиц лигагерь.

Для расширения полосы пропускания часто в КПУ используют систему из двух связанных контуров.

Двухрезонаторный усилитель.

В общем случае эквивалентная схема двухрезонаторного КПУ имеет вид, показанный на рис. 8.17. Первый резонатор может бать пассивным, т.е. не содержащим активное вещество. В этом случае коэффициент усиления и полоса пропускания определяется следующими выражениями:

$$Kpo = \left(\frac{1/Q_{ñâ} + KQ_{ií}}{1/Q_{ñâ} - K^2 Q_{ií}} \right)^2 \qquad (12.30)$$

где $K = \sqrt{\frac{M_{ëâ}^{\ 2}}{L \cdot L_{â}}}$, а $Q_{ñâ}$ характеризуется добротностью связи превого резонатора с линией.

Для усилителя, в котором оба резонатора содержат активное вещество, полоса пропускания увеличивается в $\sqrt{2}$.

В общем случае использование системы из двух связанных контуров позволяет расширить полосу пропускания в 1,5 — 2 раза.

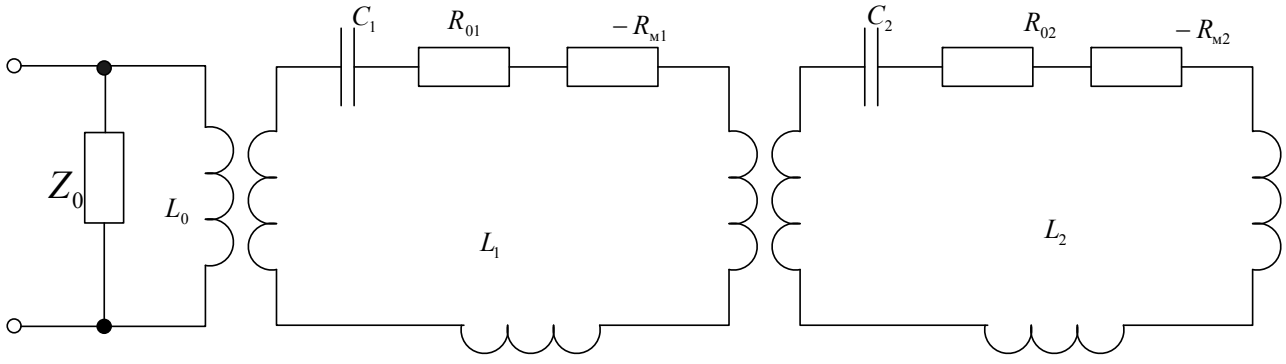


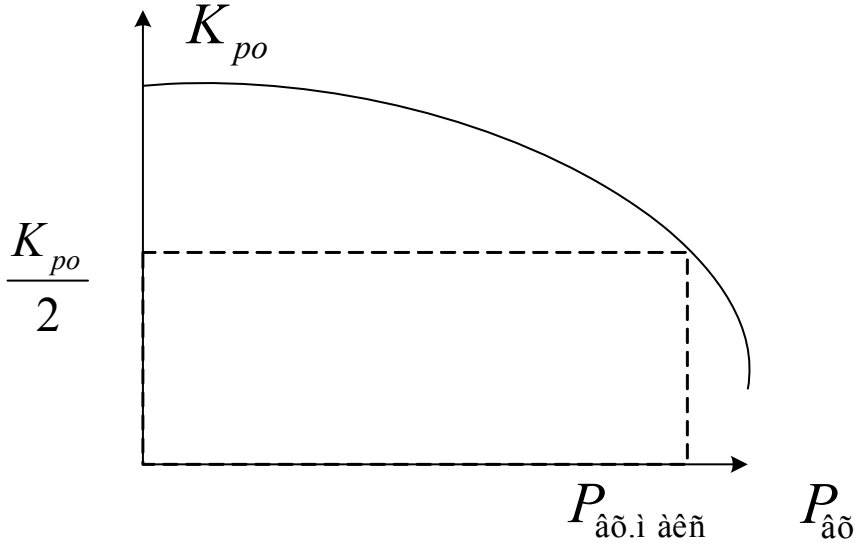
Рис. 8.16 Эквивалентная схема двухрезонаторного КПУ

Квантовый усилитель бегущей полуволны.

В КПУ бегущей волны величина $K_{ði}$ достигает 50 дБ, а полоса пропускания составляет 20 — 30 % от центральной рабочей частоты.

Динамическим диапазоном называют диапазон изменения мощности входного сигнала, в пределах которого квантовый усилитель обеспечивает требуемое усиление сигнала и его выделение на выходе устройства. В области маломощных сигналов динамический диапазон ограничен величиной собственных шумов квантового усилителя. Входной сигнал, мощность которого ниже некоторой пороговой величины, не может быть выделен на выходе усилителя на фоне шумов КПУ.

С другой стороны, динамический диапазон ограничивается режимом насыщения рабочего перехода активного вещества. При подаче на вход усилителя мощного сигнала развивается интенсивный процесс индуцированных переходов частиц на рабочем переходе, населенность верхнего уровня этого перехода резко уменьшается и коэффициент усиления падает. При достаточной большой мощности входного сигнала рабочий переход может оказаться в режиме насыщения, когда населенность верхнего и нижнего уровней будут примерно равны. По окончании сигнала инверсная населенность рабочего перехода восстанавливается лишь по прошествии некоторого времени, определяемого в основном временем спин - решетчатой релаксации. На рис. 8 – 18 показана зависимость коэффициента усиления от мощности входного сигнала. Верхняя граница динамического диапазона обычно определяется по мощности, соответствующей уменьшенной величины K_{po} $(\nu_o = \nu_{ë})$ в два раза. Для КПУ величина $P_{âõ.\max} \approx 10^{-6}$ Вт.



Ðèñ.8.18 Çàâèñèìîñòü êîýô. óñèëåíèÿ îò ìîùíîñòè âõîäíîãî ñèãíàëà

Величина динамического диапазона КПУ может быть расширен, с одной стороны, за счет уменьшения уровня собственных шумов, а с другой — за счет увеличения объема рабочего вещества и числа активных частиц, а также за счет уменьшения времени спин — решетчатой релаксации.

Родственные шумы квантового парамагнитного усилителя определяется главным образом, спонтанным излучением активного вещества и тепловым излучением резонатора.

Температура шумов собственно КПУ чрезвычайно низка, она не превышает единицу °К.

Применение КПУ на входе радиоприемных устройств приводит к существенному увеличению их чувствительности, однако следует иметь ввиду, что в

реальных устройствах к собственным шумам КПУ добавляется шумы антенны, фидерных устройств и др.

8. КВАНТОВЫЕ ПРИБОРЫ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА (ЛАЗЕРЫ)

8.1. Основные сведения о квантовых приборах оптического диапазона

Определение. Оптическими квантовыми приборами называют приборы, использующие явления индуцированного излучения для генерации или усиления электромагнитных колебаний в оптическом диапазоне: ультрафиолетовом ($\lambda = 0{,}01 \div 0{,}38$ мкм), видимой ($\lambda = 0{,}38 \div 0{,}77$ мкм) и инфракрасной ($\lambda = 0{,}77 \div 340$ мкм) области спектра.

Наибольшее распространение в технике получили оптические квантоые генераторы; усилители оптических колебаний используются сравнительно редко.

Лазеры подразделяются по характеру рабочего вещества на три большие группы: газовые, твердотельные и полупроводниковые. Разрабатываются также жидкостные лазеры. В газовых лазерах рабочим веществом служат, главным образом, инертные газы или их смеси. Рабочее вещество твердотельных лазеров – кристаллические и аморфные диэлектрики с примесью различных активаторов. В полупроводниковых лазерах в качестве рабочего вещества используют обычно полупроводниковые соединения типа A^{III} B^{V} или A^{II} B^{VI}.

Классификационными признаками также служат: режим работы (импульсный или непрерывный), диапазон рабочих частот, конструктивные особенности, метод накачки и др.

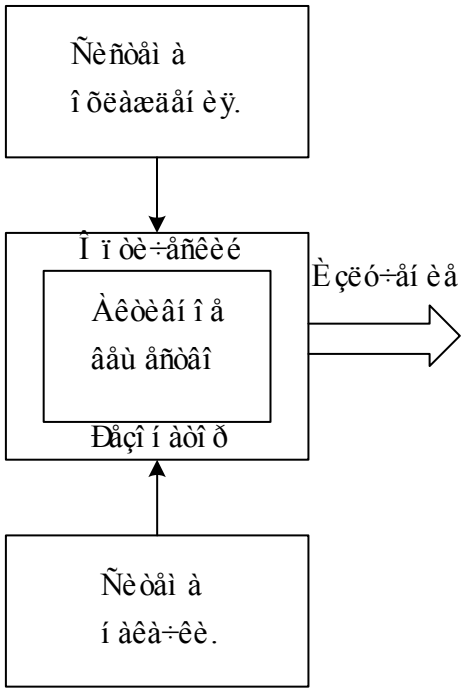
Физические принципы работы лазеров те же, что и для других квантовых приборов. В лазерах, как и в квантовых приборах диапазона СВЧ, используется принцип индуцированного излучения при квантовых переходах частиц в рабочем веществе инверсной населенностью энергетических состояний.

Отличительные особенности лазеров связаны со спецификой оптического диапазона. Основное отличие заключается в конструкции и параметрах резонаторных систем.

Оптические резонаторы, выполняя те же функции, что и резонаторы диапазона СВЧ, во многом отличаются от них и в силу этих отличий существенным образом влияют на характеристики лазерного излучения.

Своеобразие оптического диапазона накладывает определенные требования и на выбор соответствующих квантовых переходов, а следовательно и на отбор лазерных материалов.

В настоящее время известны сотни различных элементов и соединений в твердом, газообразном и жидком состояниях, на которых получен лазерный эффект. Ввиду специфичности требований, предъявляемых к материалам для лазеров различных групп, эти вопросы рассматриваются далее, в параграфах, посвященных лазерам того иного типа показана на рис. 9.1.



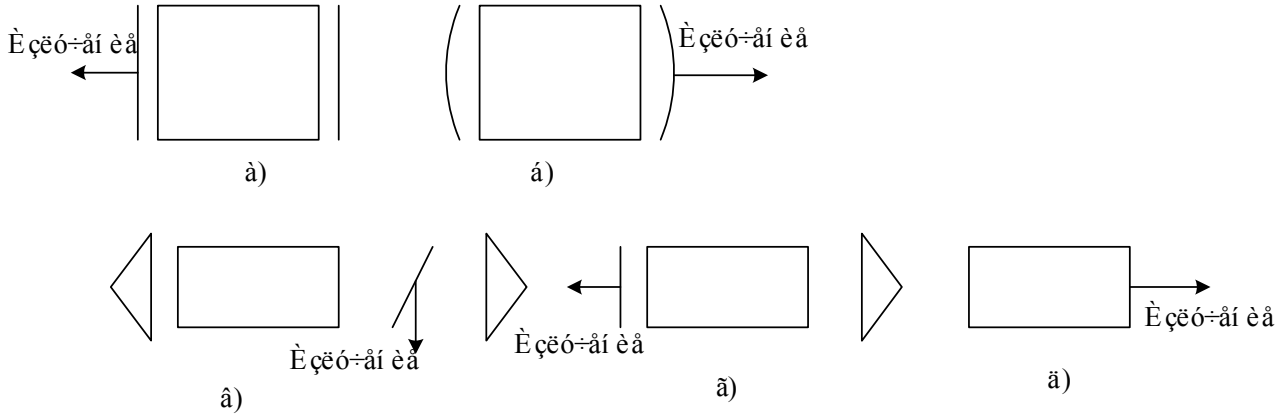
Ðèñ. 9.1 Áëîê-ñõåìà ëàçåðà

Активное вещество помещается в оптический резонатор, основное назначение которого — обеспечить многократное прохождение индуцированного излучения через активное вещество.

Система накачки призвана обеспечить в активном веществе инверсную насыщенность. Принцип накачки определяется в основном физическими свойствами активного вещества, и поэтому эта система выбирается применительно к каждому типу лазера.

Значительная часть лазеров работает при температурах жидкого гелия (4,2°К) или жидкого азота (77°К). в этих случаях используются криостаты для охлаждения активного вещества, в ряде конструкция — вместе с оптическим резонатором.

Оптический резонатор представляет собой пару отражающих элементов, обращенных друг к другу. С других сторон объем резонатора ни чем не ограничен, и по этому оптический резонатор часто назы-



Ðèñ. 9.2 Îïòè÷åñêèå ðåçîíàòîðû

ваю открытым.

а) с плоскими зеркалами; б) конфокальный; в и г) с призмами полного внутреннего отражения; д) с отражающими торцевыми поверхностями.

В качестве отражающих элементов используют плоские зеркала (рис. 9.2а), сферические или параболические зеркала (конфокальный резонатор, рис. 9.2б), призмы полного внутреннего отражения (рис. 9.2в) или комбинацию этих элементов (рис. 9.2г). Одно из зеркал делают полупрозрачным, через него луч лазера выходит наружу. В случае использовании двух призм луч выводится с помощью полупрозрачного зеркала, расположенного под углом к оси резонатора. В полупроводниковых лазерах отражающими поверхностями служат грани кристалла полупроводники (рис. 9.2д). В литературе иногда оптические резонаторы называют резонаторами Фабри — Перо, поскольку резонатор, образован-

ный парой плоских зеркал по сути дела является основой интерферометра Фабри — Перо.

Условия резонанса в оптическом резонаторе в общих чертах ни чем не отличается от подобных условий в других резонансных системах. Стоячая волна образуется в резонаторе при условии что на его длине Z укладывается целое число полуволн. Таким образом, резонансные длины волн равны $\lambda_n = \frac{2 \cdot L}{n}$ (2-1), где n=1,2,3…

Для резонансных частот можно записать $\nu_n = \frac{c}{2 \cdot L} \cdot n$ (9.2),

где с – скорость света.

Следовательно, идеальный оптический резонатор характеризуется линейчатым спектром частот. Расстояние между соседними резонансными частотами равно:

$$\Delta\nu = \nu_{n+1} - \nu_n = \frac{c}{2 \cdot L} \quad (9.3)$$

Оптический резонатор как и любой другой, обладает собственными потерями за счет дифракции света, неидеального отражения зеркал и др. поэтому его полоса имеет конечную ширину $\Delta\nu_p$ (рис. 9-3), ее величина равна:

$$\Delta\nu_p = \frac{\nu}{Q}, \qquad (9.4)$$

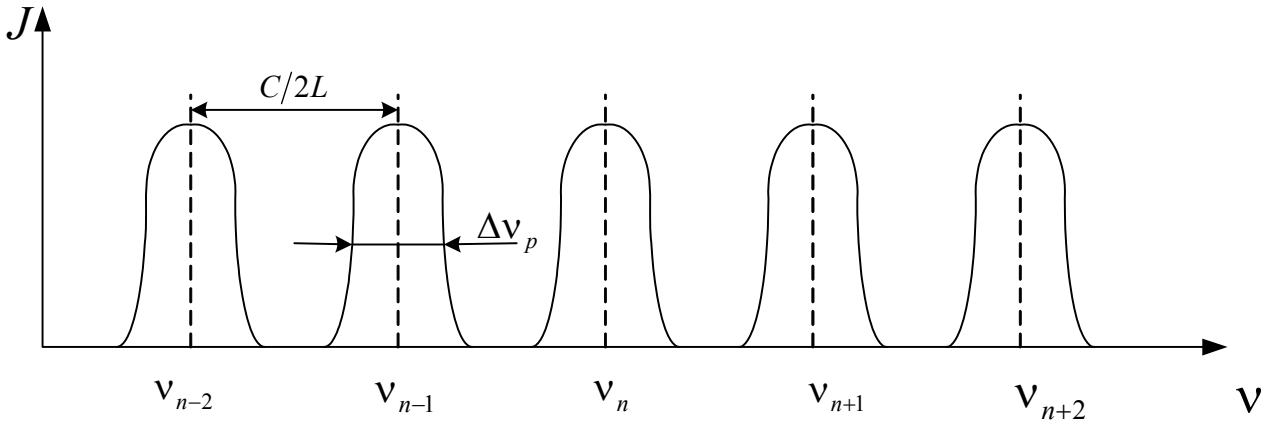
Где ν — резонансная частота, а Q — добротность резонатора

$$Q = \frac{2\pi L}{\beta\pi}, \quad (9.5)$$

Здесь β — коэффициент суммарных потерь в резонаторе.

Величина $\Delta\nu_p$ весьма мала. Так, например, при $\beta = 0{,}01$ и $L = 50$ см получаем $\Delta\nu_p \approx 1$ МГц.

К числу основных потерь, определяющих величину добротности резонатора, можно отнести следующие. Объем резонатора заполняется активным веще-



Ðèñ.9.3 Ðåçîíàíñíûå ÷àñòîòû îïòè÷åñêîãî ðåçîíàòîðà.

ством, в котором неизбежны потери света. Особенно велики потери в твердотельных активных средах. Величину этих потерь оценивают коэффициентом потерь β_p. Зеркала, образующие резонатор, неидеальны, поэтому коэффициент

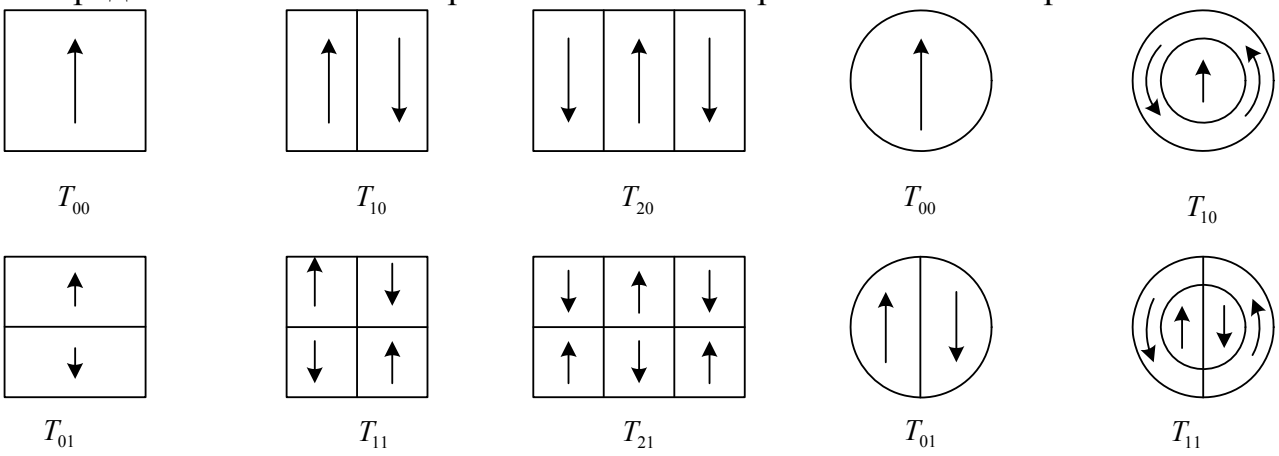
отражения от их поверхности не равен единице. Потери при отражении принято оценивать произведением $(1-\rho_1)(1-\rho_2)$, где ρ_1 и ρ_2 — коэффициенты отражения от первого и второго зеркал соответственно.

Для оценки потерь за счет дифракции на краях зеркал и излучения через боковые поверхности также вводят специальный коэффициент потерь β_p. Можно назвать и ряд других причин потери электромагнитной энергии в резонаторе, однако, как правило эти потери значительно ниже перечисленных.

Типы колебаний.

В реальном оптическом резонаторе, заполненным активным веществом, электромагнитную волну, падающую на зеркало, нельзя считать плоской. У поверхности зеркала волна характеризуется некоторым распределением поля, которое меняется от одного акта отражения к другому. Теоретический анализ показывает, что после многократных отражений (>300) распределение поля на поверхности зеркала становится стационарным. Колебания, для которых выполняется условие стационарности поля, называют нормальными типами колебаний или модами. Распределение поля на поверхности зеркал для разных типов колебаний различное. По длине и ширине зеркала знак поля может меняться несколько раз. Кроме того, каждый тип колебаний характеризуется своими величинами потерь и фазового сдвига за один проход волны в резонаторе, а следовательно, и собственным набором частот, несколько отличным от частот другого типа. В следствии различия величины потерь для разных типов колебаний условия их возбуждения не одинаковы. Поскольку потери носят главным образом дифракционный характер, наиболее легко возбуждается те колебания, которым соответствует наименьшая величина поля у краев зеркала. Эти типы колебаний называются основными.

Распределение поля на поверхности плоских зеркал показаны на рис.



Тип колебаний с индексами $m = n = 0$ называется основным.

Характеристики излучения.

Оптический резонатор служит, как уже было сказано, устройством, обеспечивающим положительную обратную связь, и именно параметры излучения лазера. Ширина $\Delta\nu_{\text{Ë}}$ спектральной линии излучения на рабочем переходе активного вещества, как правило, значительно больше ширины $\Delta\nu_p$ линии опти-

ческого резонатора. При этом возможны различия соотношения между величиной $\Delta\nu_{Ё}$ и расстоянием между соседними резонансными частотами резонатора $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$. При условии $\Delta\nu < \frac{c}{2L}$ (рис. 9-4,а) колебания в лазере могут возникнуть лишь на одной резонансной частоте $\Delta\nu_n$. При этом происходит резкое сокращение величины спектра излучения.

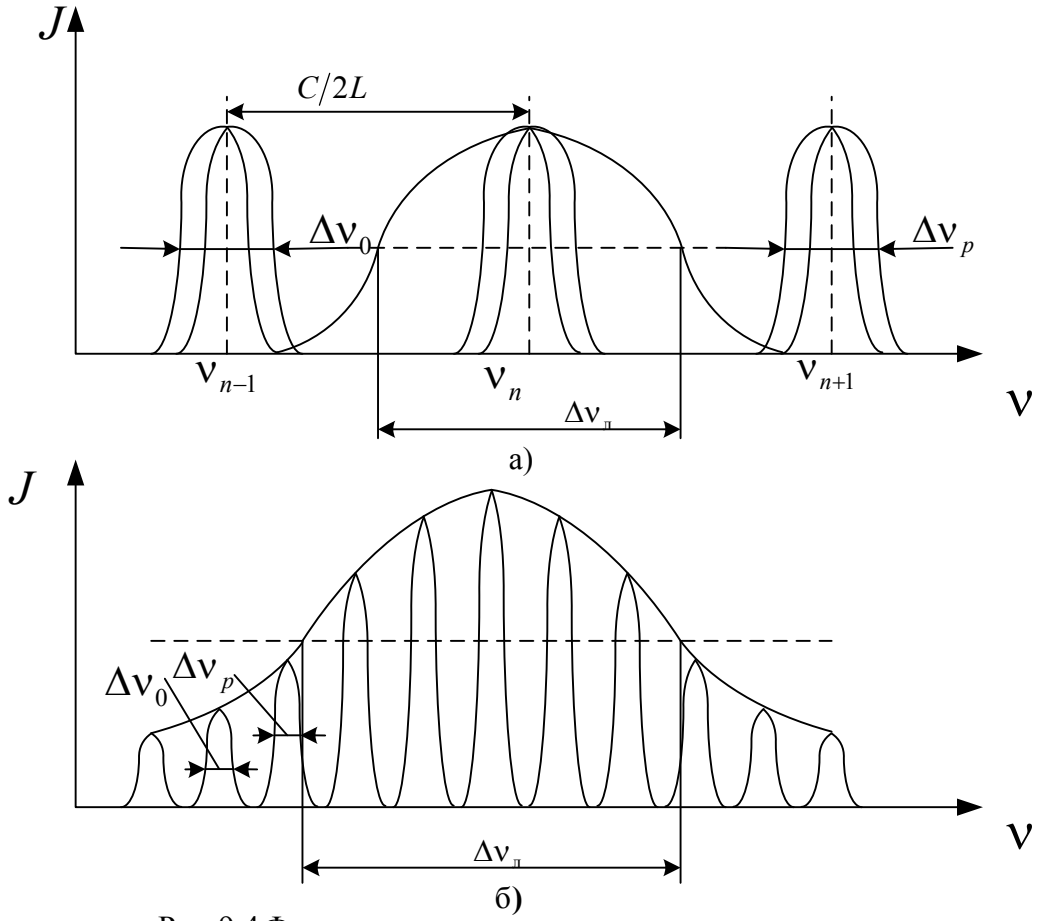


Рис. 9.4 Формирование спектра излученя лазера.

а — в случае малой ширины линии; б — в случае большой ширины линии.

Условия резонанса, а следовательно, многократного прохождения через активную среду и значительного квантового усиления вычисляются лишь для тех частот внутри спектральной линии $\Delta\nu_{Ё}$, которые попадают в полосу $\Delta\nu_p$ оптического резонатора. Более того, вследствие неравномерного усиления в пределах резонансной полосы $\Delta\nu_p$ линия излучения сужается еще больше. Преобладающее размножение фотонов в активной среде происходит в очень узкой области частот, примыкающей к резонансной частоте.

Теоретическая ширина линии излучения может быть определена по формуле. $\Delta\nu_o \approx \frac{8\pi h\nu}{P}\Delta\nu_p^2$, (9.6)

Где P — мощность излучения.

При $P = 10^{-3}$ Вт, $\Delta\nu_p \cong 1$МГц и $\nu \cong 3\cdot 10^5$ ГГц величина $\Delta\nu_0$ имеет порядок сотых долей герц. В реальных устройствах из-за спонтанного излучения, нестабильности геометрических размеров резонатора ширина линии излучения на-

много порядков больше, однако ее величина все же во много раз меньше полосы $\Delta\nu_p$, так что излучение близко к монохроматическому.

В случае, если $\Delta\nu_{Л} > \frac{c}{2L}$, в границе, определяемые шириной линии $\Delta\nu_{Л}$, попадается несколько резонансных частот (рис 9.4, б). следовательно излучение может происходить в виде целого спектра частот, причем на каждый из них излучение будет близко к монохроматическому.

Выделение одной из этих частот в лазерах достигается за счет установления уровня мощности накачки, при котором пороговые условия выполняются лишь для одной частоты, ближайшей к центру линии $\Delta\nu_{Л}$.

Излучение лазера, помимо спектрального состава, характеризуется направленностью. Излучение лазера когерентно, и он представляет собой источник практически параллельных лучей. Расходимость лучей определяется главным образом, дифракцией. Величина угла расхождения в лазерах измеряется минутами и увеличивается в полупроводниковых лазерах до нескольких градусов.

Условия возникновения генерации.

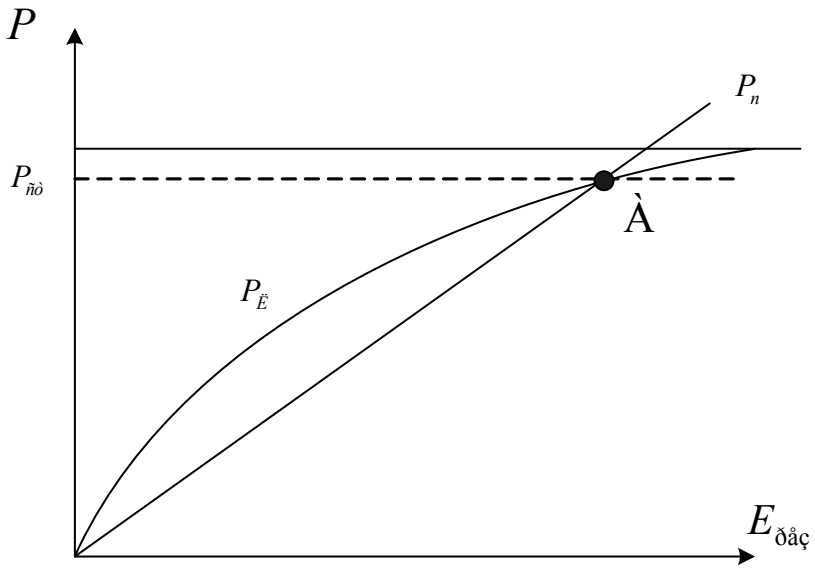
Выше, при рассмотрении принципа работы квантовых приборов было показано, что в квантовом генераторе, как и в любом другом, генерация возникает при условии превышения мощности индуцированного излучения над мощностью суммарных потерь, включая полезное излучение лазера.

В первом приближении можно считать, что суммарная мощность потерь

$P_n = P_{èçì} + P_{ïð}$, (9.7)

Растет пропорционально $E_{ðåç}$ — энергии, запасаемой в резонаторе (рис 9-5).

В выражении (9.7) величины $P_{èçì}$ и $P_{ïð}$ обозначает выходную мощность излучения и мощность потерь в резонаторе соответственно.



Ðèñ.3.5 Áàëàíñ ìîùíîñòåé â ëàçåðå.

В это же время по мере роста энергии, запасенной в резонаторе, мощность индуцированных излучений стремиться к некоторому порядку определяемому условиями динамического равновесия процессов накачки и индуцированных переходов. При фиксированном уровне мощности сигнала накачки скорость заселения верхнего уровня рабочего перехода имеет определенную величину.

При увеличении числа индуцированных переходов вниз населенность этого уровня уменьшается все больше, система накачки не успевает заселять его частицами и интенсивность индуцированного излучения падает.

Величина предела, к которому стремится мощность $P_{\ddot{E}}$, определяется во многом мощностью P_n сигнала накачки. Поэтому, регулируя величину P_n, можно изменить пороговые условия возникновения генерации.

Стационарное значение $P_{\tilde{n}\grave{o}}$ выходной мощности лазера определяется точкой А (рис9.5) пересечений зависимостей $P_n = f(E_{\partial\hat{a}\varsigma})$ и $P_{\ddot{E}} = \varphi(E_{\partial\hat{a}\varsigma})$.

Как было показано, интенсивность размножения фотонов в активном веществе определяется величиной квантового усиления æ. Процесс квантового усиления протекает по экспоненциальному закону. Для возникновения генерации экспонента в выражении $U_\nu(z) = U_\nu^0 \mathbf{e}^{(\alpha-\beta)z}$ должна быть больше единицы.

$$\mathbf{e}^{(\alpha-\beta)z} > 1 \qquad (9.8)$$

Для лазера, учитывая рассмотренные выше потери и считая, что луч, отражаясь от двух зеркал, дважды переходит активное вещество, это условие можно записать в виде

$$\mathbf{e}^{2L(\alpha-\beta)}\rho_1\rho_2(1-\beta_{\ddot{a}}) > 1 \quad (9.3)$$

8.2. Газовые лазеры.

Определение. Газовыми называют оптические генераторы, в которых активным веществом служит газ, состоящий из атомов, ионов или молекул или же смесь газов.

Классификация. В соответствии с физической природой газа различают атомарные, ионные и молекулярные лазеры. Иногда название лазера содержит наименование рабочего вещества, на пример “гелий-неоновый лазер”, или “лазер на молекулах H_2O”. Газовые оптические генераторы отличают так же по методу создания инверсной населенности. Приборы, в которых инверсия населенностей достигается за счет соударения частиц газа (атомов, ионов или молекул) с быстролетящими электронами при электрическом разряде, называют газоразрядными лазерами. Химические лазеры— квантовые приборы, в которых газ переходит в активное состояние за счет быстропротекающих химических реакций сопровождающихся разрушением(диссоциацией) молекул. Наконец, в газовых лазерах некоторых типов используют методы энергетической накачки обычно в оптическом диапазоне.

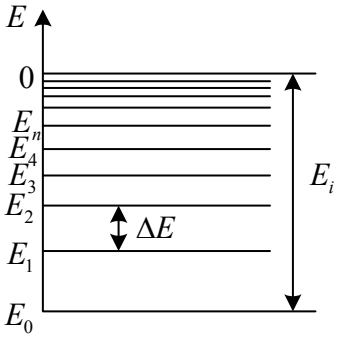
Материалы.

В газовых лазерах в качестве активной среды используются многие газы: газообразный углерод, хлор, цезий, йод, ртуть, кислород, молекулы окиси (CO) и двуокиси (CO_2) углерода, азота, двуокиси азота (N_2O), воды, аммиака (NH_4) и др. Однако наиболее широко используются инертные газы: аргон, неон, гелий, криптон, ксенон и их смеси. В рабочем объеме лазера газ обычно находится в разряженном состоянии, при давлении от сотых долей до нескольких мм. РТ. Ст. В следствии небольшой плотности газа световые лучи в рабочем объеме

лазера почти не рассеиваются. Это позволяет располагать зеркала оптического резонатора на достаточно большом расстоянии друг от друга и, следовательно, получать излучение с высокой степенью направленности и монохроматичности. С другой стороны, в газах нельзя получать такое же большое число активных частиц, как например, в твердом теле. Поэтому мощность излучения газовых лазеров значительно меньше.

Энергетическая диаграмма газа.

На рис.9-6 показана упрошенная диаграмма энергетических состояний газа, характерная для подавляющего большинства газов, используемых в лазерах. За нулевой принят уровень ионизации атома или диссоциации молекулы. В близи нулевого уровня располагается большое число уровней, разделенных малыми энергетическими зазорами и образующих квазинепрерывный энергетический спектр. Время жизни частиц на этих уровнях весьма мало. Вблизи основного энергетического уровня E_o расположен ряд электрических уровней, зазоры между которыми, в зависимости от рода газа, составляют десятые доли или единицы электронвольт. Время жизни частиц в этих энергетических состояниях относительно велико, а некоторые из этих уровней могут быть метастабильными.



Ðèñ. 9.6 Ýíåðãåòè÷åñêàÿ äèàãðàììà ãàçà.

Как правило, рабочие переходы в газовых лазерах образуются в этой части энергетического спектра. В лазерах на атомарных газах энергия ионизации равна обычно $E_i = 5 \div 15$ эВ, а величины энергетических зазоров рабочих переходов лежат в пределах $\Delta E \approx 0{,}1 \div 1$ эВ что соответствует излучению в инфракрасном диапазоне длинами волн порядка $(\lambda \approx 0{,}2 \div 0{,}6 \text{ìêì})$.

Для молекулярных газов ($E_i = 2 \div 3$ эВ) характерны переходы в пределах $\Delta E \approx 0{,}01 \div 0{,}1$ эВ с измерением на волнах $(\lambda \approx 10 \div 100 \text{ìêì})$, т.е. в далекой инфракрасной и субмиллиметровых областях.

Таким образом, общий диапазон излучения газовых лазеров чрезвычайно широк от ультрафиолетовых до субмиллиметровых волн $(\lambda \approx 0{,}2 \div 400 \text{ìêì})$.

Большинство газовых лазеров отличаются высокой монохроматичностью излучения, малым углом расхождения луча, высокой стабильностью частоты. К недостаткам газовых лазеров следует в первую очередь отнести небольшую мощность излучения, значительные габариты и невысокий КПД.

Гелий-неоновый (атомарный) лазер.

Устройство лазера на смеси *He-Ne* схематически показано на рис.9-7. Стеклянная или кварцевая трубка – газовая кювета заполнена смесью газов гелия и неона, парциальные давления которых различны (гелий при $p \approx 1$ мм.рт.ст., а неон при $p \approx 0{,}1$ мм.рт.ст.).

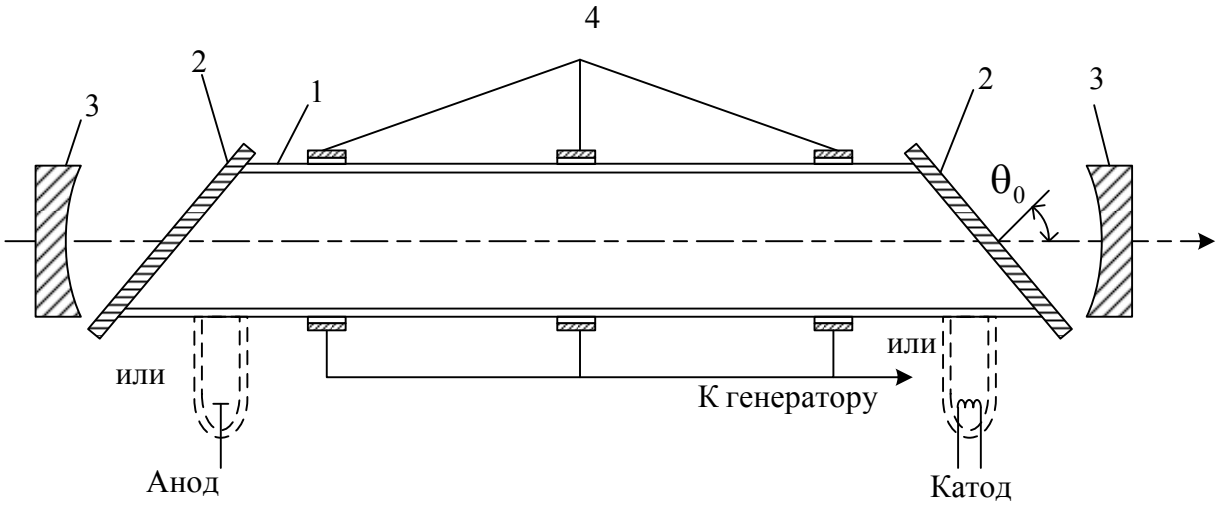


Рис. 9.7 устройство гелий - неонового лазера

1.Кювета; 2- кварцевые пластины; 3- зеркала; 4- кольцевые электроды.

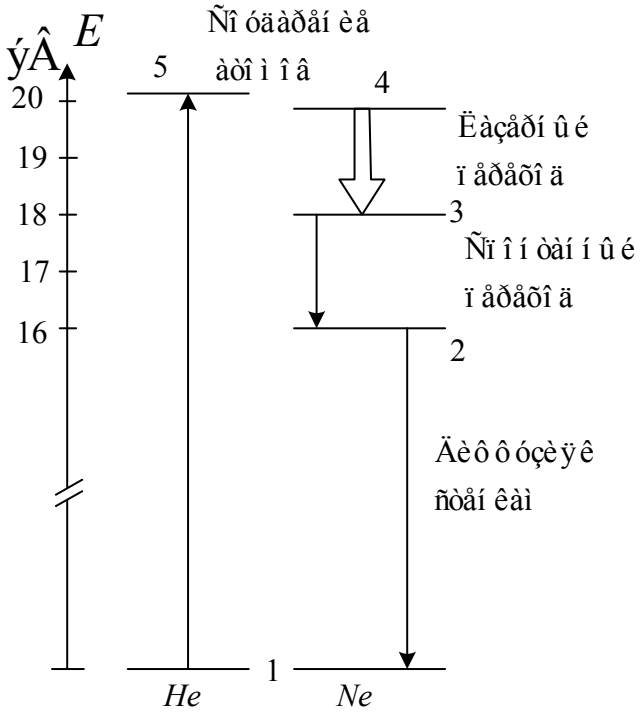
Длина кюветы в различных генераторах может быть различной— от нескольких сантиметров до нескольких метров; диаметр кюветы $d \le 1$ñì . к торцам кюветы приварены плоскопараллельные стеклянное или кварцевые пластины, расположенные относительно оси кюветы под углом θ_0 - углом Брюстера. Как известно из оптики, луч света, плоскость поляризации которого совпадает с плоскостью падения на такую пластину практически не претерпевает отражения. По обе стороны кюветы располагаются вогнутые или плоские зеркала, образующие оптический резонатор. Одно из этих зеркал, через которое световой луч выходит наружу, движет полупрозрачный или снабжает центральным отверстием.

В некоторых лазерах зеркала помещаются внутри газовой кюветы. В любом случае система зеркал снабжается юстированными механизмами для тщательной регулировки взаимного расположения зеркал. Снаружи на кювету надеваются кольцевые электроды, с помощью которых в кювете возбуждается высокочастотный тлеющий разряд. Электроды питаются от мощного генератора высокой частоты. При использовании тлеющего разряда на постоянном токе. Анод и катод размещают в специальных отростках, привариваемых к кювете. К этим электродам подводят высокое напряжение: 1-2 кВ на метр разрядного промежутка.

Принципы работы.

Рабочей средой 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



Ðèñ.15.14 Äèàãðàì à í èæí èõ ýí åðãåòè÷åñêèõ óðîâí åé åëåêòðîí à.

Возбужденному уровню 5 атома гелия соответствует энергия ~20 эВ.

Оптические спонтанные переходы из состояния 5 в основное 1 оказывается 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.

$He(1) + \bar{e} \rightarrow He(5) + e$, где число в скобках означает номер уровня на рис. 5.14, 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 *He(5)* передает свою кинетическую энергию невозбужденному атому неона *Ne(1)* и переходит в основное состояние *He(1)*. При этом невозбужденный атом неона переходит в возбужденное состояние *Ne(4)*. Таким образом, схема процесса соударения имеет вид $He(5) + Ne(1) \rightarrow He(1) + Ne(4)$. Этот процесс передачи энергии идет достаточно эффективно, так как разница в энергиях состояний *He(5)* и *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 так же 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 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 передачи энергии от быстрых электронов к атомам неона. Поэтому гелий можно назвать вспомогательным, а

неон основным или рабочим газом. Вообще существует обратный, нежелательный процесс — передача энергии от атомов неона к атомам гелия. Чтобы преобладала передача энергии от атомов гелия к атомам неона, необходимо значительное преобразование концентрации вспомогательного газа(гелия) над концентрацией неона. Обычно отношение концентрации гелия и неона составляют 5—15.

Следует иметь в виду, что населенность уровня *He(5)* определяется числом быстрых электронов и поэтому примерно пропорционально току разряда. В тоже 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 10мм.

На рис. 15.14 была приведена упрощенная схема электрических уровней. В действительности число уровней больше и возможно возбуждение колебаний на нескольких частотах. В гелий-неоновых лазерах получена инфракрасное излучение ($\lambda = 3{,}39$ и 1,15 мкм.) и видимое излучение ($\lambda = 0{,}63 мкм$) с мощностью несколько десятков и сот милливатт.

В гелий-неоновом лазере, как и в других газовых лазерах, концентрация частиц невелика ($10^{16} \div 10^{17} см^{-3}$)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 стабильность чистоты в одночастотном режиме работы $10^{-13} \div 10^{-14}$. Реально принятие мер по повышению стабильности частоты обеспечивает долговременную стабильность частоты гелий-неоновых лазеров $10^{-8} \div 10^{-15}$. Расходимость излучения гелий-неоновых лазеров очень мала и, как правило, составляет 1-3, 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 часов. 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 возбуж-

дения 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 необходимо высокая концентрация ионов в разряде. Поэтому применяется дуговой разряд с большим током (несколько десятков ампер). Плотность тока достигает 1000 А/см^2 . Наибольшее распространение получил аргоновый лазер, работающий на квантовых переходах между возбужденным состоянием иона Ar^+ в видимой области спектра ($\lambda = 0{,}4 \div 0{,}5 ìêì$). Для повышения плотности разряда в ионных лазерах применяют продольное магнитное поле, которое удерживает заряженные частицы вблизи оси трубки. Использование….

Модуляторы оптического излучения можно разделить на внутренние и внешние. В первом случае модуляция связана с непосредственным воздействием на процесс генерации, во втором – на уже сформировавшийся луч квантового генератора.

Под модуляцией понимают процесс изменения следующих параметров излучения: амплитуды, частоты, фазы и поляризации. В связи с этим существует четыре типа модуляции: амплитудная, частотная, фазовая и поляризационная. Возможна также модуляция интенсивности излучения, в которой вместо амплитуды под воздействием модулирующего сигнала изменяется квадрат амплитуды, т.е. интенсивность. Модуляция по интенсивности важна для оптического излучения, так как может быть применена к частично когерентному или вовсе некогерентному излучению. Следует заметить, что выходной сигнал многих приемников оптического излучения пропорционален интенсивности излучения на их входе.

При внешней модуляции луч лазера пропускается через специальную среду, параметры которой (показатель преломления или коэффициент поглощения) изменяются под действием модулирующего сигнала. Используются различные физические эффекты и явления в твердых и жидких средах, возникающие под воздействием электрического или магнитного полей и влияющие на проходящий в этой среде луч лазера.

Управление показателем преломления основывается на эффектах либо электрооптических, либо магнитооптических, либо пьезооптических. Поглощение материала в оптическом диапазоне изменяется благодаря эффекту Франца-Келдыша, заключающемуся в смещении границы поглощения полупроводника в электрическом поле. В связи с этим на частотах, примыкающих к этой границе, поглощение меняется очень сильно. Можно также регулировать поглощение оптического излучения на p-n переходах полупроводника путем изменения напряжения на переходе. К сожалению, все поглощающие модуляторы имеют большое начальное поглощение. В настоящее время наиболее подходящим для модуляции оптического излучения является электрооптический эффект.

Амплитудная модуляция из-за простоты реализации наиболее широко распространена. Амплитудный модулятор состоит из поляризатора, анизотропной оптической среды и анализатора. Луч лазера поступает на поляризатор, который превращает излучение лазера в линейно-поляризованное. Затем излучение проходит через оптическую анизотропную среду, свойства которой изменяются в зависимости от модулирующего воздействия. В такой среде волна либо поворачивает плоскость поляризации под воздействием магнитного поля (эффект Фарадея), либо испытывает двойное лучепреломление и становится эллиптически поляризованной под действием электрического поля (электрооптический эффект). Искусственно вызываемые упругие напряжения также могут быть использованы для изменения свойств среды. Создание в среде контролируемых упругих напряжений можно осуществить с помощью ультразвукового поля или пьезоэффекта. Через анализатор проходит только та составляющая эллиптически поляризованного излучения, поляризация которой лежит в плоскости поляризации анализатора. Т.к. поляризатор и анализатор имеют взаимно

перпендикулярные плоскости поляризации, то при отсутствии анизотропии среды интенсивность выходного излучения равна нулю. Увеличивая анизотропные среды, получаем возрастание интенсивности излучения, т.е. амплитудную модуляцию.

Линейный электрооптический эффект наблюдается в твердых телах (эффект Покельса), а квадратичный возникает в жидких (эффект Керра). Для плоских лазеров возможна внутренняя модуляция путем изменения тока возбуждения. Верхняя граница модуляции составляет несколько десятков гигагерц. Эффективным методом внутренней модуляции импульсных лазеров является модуляция добротности, или *Q*-модуляция.

8.7. Применение лазеров

Ниже были рассмотрены принципы работы газовых, твердотельных, полупроводниковых и жидкостных лазеров и параметры, характеризующие возможности этих лазеров.

Твердотельные лазеры обеспечивают получение очень коротких импульсов излучения с большой импульсной мощностью. Недостатками их является 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 большой частотой повторения, имеют малый угол расходимости излучения.

Недостатки газовых лазеров: малый КПД, относительно большие габариты и малая мощность (за исключением лазеров на CO_2 и N_2).

Полупроводниковые лазеры имеют высокий КПД, малый размеры, возможность легкой модуляции до очень высоких частот. Однако они, как правило, требуют охлаждения, имеют широкий спектр излучения и большой угол расходимости.

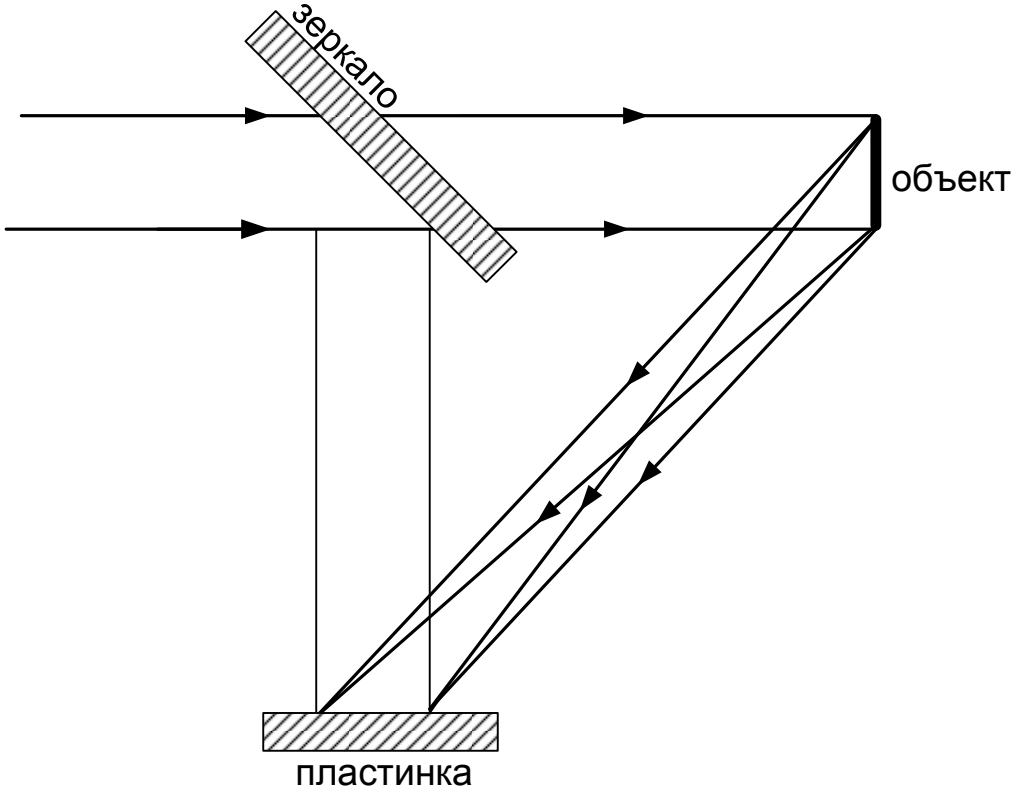
Особенности каждого типа лазеров определяют области их применения. Остановимся лишь на некоторых перспективных направлениях использования лазеров.

Высокая частота несущей в оптическом диапазоне позволяет получить чрезвычайно большое число каналов связи, а очень малый угол расходимости излучения лазер – высокую эффективность передачи информации. В настоящее время действуют оптические линии связи. Протяженность действующих открытых линий связи мала, не превышает 20-25 км. Одна из серьезных трудностей при реализации открытых линий 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. Перспектива для атмосферных, или открытых, линий связи открывает переход в инфракрасный диапазон волн, где λ около 10 мкм, и поглощение мало (окно прозрачности атмосферы).

Сейчас имеются мощные лазеры на CO_2 с такой длинно волны.

Закрытые лини связи устраняют влияние метеоусловий. В таких линиях должны применяться световоды, обеспечивающие передачу света без значительных потерь на трассе. 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.



Объект освещается широким пучком лазерного излучения. Отраженный от объекта свет падает на фотопластинку, 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.

Получение голограммы возможно только путем использования 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, т.к. 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.

Лазеры применяются в системах космической связи, на линиях «Спутник – Земля», в оптической локации, в системах записи и обработки информации, в метрологии, медицине, для обработки материалов.

Ионные лазеры используются в системах подводной связи, т.к. в воде наилучшим образом распространяется сине-зеленый цвет, который соответствует длине волны излучения аргонового лазеры ($\lambda = 0{,}5$ мкм).

Применение лазеров в логических элементах может привести к созданию сверхбыстродействующих ЭВМ. Приводятся 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.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели принципы работы, характеристики и параметры основных электровакуумных, полупроводниковых и квантовых приборов СВЧ и квантовых приборов оптического диапазона. Применение СВЧ приборов диапазон сантиметровых волн и длинноволновую часть миллиметрового диапазона, но все больше проявляется тенденция применения в радиолокации и системах связи миллиметровых и субмиллиметровых волн.

В настоящее время усиленно развиваются полупроводниковые приборы миллиметрового диапазона. Улучшение технологии изготовления кремниевых ЛПД импульсного действия (длительность импульса 100 мс) привело к увеличению мощности до 15 Вт на 35 ГГц и до 10 Вт на 94 ГГц. Разрабатываются для этого диапазона частот способы сложения мощностей нескольких ЛПД и ма-

лошумящие смесители для входных устройств. Среди новых мощных приборов миллиметрового диапазона следует отметить ЛЕВ с выходной мощностью ЛБВ с выходной мощностью в импульсном режиме 1 кВт и коэффициентом усиления 50 дБ на частоте 94 ГГц.

Кроме того, ведется разработка усилительного трехрезонаторного клистрона с распределенным взаимодействием на частоту 95 ГГц с импульсной мощностью 1 кВт, коэффициентом заполнения 10% и коэффициентом усиления 30 дБ. Масса этого клистрона при использовании самарий-кобальтовых фокусирующих магнитов составит 7 кг.

В субмиллиметровом диапазоне волн для создания усилителей и генераторов могут быть использованы методы как обычной электроники СВЧ, так и квантовой электроники. В качестве генераторов колебаний пригодны лампы обратной волны типа О. Выходная мощность ЛОВО превышает 10 мВт на частоте более 300 ГГц при рабочем напряжении 3-9 кВ. Для получения хорошей фокусировки электронов при малых размерах замедляющих систем в этом диапазоне частот требуется большое продольное магнитное поле. В ЛВО обычно используют магнитный сплав самарий-кобальт. Прогнозируется применение субмиллиметровых ЛОВО в космосе. В связи с этим стоит задача увеличения срока службы ЛОВО до срока службы спутников.

В генераторах на ЛПД, работающих в специальном режиме, достигнуты такие же рабочие частоты, как в ЛОВО. Частотный предел в ЛПД ограничивается толщиной слоя лавинного размножения носителей. С повышением рабочей частоты требуется меньшая толщина этого слоя, при этом она может стать настолько тонкой, что увеличение напряженности поля вызовет туннельный эффект.

Если туннельный эффект специально использовать для ввода импульсов заряда в область дрейфа ЛПД, то можно повысить рабочую частоту до 500 – 1000 ГГц. Такой режим работы ЛПД получил название TUNNET-режим (сокращенно от слов Tunnel Transit-Time).

В субмиллиметровом диапазоне волн для генерации колебаний используется явление дифракции. Генератор с дифракционным излучением (ГДИ) состоит из открытого резонатора, образованного сферическим зеркалом и плоским зеркалом, на поверхности которого изготовлена периодическая дифракционная решетка (замедляющая система). Ленточный электронный поток проходит вблизи решетки. Если скорость электронов близка к фазовой скорости одной из пространственных гармоник, то начнется эффективное взаимодействие электронов и поля, а, при определенных условиях, и генерация колебаний, как в лампе обратной волны. Работает ГДИ в диапазоне волн 8 – 0,96 мм с выходной мощностью от нескольких сотен милливатт до десятков ватт. Механическая перестройка в ГДИ достигает октавы, а электронная перестройка в десятки раз меньше, чем в ЛОВО.

В субмиллиметровом диапазоне волн становится перспективным использование методов квантовой электроники. Возможно, например, применение молекулярных квантовых генераторов на газах, в которых частота квантовых переходов соответствует субмиллиметровому диапазону. В генераторах на моле-

кулах аммиака (NH_3) получают излучение на волне $\lambda = 0{,}252$ мм, а на молекулах ND_3 - на волне 0,485 мм. Достоинство этих генераторов – высокая стабильность частоты (10^{-12}), недостаток – очень низкая мощностью. Поэтому молекулярные генераторы используются в качестве стандартов частот.

Разработаны генераторы субмиллиметрового диапазона, подобные лазерам с оптической накачкой. При использовании паров воды наблюдается излучение с длинами волн 0,118, 0,079 и 0,03 мм. Применение соединений, содержащих углерод, водород и азот, как правило, приводит к излучению на волнах 0,377 и 0,311 мм. Мощность этих квантовых генераторов мала (в импульсном режиме милливатты, в непрерывном – микроватты) и зависит от состава газа, тока разряда и параметров зеркал резонатора. Стабильность частоты значительно выше, чем в ЛОВО.

В настоящее время благодаря развитию полупроводниковых приборов, совершенствованию электровакуумных приборов и развитию технологии интегральных схем появилась возможность полностью использовать преимущества миллиметрового диапазона волн: широкие полосы, повышенную разрешающую способность, уменьшенные размеры и массу аппаратуры.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Афонін І.Л.,Бичков А.О.,Саламатін В.В. Єлектронні прилади НВЧ и квантові прилади: Навчальний посібник .-С.:ВМФ,2002.
2. Федоров Н.Д Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы: Учебник, изд.2-е, переработ. и доп.-М.:Атомиздат,1979
3. Андрушко Л.М.,Федоров Н.Д. Электронные и квантовые приборы СВЧ: Учебник. -М.: Радио и связь, 1981
4. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ, т.II. Электровакуумные приборы СВЧ: Учебник/Под ред. Н.Д.Девяткова.- Изд.2-е,переработ. и доп.- М.:Высшая школа, 1972
5. Андрушко Л.М.,Бурмистренко В.М. Электронные и квантовые приборы СВЧ.- М.: Связь, 1974
6. Каганов В.И. СВЧ полупроводниковые передатчики – М.: Радио и связь, 1971.
7. Радиопередающие устройства / Под редакцией Р.А. Валитова – М.: Сов Радио, 1973.
8. Зайцев А.А., Савельев Ю.Н. Генераторные СВЧ транзисторы М.: Радио и связь, 1985.
9. Каганов В.И. Транзисторные радиопередатчики – М.: Радио и связь, 1980.
10. Пильдон В.И. Полупроводниковые умножительные диоды. / В.И. Пильдон– М.: Радио и связь, 1981..
11. Справочник. Полупроводниковые приборы. Диоды высокочастотные. / Под редакцией А.В. Голомедова. – М.: КубК-а, 1996.