

Министерство образования Республики Беларусь
УЧРЕЖДЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ
«ГРОДНЕНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ ЯНКИ КУПАЛЫ»

Ю.М.РЫЧКОВ

**ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ
СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ**

Допущено Министерством образования
Республики Беларусь в качестве учебного пособия
для студентов специальности «Радиофизика»
высших учебных заведений

Гродно 2002

УДК 538.56+621.381(075.8)

ББК 32.842.1+32.845.7

Р95

Рецензенты: кафедра радиофизики Белорусского государственного университета (доктор физико-математических наук, профессор А.С.Рудницкий);

кафедра электроники Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники (кандидат технических наук, доцент Ф.А.Ткаченко).

Рекомендовано советом физико-технического факультета ГрГУ им. Я.Купалы.

Рычков Ю.М.

Электронные приборы сверхвысоких частот: Учеб. пособие / Р95 Ю.М.Рычков. – Гродно: ГрГУ, 2002. – 103 с.

ISBN 985-417-375-5.

В учебном пособии излагаются физические основы работы, принцип действия, основные характеристики и параметры большинства электронных приборов СВЧ диапазона: триодов, клистронов, магнетронов, гиротронов, ламп бегущей и обратной волны, полупроводниковых диодов с р-п переходом, транзисторов, лавинопролетных диодов и диодов Ганна.

Учебное пособие может быть использовано для подготовки радиофизиков и радиоинженеров в университетах, технических вузах, а также для самоподготовки и повышения квалификации.

УДК 538.56+621.381(075.8)

ББК 32.842.1+32.845.7

ISBN 985-417-375-5.

© Рычков Ю.М., 2002

ВВЕДЕНИЕ

Курс «Электронные приборы СВЧ» входит в обязательную программу подготовки радиофизиков широкого профиля. В Гродненском государственном университете имени Янки Купалы он читается студентам-радиофизикам четвертого курса как обязательная дисциплина учебного плана. Основной её задачей является изучение физических принципов, положенных в основу работы электровакуумных и полупроводниковых приборов, предназначенных для усиления, генерации и преобразования электромагнитных колебаний СВЧ диапазона.

В основу данного учебного пособия положен курс лекций, читаемый автором в Гродненском государственном университете имени Янки Купалы.

Структура изложения материала является типовой и заимствована из общеизвестных учебников Дулина И.В. [1], Андрушко Л.М., Федорова Н.Д. [6].

Ввиду малого объёма курса основное внимание в учебном пособии сосредоточено на принципах действия приборов, их основных характеристиках и применении. Вопросы теории изложены в том объёме, который достаточен для понимания физических процессов в приборах и объяснения их характеристик. В учебном пособии рассмотрены только электровакуумные и полупроводниковые приборы СВЧ, поскольку квантовые приборы изучаются в отдельном курсе «Квантовая радиофизика». Некоторые частные вопросы вынесены в лабораторный практикум «Приборы СВЧ» [8].

Учебное пособие может быть использовано для подготовки радиофизиков и радиоинженеров в университетах, технических вузах, а также для самоподготовки и повышения квалификации.

Т Е М А 1

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ПРИБОРАХ СВЧ

1.1. Историческая справка

Электронные и квантовые приборы СВЧ предназначены для усиления, генерации и преобразования частоты электромагнитных колебаний СВЧ диапазона (от 300 МГц до 300 ГГц).

В электронных приборах СВЧ в энергию электромагнитного поля преобразуется обеспечиваемая внешним источником питания энергия свободных электронов.

В квантовых приборах в энергию СВЧ поля преобразуется внутренняя энергия атомов (ионов, молекул). Электроны, участвуя в этом процессе, остаются связанными со своими атомами.

Первоначальная разработка приборов СВЧ шла по пути усовершенствования обычных электронных ламп с использованием электростатического управления электронным потоком. Однако их возможности были ограничены в связи с ухудшением параметров контуров с сосредоточенными параметрами при увеличении частоты, а также в связи с соизмеримостью межэлектродного времени пролета электронов с периодом колебаний. Эти трудности заставили искать новые пути создания приборов СВЧ. Это стало возможным, когда Д.А.Рожанский (СССР) высказал идею динамического управления электронным потоком. Использование этого метода привело к созданию таких принципиально новых приборов, как пролётный клистрон (Н.Д.Девятков в СССР и братья Вариан в США, 1939-1940 г.), отражательный клистрон (Н.Д.Девятков, Е.Н. Данильцев, 1940 г.), многорезонаторный магнетрон (Н.Ф.Алексеев, Д.Е.Маляров, 1940 г.), лампы бегущей и лампы обратной волны (Р.Компфнер в США, 1944, 1952 г.) и их модификации. Эти приборы составляют основу вакуумной электроники СВЧ.

Полупроводниковые приборы, с момента изобретения в 1948 г. транзистора, долгое время использовались лишь в области низких частот и малых мощностей. Освоение больших мощностей и СВЧ диапазона началось лишь к 60-ым годам. Параллельно были созданы новые типы полупроводниковых приборов: туннельный диод (Л.Есаки, 1958 г.), лавинопролётный диод (А.Тагер, В.Рид, 1959 г.), диод Ганна (Д.Ганн, 1963 г.), биполярные и полевые СВЧ транзисторы.

Квантовая электроника возникла на базе фундаментальных исследований в радиоспектроскопии. В квантовых приборах используется вынужденное излучение огромного количества согласованных по частоте и направлению излучения электромагнитных волн атомов и молекул под действием внешнего электромагнитного поля.

Идея усиления электромагнитных волн с помощью неравновесных квантовых систем с вынужденным излучением была высказана ещё в 1940 году советским физиком В.А.Фабрикантом, но первые проекты квантовых усилителей и генераторов на молекулярном пучке были предложены Н.Г.Басовым и А.М.Прохоровым лишь в 1954 году. В этом же году американские ученые Ч.Таунс, Д.Гордон и Г.Цайгер построили действующий генератор.

1.2. Основы работы электронных приборов СВЧ

Как было отмечено во введении, квантовые приборы СВЧ диапазона изучаются в курсе «Квантовая радиофизика», поэтому мы рассмотрим только электронные приборы.

Электронные приборы СВЧ диапазона отличаются от обычных электронных ламп радиодиапазона (диодов, триодов, пентодов и др.) рядом особенностей, связанных с устранением таких ограничивающих факторов, как инерция электронов и влияние междуэлектродных емкостей и индуктивностей вводов.

Первая особенность этих приборов заключается в том, что сами приборы составляют единое целое с колебательными системами, которые отличаются от резонансных систем, используемых в диапазоне длинных и средних волн.

Вторая особенность состоит в том, что в приборах СВЧ время пролета электронов от катода к электроду, собирающему отработанные электроны, используется для формирования электронного потока (образования сгустков и разрядов в потоке движущихся электронов), а также для передачи энергии от электронов высокочастотному электрическому полю. В приборах СВЧ, также, как и в лампах радиочастотного диапазона, увеличение мощности усиливаемых или генерируемых колебаний происходит за счет энергии источника постоянного напряжения, питающего электроды лампы. Электронный поток является своеобразным «посредником» такого преобразования, но отличие приборов СВЧ, помимо особенностей колебательных систем и методов их сопряжения с прибором, зак-

лючается в управлении электронным потоком. Если в обычных электронных лампах управление электронным потоком статическое и с изменением переменного напряжения на сетке меняется плотность электронного потока, то в приборах СВЧ электронный поток управляется динамически. Электрическое поле СВЧ колебаний используется здесь для изменения скорости электронного потока, а не его плотности. И лишь со временем, в процессе дальнейшего движения электронов, в результате разности их скоростей в электронном потоке образуются сгустки и разряжения. Создание электронного потока, плотность которого является функцией времени, необходимо для эффективной передачи энергии движущихся электронов СВЧ полю. При взаимодействии с этим полем электроны могут отдавать ему как кинетическую, так и потенциальную энергию.

Рассмотрим один из возможных случаев, когда высокочастотному полю передается кинетическая энергия электронов.

Предположим, что электроны, эмитированные катодом и ускоренные полем ускоряющего электрода, движутся далее равномерным потоком. На их пути расположены обкладки конденсатора, образующего с некоторой индуктивностью колебательный контур, в котором возбуждены СВЧ колебания. Обкладки конденсатора выполнены в виде сеток, так что электроны свободно проходят через обе обкладки. В то же время ввиду высокой частоты колебаний сетки служат экранами, и электрическое поле СВЧ колебаний сосредоточено в зазоре между сетками. Нормальная сеткам составляющая электрического поля в течение одной половины периода совпадает по направлению с вектором скорости электронов, а во время второй – противоположна ему. Если плотность электронного потока постоянна во времени, то электрическое поле за первую половину периода тормозит столько же электронов, сколько ускоряет их за вторую половину периода. Иначе говоря, электрическое поле в течение одного периода колебаний приобретает и теряет равные порции энергии, и, следовательно, передача энергии от электронов полю не происходит. Для того, чтобы энергия поля пополнялась, необходимо получить прерывистый поток электронов. В этом случае интервалы времени между отдельными группами электронов и время их прихода к щели резонатора можно выбрать такими, чтобы электроны попадали в электрическое поле резонатора только в те моменты времени, когда поле для них тормозящее. Для выполнения этого необходимо, чтобы сгустки электронов отставали друг от друга

на время, кратное целому числу периодов. Если время пролета электронов между сетками резонатора меньше половины периода, а в интервалах между сгустками плотность электронного потока равна нулю, то энергия будет передаваться только в одном направлении: от электронов полю. В реальных условиях осуществить такую идеальную модуляцию невозможно, и в интервалах между сгустками плотность электронов не равна нулю. Но так как их плотность сравнительно невелика, общий баланс энергии за период колебаний остается положительным. В электронных приборах сверхвысоких частот сгруппированный в сгустки электронный поток получается при модуляции непрерывного потока электронов по скорости. В качестве модулирующего напряжения используются колебания, подлежащие усилению (в усилителях), или же часть энергии, отводимая в модулирующее устройство через цепь обратной связи (в автогенераторах).

В рассмотренном только что случае электроны взаимодействуют с пульсирующим полем, сосредоточенным между сетками резонатора. Такое поле может быть использовано и для модуляции электронного потока по скорости, в результате которой образуются сгустки электронов. Существует, однако, обширная группа СВЧ приборов, в которых процессы модуляции электронного потока и последующего взаимодействия электронных сгустков с полем протекают в ходе совместного движения электронов и бегущей электромагнитной волны. Такие приборы часто называют приборами длительного взаимодействия. Характер взаимодействия электронов с СВЧ полем не ограничивается описанным выше случаем передачи кинетической энергии. Во многих приборах электроны передают СВЧ полю свою потенциальную энергию, перемещаясь по сложным траекториям в скрещенных электрическом и магнитном полях. Для всех приборов характерен, однако, процесс формирования прерывистого электронного потока, сгустки которого и обеспечивают эффективный энергетический обмен с электромагнитным СВЧ полем.

1.3. Классификация электронных приборов СВЧ

В настоящее время разработано много электронных приборов СВЧ, отличающихся как принципом действия, так и областью применения. На рис. 1.1 приведена наиболее общая их классификация, основанная на принципе действия (взаимодействии электромагнитного поля с потоком электронов).

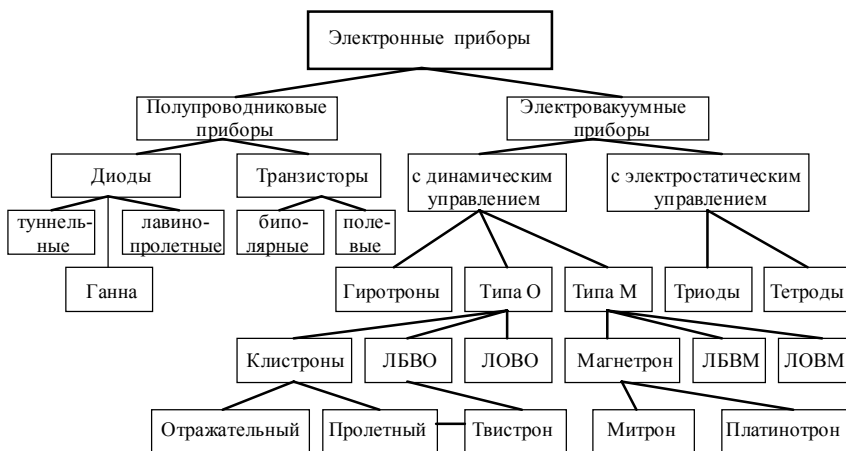


Рис. 1.1. Классификация электронных приборов СВЧ

Электронные приборы СВЧ диапазона по типу управления электронным потоком разделяются на приборы с электростатическим и динамическим управлением. В приборах с электростатическим управлением выделяют триоды и тетроды, в приборах с динамическим управлением по характеру энергообмена выделяют приборы типа О, типа М и гиротроны. В приборах типа О происходит преобразование кинетической энергии электронов в энергию СВЧ поля в результате торможения электронов этим полем. К приборам типа О относятся клистроны, лампы бегущей и лампы обратной волны типа О (ЛБВО, ЛОВО).

В приборах типа М в энергию СВЧ поля переходит потенциальная энергия электронов, смещающихся в результате многократ-

ного торможения и разгона от катода к аноду. Средняя кинетическая энергия при этом остается постоянной. К приборам типа М относятся магнетрон, митрон, платинотрон, лампы бегущей и обратной волны типа М.

В гиротронах (приборах на циклотронном резонансе) используется резонансное взаимодействие винтового электронного потока с электрическим полем незамедленной электромагнитной волны.

По продолжительности взаимодействия с СВЧ полем приборы подразделяются на приборы с кратковременным (прерывным) и длительным (непрерывным) взаимодействием с электронным потоком.

К приборам с кратковременным взаимодействием относятся клистроны, к приборам с длительным взаимодействием – ЛБВО, ЛОВО, ЛБВМ, ЛОВМ, магнетрон, митрон и платинотрон.

В полупроводниковых приборах СВЧ выделяется группа диодов с отрицательным сопротивлением и группа СВЧ транзисторов.

1.4. Основные параметры приборов СВЧ

К основным параметрам обычно относят коэффициент усиления, выходную мощность, КПД, полосу пропускания, шумовые характеристики – для усилителей и выходную мощность, КПД, диапазон перестройки, характеристики стабильности – для генераторов.

Коэффициентом усиления называется отношение выходной мощности $P_{\text{вых}}$ к входной $P_{\text{вх}}$. Обычно эту величину определяют в децибелах:

$$K_{y(p)} = 10 \lg(P_{\text{вых}} / P_{\text{вх}}). \quad (1.1)$$

Ширина полосы пропускания Δf определяется добротностью резонаторов для резонансных усилителей и полосой пропускания замедляющей системы, согласованной с внешними линиями передачи, для нерезонансных усилителей. Обычно ширина полосы пропускания измеряется по уровню половинного значения выходной мощности от максимального значения в полосе пропускания. Она может быть указана также в процентах, т.е. $\Delta f / f_{\text{cp}} \cdot 100\%$, где f_{cp} – средняя частота полосы пропускания.

Коэффициент полезного действия определяется как отношение выходной мощности к суммарной потребляемой мощности P_0 (включая мощность накала катода):

$$\eta = P_{\text{вых}} / P_0. \quad (1.2)$$

Часто используется также понятие электронного КПД η_e , равного отношению мощности, отдаваемой электронным пучком полю СВЧ, к мощности источника питания прибора.

Коэффициент шума показывает, во сколько раз отношение мощностей сигнала и шума на выходе усилителя меньше этого же отношения на его входе, т.е.:

$$K_{ш} = (P_{ш}/P_{ш.вх})/(P_{вых}/P_{ш.вых}). \quad (1.3)$$

Для характеристики шумов используют также понятие *шумовой температуры* $T_{ш}$:

$$K_{ш} = 1 + T_{ш}/290, \quad T_{ш} = 290(K_{ш} - 1). \quad (1.4)$$

Диапазон перестройки генератора характеризуется коэффициентом перекрытия

$$\delta_{п} = f_{\max}/f_{\min}, \quad (1.5)$$

где f_{\max} и f_{\min} – максимальная и минимальная генерируемые частоты.

Для автогенераторов СВЧ важны характеристики частоты и амплитуды колебаний. Нестабильные колебания можно представить как колебания с изменяющимися амплитудой и частотой:

$$u(t) = U_{cp} [1 + \alpha(t)] \cos[\omega_{cp} t + \int v(t) dt], \quad (1.6)$$

где $\alpha(t)$ и $v(t)$ – относительные флуктуации амплитуды и частоты, а U_{cp} и ω_{cp} – средние значения амплитуды и частоты.

В качестве основных параметров, характеризующих шумовые свойства автогенераторов, принимают *спектральную плотность флуктуации амплитуды* $S\alpha(F)$ и *частоты* $Sv(F)$, определяемые приближенными выражениями:

$$S\alpha(F) \approx [\alpha^2(t)_{cp}] \Delta_F / \Delta F; \quad Sv(F) \approx [v^2(t)_{cp}] \Delta_F / \Delta F, \quad (1.7)$$

где $[\alpha^2(t)_{cp}] \Delta_F$ и $[v^2(t)_{cp}] \Delta_F$ – средние квадраты относительной флуктуации амплитуды и частоты, измеренные в полосе частот ΔF , F – расстояние между боковой частотой модуляции и средней частотой. Обычно ΔF принимают равной 1 кГц или 1 Гц.

Долговечность работы приборов определяется в часах.

Т Е М А 2

ТРИОДЫ И ТЕТРОДЫ СВЧ

2.1. Полный ток в промежутке между электродами и во внешней цепи электровакуумных приборов

Как известно, в электронных лампах используется электростатическое управление электронным потоком, заключающееся в том, что изменение напряженности электрического поля в рабочем объеме лампы вызывает изменение числа электронов, участвующих в создании тока. Ток лампы можно считать безинерционной функцией напряжения, если время пролёта электронов в межэлектродном промежутке лампы τ много меньше периода переменного напряжения T . Такой режим работы получил название квазистатического. Однако с увеличением частоты время пролёта может оказаться сравнимым с периодом переменного напряжения и связь мгновенных значений токов и напряжений уже не будет соответствовать квазистатическому режиму. Для учёта влияния времени пролёта электронов на токи электродов применяется понятие наведённого тока.

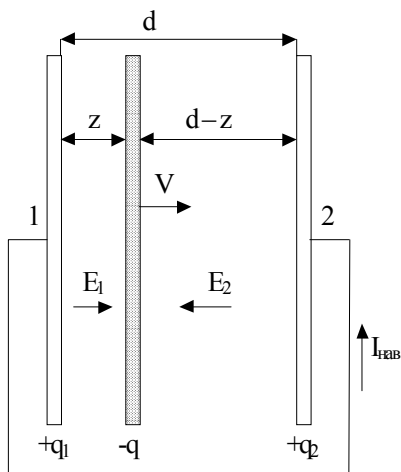


Рис. 2.1

Рассмотрим два плоских электрода с равными потенциалами (рис. 2.1). Предположим, что от электрода 1 к электроду 2 движется тонкий электронный слой с общим зарядом $-q$. Вследствие электростатической индукции этот слой наводит на электродах поверхностные заряды, так что

$$q_1 + q_2 = q. \quad (2.1)$$

Напряженности электрического поля у поверхностей электродов определяются как:

$$E_1 = q_1/\epsilon_0 S, \quad E_2 = -q_2/\epsilon_0 S, \quad (2.2)$$

где S – площадь электродов.

Очевидно, что

$$E_1 z - E_2(d - z) = 0, \quad (2.3)$$

где d – расстояние между электродами, z – координата слоя.

Из (2.2) и (2.3) следует

$$q_1 z - q_2(d - z) = 0. \quad (2.4)$$

Из (2.1) и (2.4):

$$q_1 = q(1 - z/d), \quad q_2 = qz/d. \quad (2.5)$$

Вследствие движения слоя его координата является функцией времени, что означает изменение во времени зарядов q_1 и q_2 и наличие в цепи наведённого тока:

$$I_{\text{нав}} = dq_2/dt = -dq_1/dt. \quad (2.6)$$

Используя (2.5) и (2.6), получим

$$I_{\text{нав}} = qV/d, \quad (2.7)$$

где $V = dz/dt$ – скорость движения слоя.

Наведённый ток возникает, как только электронный слой появляется в промежутке между электродами, и исчезает, когда электронный слой достигает второго электрода. Длительность импульса тока равна времени пролёта электронов.

Используем (2.7) для нахождения наведённого тока во внешней цепи плоских электродов, если в пространстве между ними существует произвольное распределение плотности заряда $\rho(z,t)$. Наведённый ток, создаваемый по (2.7) элементарным слоем толщины dz ,

$$dI_{\text{нав}} = (1/d)S\rho(z,t)V(z,t)dz. \quad (2.8)$$

Наведённый ток, создаваемый в промежутке всеми элементарными слоями, найдем интегрированием (2.8) по всему промежутку

$$I_{\text{нав}}(t) = (1/d) \int_0^d S \rho(z,t)V(z,t)dz. \quad (2.9)$$

Подынтегральное выражение есть значение электронного тока в сечении z в момент времени t . Назовём его конвекционным током.

$$I_{\text{конв}} = S\rho(z,t)V(z,t). \quad (2.10)$$

Таким образом,

$$I_{\text{нав}}(t) = (1/d) \int_0^d I_{\text{конв}}(z,t)dz \quad (2.10)$$

Если к электродам (рис. 1.2) приложить переменное напряжение $U(t)$, во внешней цепи, кроме наведённого тока, появится ёмкостной ток

$$I_{\text{емк.}} = C(dU/dt), \quad (2.12)$$

где C – ёмкость конденсатора, образованного электродами 1 и 2. Полный ток в цепи:

$$I_{\text{полн.}}(t) = I_{\text{нав.}}(t) + I_{\text{емк.}}(t). \quad (2.13)$$

В (2.13) полный ток представлен суммой наведенного и ёмкостного токов во внешней цепи в отличие от обычного его представления суммой конвекционного тока и тока смещения.

В квазистационарном случае, когда время пролёта электронов много меньше периода переменного напряжения на электродах, можно считать, что конвекционный ток не зависит от координаты z и по (2.11) совпадает с наведенным током, то есть пользоваться понятием наведенного тока нецелесообразно. В лампах СВЧ это условие не выполняется, и целесообразно пользоваться представлением (2.13).

2.2. Работа триода на СВЧ

Анализ влияния времени пролета электронов существенно зависит от соотношения амплитуд переменных и постоянных напряжений на электродах.

Если амплитуда переменного напряжения много меньше постоянного напряжения, говорят о режиме малых амплитуд, если обе величины сравнимы, имеет место режим больших амплитуд.

В режиме малых амплитуд время пролета электронов определяется постоянным напряжением на электродах, а пространственный заряд в области катод-сетка такой же, как в статическом режиме. Это позволяет создать сравнительно простую теорию электронных ламп СВЧ в режиме малых амплитуд.

Теоретическое рассмотрение схемы с общим катодом позволяет сделать вывод, что время пролета электронов можно учесть введением комплексной крутизны лампы и активной входной проводимости.

Модуль комплексной крутизны равен отношению амплитуды переменного тока в анодной цепи к амплитуде переменного напряжения на сетке, а её фазовый угол показывает отставание анодного тока от сеточного напряжения. С увеличением времени пролёта

фазовый сдвиг растёт, а модуль крутизны уменьшается. Появление активной проводимости связано с тем, что из-за существования наведенного тока в цепи сетки появляется составляющая сеточного тока, совпадающая по фазе с переменным напряжением на сетке. В схеме с общим катодом входная проводимость примерно пропорциональна квадрату частоты.

Режим малых амплитуд характерен для усилителей слабых сигналов и генераторов с низким значением КПД.

Режим больших амплитуд используется в мощных усилителях и генераторах. В настоящее время маломощные электронные лампы СВЧ полностью вытеснены полупроводниковыми приборами СВЧ, и поэтому далее пойдет речь только о режиме больших амплитуд, который будет рассмотрен на примере схемы включения триода (рис. 2.2) с помощью пространственно-временных диаграмм (рис. 2.3).

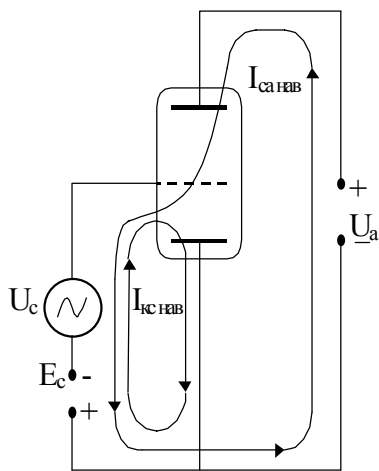


Рис. 2.2

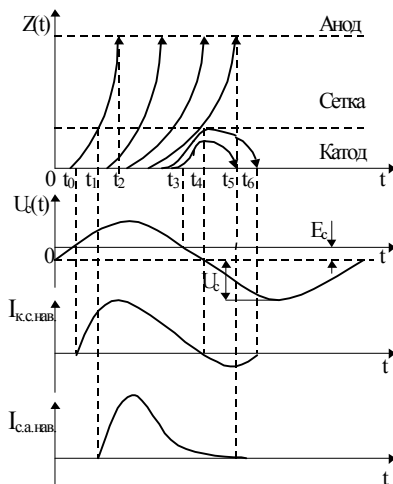


Рис. 2.3

На рис. 2.3 показаны: z – координата электрона, отсчитываемая от катода (рис. 2.2.), t – время, U_c – напряжение на сетке, $I_{кc}$ и $I_{сa}$ – наведенные токи в промежутках катод-сетка и сетка-анод, t_0, t_1 и т.д. показывают различные моменты вылета электронов с поверхности катода.

Будем считать, что управляющая сетка настолько густа, что потенциал анода не вызывает появления электрического поля в

пространстве катод-сетка и движение электронов в этом пространстве определяется только напряжением сетки. Напряжение на сетке $U_c(t)$ проходит через нулевое значение в моменты t_0 и t_3 . Электрон, вылетевший из катода в момент t_0 , будет у сетки в момент t_1 и у анода в момент t_2 . На анод будут попадать также те из последующих электронов, которые подлетают к сетке с некоторой скоростью. Электрон, подлетевший к сетке с нулевой скоростью в момент t_4 , повернет назад к катоду. Как только первый электрон в момент времени t_0 начнет движение от катода к сетке, во внешней цепи катод-сетка появится наведенный ток $I_{к.с.нав.}$, текущий в этой цепи от катода к сетке. Этот ток возрастает по мере увеличения числа электронов в промежутке катод-сетка, достигает своего максимального значения и убывает в связи с уменьшением скорости электронов и изменением её направления. В некоторый момент времени он равен нулю, а затем меняет своё направление на противоположное из-за возвращения электронов к катоду.

Наведенный ток во внешней цепи промежутка сетка-анод ($I_{с.а.нав.}$) появляется в тот момент, когда электроны начинают поступать в этот промежуток. Этот ток также растёт, достигает максимального значения и убывает до нуля к моменту времени t_5 , когда последний электрон достигнет анода.

Приведенное качественное рассмотрение показывает, что если время пролета электронов сравнимо с периодом переменного напряжения на электродах лампы, то наведенный ток становится несимметричным по форме и имеет отрицательный выброс. Импульс наведенного тока не повторяет формы сеточного напряжения и затягивается по времени, снижая амплитуду первой гармоники анодного тока. Последнее приводит к снижению полезной мощности в нагрузке.

В тетроре на экранирующую сетку подаётся положительное напряжение, сравнимое с анодным. Поэтому электроны, прошедшие через управляющую сетку, ускоряются в межсеточном промежутке, и полное время пролета до анода уменьшается. Импульс анодного тока при этом менее растянут, а КПД выше, чем в триоде.

Триоды и тетроды СВЧ применяются в основном в выходных каскадах передатчиков в качестве генераторов и усилителей средней мощности.

Требование уменьшения времени пролета электронов в лампах СВЧ не является единственным. Необходимо также уменьшать междуэлектродные ёмкости, индуктивности вводов и диэлект-

рические потери в элементах лампы. Поэтому на СВЧ применяются триоды с дисковыми выводами: маячковые и металлокерамические. Дисковые выводы становятся частью колебательной системы, которая выполняется в виде объёмных резонаторов. Расстояние между электродами лампы доходит до десятых долей миллиметра. Диэлектрические потери в междуэлектродных изоляторах уменьшаются благодаря применению высокочастотной керамики с малыми диэлектрическими потерями. Для корпуса ламп вместо стекла также используется специальная керамика. Современные миниатюрные триоды СВЧ разработаны на частоту до 10 ГГц, но имеют небольшую мощность и низкий КПД. В качестве мощных ламп применяются триоды с водяным или воздушным охлаждением анодов, имеющие специальную конструкцию, в которой учтены требования, предъявляемые к лампам СВЧ.

Триодные и тетродные генераторы СВЧ обладают такими достоинствами (по сравнению с другими генераторами СВЧ), как сравнительно низкие питающие напряжения, отсутствие устройств фокусировки электронного потока, достаточно высокий КПД, сравнительно высокая стабильность частоты и фазы, сравнительно низкая стоимость. Но основным их недостатком является быстрое падение мощности с ростом частоты. Поэтому в основном они используются на частотах до 2 ГГц.

Контрольные вопросы по теме

1. Объясните понятия наведенного и конвекционного токов.
2. Объясните влияние конечного времени пролета электронов.
3. Что такое режимы малых и больших амплитуд?
4. Перечислите основные причины уменьшения полезной мощности при росте частоты колебаний.
5. Почему электронный КПД тетрода выше, чем триода?
6. Какие дополнительные требования предъявляются к конструкциям ламп СВЧ диапазона по сравнению с обычными лампами?

Т Е М А 3

КЛИСТРОНЫ

Клистроны являются электривакуумными приборами типа О, осуществляющими преобразование кинетической энергии электронов в энергию СВЧ поля в результате торможения электронов этим полем. Клистроны используют принцип скоростной модуляции электронного потока и содержат один или несколько объёмных резонаторов. Применяются для усиления, генерации и умножения частоты СВЧ колебаний.

3.1. Двухрезонаторный усилительный клистрон

Принцип работы

Двухрезонаторный клистрон схематически изображен на рис. 3.1.

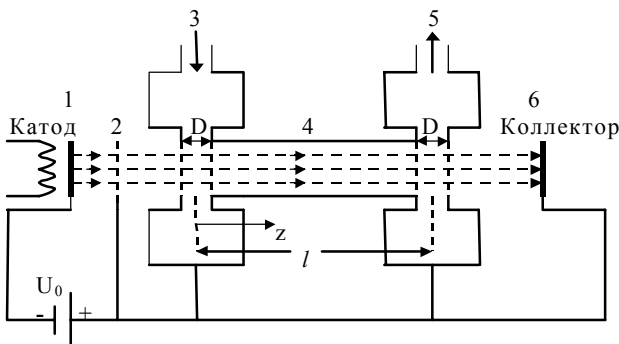


Рис. 3.1

В клистроне имеются два объёмных резонатора с емкостными сеточными зазорами. Первый резонатор (3) называют входным, или модулятором; второй (5) – выходным. Пространство между ними называют пространством дрейфа, или группирования. Электроны, эммитируемые катодом (1), ускоряются постоянным напряжением U_0 второго электрода и попадают в узкий сеточный зазор первого резонатора, высокочастотное поле которого периодически ускоряет и замедляет электроны, модулируя их поток по скорости. В пространстве дрейфа быстрые электроны догоняют медленные и, группируясь, обеспечивают модуляцию электронного потока по плотности. Модулированный по плотности электронный поток в виде сгустков и разряжений поступает во второй резонатор и создает в нем наведенный ток.

В результате между сетками резонатора появляется высокочастотное электрическое поле, взаимодействующее с потоком электронов. Необходимые параметры клистрона, о которых будет подробнее сказано ниже, подбираются таким образом, чтобы электрическое поле второго резонатора тормозило сгустки электронной плотности и ускоряло её разряжения. В результате в среднем за период одного колебания поля тормозится большее число электронов, чем ускоряется. Кинетическая энергия электронов преобразуется в энергию СВЧ колебаний электромагнитного поля второго резонатора, а электроны, пройдя резонатор, оседают на коллекторе, рассеивая оставшуюся часть кинетической энергии в виде тепла.

Подробнее:

Модуляция скорости движения электронов. К сетке первого резонатора все электроны подлетают с одинаковой скоростью

$$V_e = (2eU_0/m)^{1/2}, \quad (3.1)$$

где e , m – заряд и масса электрона.

Между сетками входного резонатора приложено напряжение $U_1 \sin(\omega t)$.

Скорость движения электронов между сетками резонатора удовлетворяет уравнению

$$m(dV/dt) = (eU_1/D)\sin(\omega t), \quad (3.2)$$

где D – расстояние между сетками.

Величина U_1 обычно намного меньше, чем U_0 , поэтому относительное изменение скорости электронов мало, время их пролета через зазор примерно одинаково и составляет величину

$$\tau_1 = D/V_e.$$

Обозначим через t_1 момент прохождения электроном середины сеточного зазора. Тогда $(t_1 - 0,5\tau_1)$ – момент входа электрона в зазор со скоростью V_e , $(t_1 + 0,5\tau_1)$ – момент выхода из зазора со скоростью V . Решение в указанных пределах уравнения (3.2) дает скорость электронов на выходе из резонатора

$$\begin{aligned} V &= V_e + (2eU_1/m\omega D)\sin(\omega t_1)\sin(0,5\omega\tau_1), \\ V &= V_e [1 + M_1(U_1/2U_0)\sin(\omega t_1)], \end{aligned} \quad (3.3)$$

где $M_1 = (\sin 0,5\theta_1)/0,5\theta_1$, $\theta_1 = \omega\tau_1 = \omega D/V_e$.

Параметр M_1 называется *коэффициентом связи электронного пучка с полем зазора*, параметр θ_1 – *углом пролета электронов в зазоре*.

Физический смысл M_1 заключается в том, что он учитывает уменьшение глубины модуляции скорости электронов при конечном значении угла пролета по сравнению с идеальным случаем $\theta_1 = 0$.

Зависимость M_1 от угла пролета θ_1 показана на рис. 3.2.

Группирование электронов. На рис. 3.3 изображены пространственно-временные диаграммы движения электронов в промежутке между резонаторами (в пространстве дрейфа).

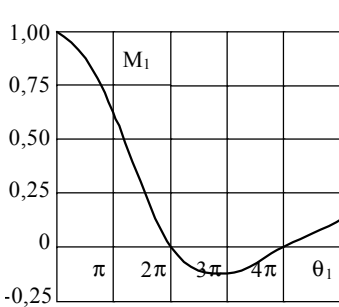


Рис. 3.2

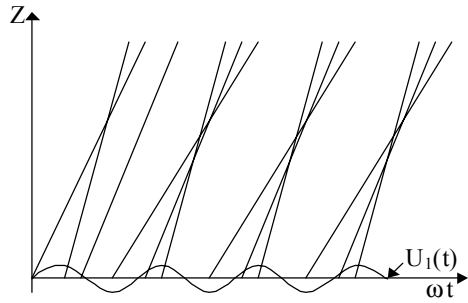


Рис. 3.3

График движения электрона (прямая линия) определяется его скоростью (углом наклона). Точки пересечения прямых с осью ординат определяют фазу электронов на выходе первого резонатора относительно напряжения на его зазоре. Для электронов, которые проходят зазор в тормозящем поле, угол наклона меньше, для электронов в ускоряющем поле – больше. В результате прямые сходятся и расходятся, чем и объясняется группирование или фазовая фокусировка электронов (образование сгустков и разряжений электронной плотности). В каждом периоде колебаний образуется один сгусток, в центре которого находятся электроны, прошедшие зазор без изменения скорости в момент перехода сеточного напряжения через нуль от тормозящего полупериода к ускоряющему.

Поскольку $t_2 = t_1 + l/V$, где l – длина пространства дрейфа, то из (3.3) получим с тем же приближением:

$$t_2 = t_1 + (l/V_e)[1 + M_1(U_1/2U_0)\sin(\omega t_1)]^{-1}. \quad (3.4)$$

Как уже было сказано выше, в усилительных клистронах $U_1 \ll U_0$, поэтому, раскладывая (3.4) в ряд по малому параметру $U_1/2U_0$ и оставляя два первых члена, получим

Рассмотрим связь между моментом прихода электронов во второй резонатор (t_2) и моментом их прохождения через первый (t_1).

$$t_2 = t_1 + (l/V_e)[1 - M_1(U_1/2U_0)\sin(\omega t_1)]. \quad (3.5)$$

Умножим обе части уравнения (3.5) на ω :

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \omega l/V_e - (\omega l/V_e)M_1(U_1/2U_0)\sin(\omega t_1) \quad (3.6)$$

и введем обозначения:

$$X = (\omega l/V_e)M_1(U_1/2U_0), \quad \theta_0 = \omega l/V_e. \quad (3.7)$$

X называют *параметром группирования*, θ_0 – *углом пролета невозмущенного электрона* (не изменившего своей скорости при прохождении первого резонатора).

Из (3.6) и (3.7) имеем:

$$\omega t_2 - \theta_0 = \omega t_1 - X\sin(\omega t_1). \quad (3.8)$$

Уравнение (3.8) определяет фазу прибытия электронов ко второму резонатору. Если отсутствует модулирующее напряжение ($U_1 = 0$), то $X = 0$ и фаза прибытия электронов во второй зазор линейно связана с фазой их прохождения через первый. Электроны не группируются и одинаково запаздывают по фазе.

Конвекционный ток. Пусть через входное сечение трубки дрейфа за время dt_1 проходит группа электронов с зарядом dq_1 . Конвекционный ток в этом сечении определится как

$$i_1 = dq_1/dt_1. \quad (3.9)$$

Аналогично в выходном сечении конвекционный ток

$$i_2 = dq_2/dt_2. \quad (3.10)$$

Если рассматривается одна и та же группа электронов, то

$$dq_1 = dq_2 \Rightarrow i_2 = i_1(dt_2/dt_1)^{-1}. \quad (3.11)$$

В первом резонаторе нет группирования электронов, поэтому $i_1 = I_0$. Производная dt_2/dt_1 определяется из уравнения (3.8):

$$dt_2/dt_1 = 1 - X\cos(\omega t_1). \quad (3.12)$$

Таким образом, для i_2 имеем:

$$i_2 = I_0[1 - X\cos(\omega t_1)]^{-1}. \quad (3.13)$$

Далее в (3.13) ωt_1 выражается по (3.8) через $\omega t_2 - \theta_0$, и получившаяся функция $i_2(t_2)$ раскладывается в ряд Фурье (подробнее см. [3]):

$$i_2 = I_0 + \sum_m \cos m(\omega t_2 - \theta_0), \quad m=1,2,\dots, \quad (3.14)$$

$$I_m = 2I_0 J_m(mX). \quad (3.15)$$

В (3.15) $J_m(mX)$ обозначает функцию Бесселя первого рода m -го порядка. Выражения (3.14) и (3.15) справедливы при любых X .

Если выходной резонатор настроен на частоту модулирующего колебания (ω_1), то мощность в нем будут создавать только колебания этой частоты и напряжение между его сетками будет практически синусоидальным. Следовательно, из всех членов ряда (3.14) можно оставить только первый:

$$i_{2<1>} = 2I_0 J_1(X) \cos(\omega t_2 - \theta_0). \quad (3.16)$$

Максимальное значение функции Бесселя первого рода первого порядка равно 0,58 (при $X = 1,84$). Соответственно:

$$I_{2<1>\max} = 1,16I_0. \quad (3.17)$$

При фиксированной длине трубки дрейфа l и фиксированном напряжении питания U_0 параметр группирования X можно регулировать по (3.7) изменением амплитуды входного сигнала U_1 .

Наведенный ток и электронная мощность. Вычисление амплитуды первой гармоники наведенного тока по формуле (2.11) приводит к выражению

$$I_{\text{нав}<1>} = M_2 I_{2<1>}, \quad (3.18)$$

где M_2 – коэффициент электронного взаимодействия во втором резонаторе, аналогичный коэффициенту M_1 в (3.3). В выходном резонаторе, настроенном на частоту входного сигнала, электронная мощность

$$P = I_{\text{нав}<1>} U_2 / 2 = M_2 U_2 I_0 J_1(X). \quad (3.19)$$

Электронный КПД

$$\eta_3 = P/P_0 = M_2 J_1(X) U_2 / U_0. \quad (3.20)$$

Поскольку $M_2 \leq 1$, $U_2 \leq U_0$, то максимальный электронный КПД

$$\eta_{3\max} = 0,58.$$

Реальный КПД пролетного двухрезонаторного клистрона, учитывающий потери в колебательной системе, на сетках резонаторов и другие факторы, гораздо меньше и не превышает 20 %.

Амплитудная и амплитудно-частотная характеристики пролетного двухрезонаторного клистрона изображены на рис. 3.4. Выходная мощность (рис. 3.4а) вначале практически линейно растет с увеличением входной мощности, достигает насыщения и после этого уменьшается. Снижение выходной мощности наблюдается при слишком больших значениях входного сигнала ($X \gg 1$), когда электронный поток подходит ко второму резонатору перегруппированным.

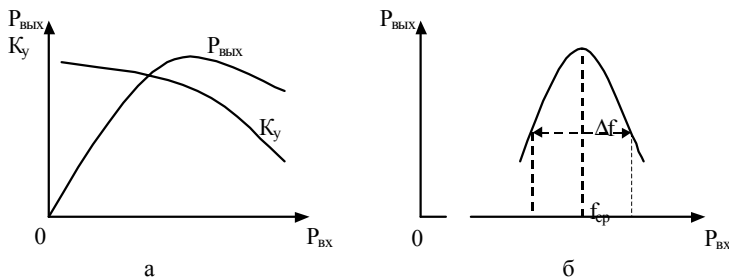


Рис. 3.4

Коэффициент усиления K_y максимален на линейном участке характеристики ($X \ll 1$) и при увеличении входной мощности уменьшается. Увеличению выходной мощности и коэффициента усиления препятствуют силы расталкивания электронов, увеличивающиеся при росте входного сигнала. Их действие приводит к выравниванию скоростей электронов, что эквивалентно уменьшению параметра группирования. Реальный коэффициент усиления пролетного двухрезонаторного клистрона обычно не превышает 15 дБ, что делает неперспективным его практическое использование. Кроме этого, двухрезонаторный клистрон — это узкополосный усилитель, полоса пропускания которого определяется добротностью объемных резонаторов и обычно не превышает одной-двух десятых процента. Поэтому на практике нашли применение многорезонаторные клистроны, у которых эти параметры выше.

3.2. Многорезонаторный усилительный клистрон

В многорезонаторных клистронах между входным и выходным резонаторами помещают дополнительные ненагруженные резонаторы.

В качестве примера, поясняющего особенности их работы, достаточно рассмотреть пролетный трехрезонаторный клистрон (рис. 3.5).

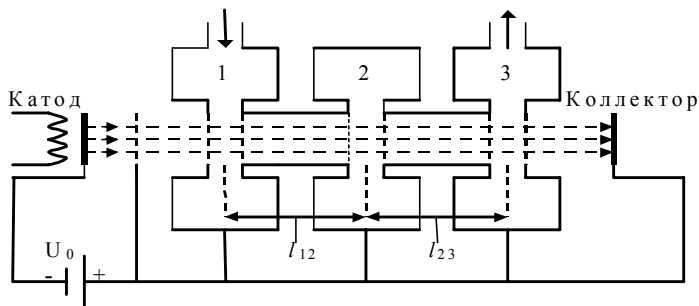


Рис. 3.5

Между входным (1) и выходным (3) резонаторами располагается еще один ненагруженный резонатор (2). Все резонаторы настроены на частоту входного сигнала. Как и в двухрезонаторном клистроне, во входном резонаторе электроны модулируются по скорости и далее группируются в первом пространстве дрейфа (l_{12}). При слабом входном сигнале группирование электронов незначительно и амплитуда первой гармоники конвекционного тока в сечении промежуточного резонатора также невелика. Однако, поскольку ненагруженный промежуточный резонатор является высокооборотной системой, то даже при малой амплитуде конвекционного тока напряжение, создаваемое на его сетках, будет большим. Это напряжение вызывает сильную модуляцию скорости электронов во втором резонаторе и сильную группировку электронного потока во втором пространстве дрейфа (l_{23}). В результате распределение электронов в сгустках их плотности будет определяться вторым резонатором и зависимость конвекционного тока в третьем резонаторе будет примерно такой же, как в двухрезонаторном клистроне, образованном вторым и третьим резонаторами, но при модулирующем напряжении гораздо большим, чем модулирующее напряжение первого резонатора. При этом коэффициент усиления значительно увеличится, так как группирование электронов осуществляется при значительно меньшей амплитуде входного сигнала, подводимого к первому резонатору. Однако максимальное значение амплитуды первой гармоники конвекционного тока, а следовательно, максимальная выходная мощность и электронный КПД остаются такими же, как и в двухрезонаторном клистроне, т.е. предельное значение КПД составляет 58 %. Для увеличения КПД в многорезонаторных клистродах производится расстройка промежуточных резонаторов, где велико напряжение, создаваемое наведенным током (обычно это предпоследний резонатор). В то же время уменьшение выходной мощности и коэффициента усиления клистрода, возникающее при расстройке резонаторов, компенсируется увеличением количества резонаторов. (Коэффициент усиления примерно равен $15+20(N-2)$ дБ, где N – число резонаторов.) Теоретические расчеты показывают ([3]), что в этом случае (как и в случае связанных контуров) электронный КПД можно увеличить до 75 % и расширить полосу рабочих частот до нескольких процентов. На практике обычно применяют четырех-шестирезонаторные клистроны.

Применение многорезонаторных клистронов

Многорезонаторные клистроны можно разделить на клистроны *непрерывного действия* и *импульсные*.

Обычно клистроны в непрерывном режиме применяются в выходных каскадах мощных передатчиков тропосферной связи дециметровых и сантиметровых волн с уровнями мощности 1–20 кВт и систем связи «Земля – спутник» с уровнем мощности до 50 кВт. Клистроны непрерывного режима работы мощностью 50–500 кВт (сверхмощные) применяются в передатчиках радиолокационных станций и станций управления на межпланетных расстояниях.

Многорезонаторные клистроны импульсного действия применяются в качестве окончательных импульсных усилителей в передатчиках радиолокационных станций с мощностью в импульсе до 200 кВт. Сверхмощные импульсные клистроны (до 30 МВт) применяются в ускорителях заряженных частиц и системах сверхдальней локации.

Большой интерес представляют клистроны с распределенным взаимодействием, у которых выходной резонатор (а иногда и промежуточные) заменен отрезком замедляющей системы из нескольких связанных резонаторов. Такие клистроны имеют более высокий КПД и более широкую полосу рабочих частот.

3.3. Отражательный клистрон

Принцип работы

Отражательные клистроны (рис. 3.6) предназначены для генерирования СВЧ колебаний малой мощности.

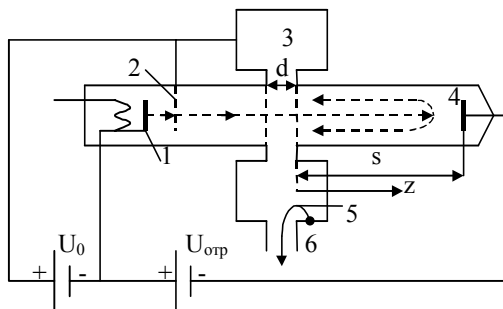


Рис. 3.6

Они имеют один объемный резонатор (3), который выполняет две функции: модулирования скорости электронов и отбора кинетической энергии у модулированного по плотности электронного потока. За резонатором расположен отражатель (4) – электрод, на который относительно катода (1) подано отрицательное напряжение $U_{\text{отр}}$. Мощность генерируемых колебаний выводится из резонатора в линию нагрузки (6) при помощи петли связи (5). Скорость электронов перед резонатором определяется напряжением U_0 ускоряющего электрода (2). Движение электронов в отражательном клистроне можно пояснить с помощью пространственно-временной диаграммы (рис. 3.7).

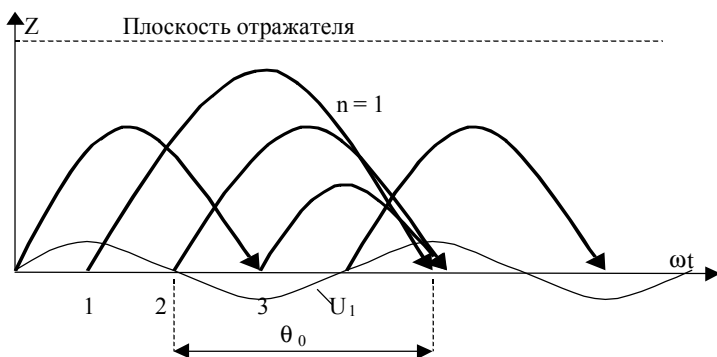


Рис. 3.7

Электроны на выходе резонатора попадают в тормозящее электрическое поле отражателя и возвращаются назад к сеткам резонатора. В зависимости от фазы сеточного напряжения U_1 они будут иметь различные скорости на выходе из резонатора и вернуться к нему обратно через различные промежутки времени (электроны 1, 2, 3), группируясь относительно невозмущенных электронов, прошедших сеточный зазор в момент перехода сеточного напряжения от ускоряющего полупериода к тормозящему (электрон 2). Если сгруппированный электронный поток возвращается к резонатору в пределах тормозящего полупериода U_1 (на выходе из резонатора этот полупериод был ускоряющим), то электроны отдают часть своей кинетической энергии высокочастотному полю резонатора и поддерживают колебания (положительная обратная связь). Сгусток электронов отдаст наибольшую энергию в том случае, когда невозмущенные электроны приходят в момент макси-

мула поля. Следовательно, оптимальный угол пролета невозмущенного электрона

$$\theta_{\text{опт}} = 2\pi(n + 3/4), \quad (3.21)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ – целое число, называемое *номером зоны генерации*.

Скорость электрона на выходе из резонатора по (3.3):

$$V = V_e [1 + M_1(U_1/2U_0)\sin(\omega t_1)],$$

где t_1 – момент прохождения электрона через центр зазора в направлении к отражателю, U_1 – напряжение на сетках резонатора.

Напряженность постоянного тормозящего электрического поля

$$E = (U_0 - U_{\text{отр}})/S, \quad (3.22)$$

где U_0 – постоянное напряжение между катодом и резонатором, $U_{\text{отр}} < 0$ – напряжение на отражателе, S – расстояние от резонатора до отражателя.

Время полного торможения электрона равно времени возврата и половине времени пролета электронов (τ). Если e – заряд электрона, а m – его масса, то

$$eE = mV/(\tau/2), \quad (3.23)$$

откуда следует:

$$\tau = 2mV/eE = (2m/e)[SV/(U_0 - U_{\text{отр}})]. \quad (3.24)$$

Скорость V невозмущенного электрона в центре сгустка равна V_e , поэтому из (3.1), (3.21) и (3.24) имеем:

$$\theta_{\text{опт}} = \omega\tau = 2\pi(n + 3/4) = \omega(2m/e)[S(2eU_0/m)^{1/2}/(U_0 - U_{\text{отр}})],$$

или, иначе:

$$(n + 3/4) = 4f [S/(2eU_0/m)^{1/2}][U_0/(U_0 - U_{\text{отр}})], \quad (3.25)$$

где f – частота генерируемых колебаний.

Уравнение (3.25) позволяет при заданных f , S и U_0 определять ряд значений $U_{\text{отр}}$, необходимых для получения оптимальных углов пролета, соответствующих различным значениям n .

Передача энергии от электронного сгустка СВЧ полю ухудшается, если угол пролета отличается от оптимального, но все же возможна, если сгусток приходит к резонатору во время действия тормозящего полупериода сеточного напряжения. Таким образом, существует ряд областей изменения значений $U_{\text{отр}}$, соответствующих различным значениям n , где возможна генерация колебаний. Зависимость мощности и частоты генерируемых клистроном колебаний от напряжения на отражателе имеет зонный характер и представлена на рис. 3.8.

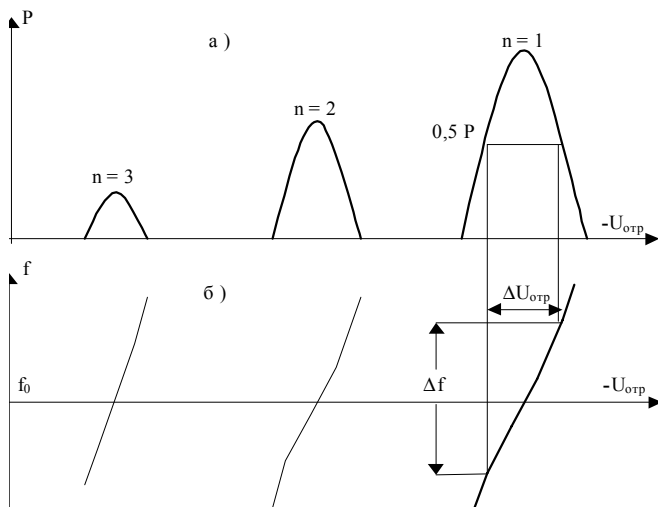


Рис. 3.8

Области значений $U_{отр}$, для которых возможна генерация СВЧ колебаний, называются *зонами генерации*, а соответствующее каждой из этих областей значение n – *номером зоны генерации*. В центре каждой зоны угол пролета имеет оптимальное значение, частота генерации равна собственной частоте резонатора, а мощность генерируемых колебаний максимальна. При изменении $U_{отр}$ (аналогично при изменении U_0) происходит изменение частоты генерируемых колебаний, что получило название *электронной перестройки частоты*.

Диапазон электронной перестройки частоты определяется добротностью нагруженного резонатора отражательного клистрона.

Параметры и характеристики

Уравнение (3.25) позволяет определить напряжение отражателя, при котором мощность колебаний максимальна. Вычислим по (3.24) разность фаз вылета и возвращения электрона в центр зазора:

$$\omega_2 - \omega_1 = \omega(2m/e)[s/(U_0 - U_{отр})]V. \quad (3.26)$$

Подставляя в (3.26) значение V из (3.3), имеем:

$$\begin{aligned} \omega_2 - \omega_1 &= \omega(2m/e)[s/(U_0 - U_{отр})]V_e [1 + M_1(U_1/2U_0)\sin(\omega t_1)] = \\ &= \omega(2m/e)[s/(U_0 - U_{отр})]V_e + \\ &+ \omega(2m/e)[s/(U_0 - U_{отр})]V_e M_1(U_1/2U_0)\sin(\omega t_1). \end{aligned} \quad (3.27)$$

Первый член в правой части (3.27) равен невозмущенному углу пролета электронов θ_0 , что позволяет представить соотношение (3.27) в виде

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta_0 + X \sin(\omega t_1), \quad (3.28)$$

где $X = M_1 \theta_0 (U_1 / 2U_0)$.

Соотношение (3.28) для отражательного клистрона аналогично соотношению (3.8) для пролетного клистрона, но отличается от (3.8) знаком перед последним слагаемым, что связано с тем, что в отражательном клистроне группирование электронов смещено на полпериода по сравнению с пролетным клистроном. Конвекционный ток отражательного клистрона рассчитывается аналогично пролетному:

$$i_2(t_2) = I_0 + \sum I_m \cos m(\omega t_2 - \theta_0), \quad m=1,2,\dots, \quad (3.29)$$

$$I_m = 2I_0 J_m(mX).$$

Амплитуда первой гармоники конвекционного тока равна:

$$I_{<1>} = 2I_0 J_1(X). \quad (3.30)$$

Амплитуда первой гармоники наведенного тока:

$$I_{\text{нав}<1>} = 2I_0 M_1 J_1(X). \quad (3.30)$$

Максимальная мощность электронного взаимодействия:

$$P = I_{\text{нав}<1>} U_1 / 2 = I_0 M_1 J_1(X) U_1. \quad (3.31)$$

Выражая U_1 через параметр группирования X

$$U_1 = 2XU_0 / \theta_0 M_1 \quad (3.32)$$

и принимая $\theta_0 = 2\pi(n + 3/4)$, получим:

$$P = P_0 X J_1(X) / \pi(n + 3/4). \quad (3.35)$$

Соответственно, максимальный электронный КПД в центре зоны

$$\eta_{\text{эmax}} = X J_1(X) / \pi(n + 3/4). \quad (3.36)$$

Следует заметить, что формула (3.36) дает большую ошибку при $n=0;1$, так как в этом случае условие $U_1 \ll U_0$ не выполняется.

Электронный КПД отражательных клистронов ниже, чем у пролетных клистронов, и его реально достижимое значение не превышает нескольких процентов.

В пределах каждой зоны генерации возможна электронная перестройка частоты. На практике её осуществляют изменением $U_{\text{отр}}$, так как ток в цепи отражателя равен нулю и управление частотой генерации происходит без затрат мощности. Расчет зависимости $\Delta f/f_0$ от добротности резонатора (Q_n) и $U_{\text{отр}}$ показывает (см. [3]), что

$$\Delta f/f_0 = -(1/2Q_n) \operatorname{tg} [2\pi(n + 3/4)\Delta U_{\text{отр}} / (U_0 - U_{\text{отр}})] . \quad (3.37)$$

Диапазон электронной перестройки частоты у отражательных клистронов обычно не превышает 0,5 % от среднего значения частоты.

Применение отражательных клистронов

Отражательные клистроны нашли применение в различной аппаратуре в качестве маломощных генераторов. Вследствие низкого КПД их не используют для получения больших мощностей и применяют в качестве гетеродинов СВЧ приемников, в измерительной аппаратуре и в маломощных передатчиках. Их основные преимущества заключаются в конструктивной простоте и наличии электронной перестройки частоты. Отражательные клистроны имеют высокую надежность и не требуют применения фокусирующей системы.

В настоящее время генераторы на отражательных клистронов вытесняются полупроводниковыми генераторами СВЧ.

Контрольные вопросы по темам 1–3

1. Перечислите параметры, характеризующие работу приборов СВЧ.
2. Объясните принцип классификации приборов СВЧ.
3. Объясните понятия конвекционного и наведенного токов.
4. Назовите основные режимы работы триодов и тетродов СВЧ и объясните их отличия от ламп радиочастотного диапазона.
5. Объясните скоростную модуляцию электронного потока в пролетном двухрезонаторном клистроне.
6. Объясните процесс группирования электронов в пролетном двухрезонаторном клистроне.
7. Объясните процесс группирования электронов в пролетном многорезонаторном клистроне.
8. Назовите основные характеристики пролетных многорезонаторных клистронов и их применение в технике.
9. Объясните процесс группирования электронов в отражательном клистроне.
10. Объясните механизм электронной перестройки частоты в отражательном клистроне.
11. Назовите основные характеристики отражательных клистронов и их применение в технике.

Т Е М А 4

ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ И ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ ТИПА О

4.1. Лампа бегущей волны типа О

Лампой бегущей волны типа О (сокращенно ЛБВО) называют электровакуумный прибор СВЧ диапазона, в котором используется длительное взаимодействие сгруппированного потока электронов с прямой пространственной гармоникой электромагнитной волны, распространяющейся вдоль замедляющей системы.

Принцип действия и устройство

Рассмотрим (рис. 4.1) движение электронов со скоростью V_e в системе координат, движущейся с фазовой скоростью волны V_ϕ , для трех характерных начальных случаев: а) $V_e < V_\phi$, б) $V_e = V_\phi$, в) $V_e > V_\phi$. Пунктирными линиями изобразим смещение (Δz) электронов (1, 2, 3) относительно продольного электрического поля волны (E_z) без учета его влияния и сплошными – с учетом.

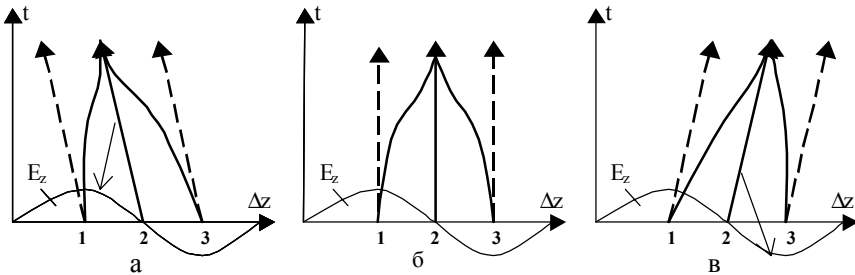


Рис. 4.1

Траектории движения электронов, движущихся по инерции без влияния продольного электрического поля волны E_z , представляют собой прямые линии (пунктир), тангенс угла наклона которых ($\Delta z/\Delta t$) характеризует относительную скорость движения электронов ($V_e - V_\phi$) во введенной системе координат. В случае а его величина отрицательна (наклон влево), в случае б – равна нулю (наклона нет), в случае в – положительна (наклон вправо). В зависимости от фазы E_z его влияние выразится в увеличении (электрон 1) или уменьшении (электрон 3) скорости электронов. В ускоряющем полупериоде поля электроны будут смещаться вправо, а в тормозящем – влево от прямолинейного движения (сплошные линии). В результате происходит груп-

пировка электронов (1, 3) относительно невозмущенного электрона (2), который движется в нулевом значении поля E_z , при переходе от ускоряющего к тормозящему полупериоду.

В случае а группировка происходит в области ускоряющего полупериода E_z , что, в среднем за период колебания, приводит к уменьшению энергии электромагнитного поля волны за счет увеличения кинетической энергии электронного потока; в случае в группировка происходит в области тормозящего полупериода E_z , что приводит к увеличению энергии электромагнитного поля волны; в случае б группировка происходит в нулевом значении E_z , где энергообмена нет. Таким образом, необходимым условием увеличения амплитуды волны (её усиления) является $V_e > V_\phi$. Скорость электронов в процессе взаимодействия с волной постепенно уменьшается, потому разница в их скоростях должна быть достаточной для того, чтобы электроны за время взаимодействия (время пролета в замедляющей системе) не сместились назад в ускоряющий полупериод поля. В то же время эта разница не должна быть и слишком большой, так как в этом случае электроны снова окажутся в ускоряющем полупериоде поля, не успев сгруппироваться в тормозящем. Обычно допустимую разницу в скоростях V_e и V_ϕ оценивают по приближенной формуле (см. [6]):

$$(V_e - V_\phi) \cong CV_e, \quad C = (R_{св} I_0 / 4U_0)^{1/3} \sim (0,01 - 0,1), \quad (4.1)$$

где $R_{св}$ – сопротивление связи (см. [7]), I_0 – ток катода и U_0 – потенциал последнего анода электронной пушки ЛБВ. Соотношение $V_e \geq V_\phi$ называют *условием фазового синхронизма приборов типа О*.

Устройство ЛБВО, реализующее рассмотренный выше механизм взаимодействия, схематически изображено на рис. 4.2.

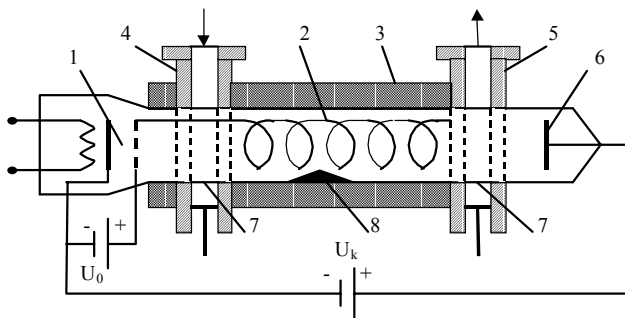


Рис. 4.1

Электронная пушка 1 формирует электронный пучок с заданным сечением и интенсивностью. Сечение пучка сохраняется постоянным вдоль замедляющей системы 2 (обычно это спираль) при помощи фокусирующей системы 3. На волноводный вход 4, согласованный с замедляющей системой соединением 7 типа «тройник», поступает электромагнитное поле обыкновенной волны, которое трансформируется в замедляющей системе в электромагнитное поле ряда пространственных гармоник. На одной из пространственных гармоник, удовлетворяющей условию фазового синхронизма приборов типа О, происходит описанное выше взаимодействие электронного потока с продольным электрическим полем гармоники и её усиление за счет торможения электронов. Усиленное поле пространственных гармоник трансформируется на волноводном выходе 5 в поле обыкновенной волны, а электроны оседают на коллекторе 6. В результате происходит усиление электромагнитного поля обыкновенной волны, поступившей на вход устройства. В силу низкой добротности замедляющей системы ЛБВО является широкополосным услителем СВЧ (ширина полосы усиливаемых частот достигает 50 % от среднего значения частоты). Поскольку в широкой полосе частот трудно получить хорошее согласование волноводов с замедляющей системой, в приборе возможны отражения электромагнитных волн на конце замедляющей системы. Это может привести к самовозбуждению ЛБВО, в результате которого она перестанет выполнять функции усилителя. Для устранения самовозбуждения вводится поглотитель 8, который может быть выполнен в виде стержня из поглощающей керамики или в виде поглощающих пленок.

Элементы линейной теории ЛБВО

В линейной теории ЛБВО предполагается, что все переменные составляющие величин, характеризующих электронный ток в приборе, много меньше их постоянных составляющих. Задачу взаимодействия электронного потока с полем волны рассматривают в три этапа ([3]).

На первом этапе анализируют возбуждение электромагнитных волн в замедляющей системе при помощи сгруппированного электронного потока. На втором этапе анализируют процесс группировки электронов полем пространственных гармоник замедляющей системы. На третьем этапе совместно решают уравнения, которые получились на первых двух этапах. В результате получают *дисперсионное уравнение ЛБВО*.

Последнее имеет вид:

$$R_{\text{св}} I_0 h_c h^2 h_0 = 2U_0 (h_0^2 - h^2)(h_c - h)^2, \quad (4.2)$$

где h_0 – постоянная распространения волн без электронного потока, h – постоянная распространения волн с электронным потоком, $h_c = \omega/V_c$.

Уравнение (4.2) имеет четыре корня, определяющие постоянные распространения волн в замедляющей системе ЛБВО. Из них интерес представляют лишь те, которые удовлетворяют условию фазового синхронизма приборов типа О. Предположим, что скорость волны без электронного потока равна скорости электронов, и рассмотрим волны, скорость которых отличается на незначительную величину, т.е.:

$$h_0 = h_c, \quad h = h_c - \beta, \quad \beta \ll 1. \quad (4.3)$$

Тогда из (4.2) и (4.3) получим

$$R_{\text{св}} I_0 h_c^2 (h_c^2 - 2h_c\beta + \beta^2) = 2U_0 (2h_c\beta - \beta^2)\beta^2. \quad (4.4)$$

Отбрасывая в скобках правой и левой частей (4.4) члены более высокого порядка малости, имеем

$$R_{\text{св}} I_0 h_c^4 = 4U_0 h_c \beta^3,$$

или, иначе,

$$\beta^3 = h_c^3 C^3, \quad C = (R_{\text{св}} I_0 / 4U_0)^{1/3}. \quad (4.5)$$

Уравнение (4.5) имеет три корня:

$$\begin{aligned} \beta_1 &= h_c C, \\ \beta_2 &= -h_c C(1 + \sqrt{3}i)/2, \\ \beta_3 &= -h_c C(1 - \sqrt{3}i)/2. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Эти корни соответствуют трем волнам, которые распространяются в направлении движения электронов, имеют одинаковую структуру поля, но при этом обладают различными постоянными распространения:

$$\begin{aligned} h_1 &= h_c(1 - C), \\ h_2 &= h_c(1 + C/2) + \sqrt{3}i h_c C/2, \\ h_3 &= h_c(1 + C/2) - \sqrt{3}i h_c C/2. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Четвертая волна в (4.5) не учитывается, поскольку предположение (4.3) выполняется лишь для первых трех волн. Эта волна распространяется навстречу электронному потоку и имеет постоянную распространения

$$h_4 = -h_c(1 - C^3/4).$$

Поскольку изменение волн вдоль оси z происходит по закону e^{ihz} , то из (4.7) следует, что амплитуда первой и четвертой волн остается постоянной, амплитуда второй волны экспоненциально убывает, а амплитуда третьей волны экспоненциально возрастает вдоль замедляющей системы. Третья волна используется для усиления мощности СВЧ колебаний в ЛБВО.

Параметры и характеристики ЛБВО

Коэффициент усиления. Энергия электромагнитного поля на входе ЛБВО распределяется поровну между тремя волнами, поэтому амплитуда продольной составляющей электрического поля каждой волны в начале замедляющей системы равна $E_{z=0}/3$, а в конце –

$$E_{z=l} = (1/3)E_{z=0} \exp(ihl) = (1/3)E_{z=0} \exp(\sqrt{3}h_c Cl/2). \quad (4.8)$$

Постоянная распространения в системе без электронного потока (h_0) для пространственной гармоники с длиной волны Λ равна $2\pi/\Lambda$, поэтому

$$h_c l = h_0 l = 2\pi l/\Lambda = 2\pi N,$$

где $N = l/\Lambda$ – электрическая длина замедляющей системы.

Следовательно, амплитуда поля в конце замедляющей системы

$$E_{z=l} = (1/3)E_{z=0} \exp(\pi\sqrt{3}CN).$$

Таким образом, для коэффициента усиления по мощности имеем: $K_p = 10 \lg(E_{z=l}^2/E_{z=0}^2) = 20 \lg[(1/3)\exp(\pi\sqrt{3}CN)] = 47,3CN - 9,54.$ (4.9)

В выражении (4.9) необходимо учесть потери в поглотителе (L), поэтому окончательно:

$$K_p = 47,3CN - L - 9,54, \text{ дБ}. \quad (4.10)$$

Формула (4.10) используется при расчетах ЛБВО в режиме малого сигнала (*линейный режим*). Параметр C называют *параметром усиления*. Существуют пределы, ограничивающие рост коэффициента усиления с увеличением N . При больших N линейная теория ЛБВО оказывается несправедливой на конечном участке ЛБВО. Кроме того, появляется возможность самовозбуждения прибора вследствие отражения сигнала от нагрузки (для борьбы с самовозбуждением и применяют поглотитель). Поэтому реально достижимое значение коэффициента усиления ЛБВО средней и большой мощности составляет 25–40 дБ, т.е. несколько ниже, чем у многорезонаторных клистронов (60 дБ). В маломощных ЛБВО коэффициент усиления может достигать 60 дБ.

Амплитудная характеристика.

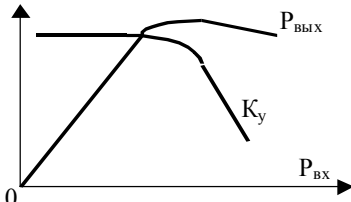


Рис. 4.3

Типичная зависимость выходной мощности и коэффициента усиления от уровня входной мощности приведена на рис. 4.3. Начальный участок линеен. С увеличением входной мощности наступает насыщение, вызванное смещением сгустка в область нулевого значения поля.

Коэффициент усиления ЛБВО имеет наибольшее значение на линейном участке характеристики, а электронный КПД – в её максимуме. Поэтому при работе ЛБВО в качестве входного усилителя слабого сигнала используют линейный участок; при работе в качестве выходного усилителя мощного сигнала – участок максимума КПД.

Коэффициент полезного действия.

Максимальное значение электронного КПД у ЛБВО наблюдается в нелинейном режиме при не очень больших значениях параметра усиления ($C < 0,1$) и составляет сравнительно небольшую величину

$$\eta_{\text{max}} = (2 - 3)C . \quad (4.11)$$

Для увеличения КПД необходимо повышать сопротивление связи замедляющей системы и увеличивать отношение I_0/U_0 .

Широко применяются два метода: *метод изохронизма и метод рекупирации электронов.*

Метод изохронизма основан на применении замедляющих систем с переменным коэффициентом замедления, постепенно увеличивающимся к выходу прибора (*изохронные ЛБВО*).

В изохронных ЛБВО электроны, тормозясь в поле волны и теряя свою скорость, не смещаются в ускоряющий полупериод поля вследствие одновременного уменьшения фазовой скорости усиливаемой волны. Это позволяет отобрать дополнительную кинетическую энергию у электронного потока и повысить выходную (полезную) мощность при прежней мощности источника питания.

Метод рекупирации электронов основан на их торможении после замедляющей системы в поле коллектора, для чего потенциал коллектора делают ниже потенциала замедляющей системы. Торможение приводит к возврату (рекупирации) части оставшейся кинетической энергии электронов электростатическому полю коллектора и уменьшению потерь на нагрев коллектора вследствие умень-

пления кинетической энергии рассеяния электронов. Поскольку в пучке присутствуют электроны с различными скоростями, наибольшее увеличение КПД достигается в секционированных коллекторах, где на секции подаются различные потенциалы. Степень допустимого понижения напряжения на коллекторе определяется распределением электронов по скоростям и ограничивается возможностью возникновения обратной связи (за счет возвращающихся электронов), которая приводит к нагреву замедляющей системы.

Частотная характеристика ЛБВО определяет зависимость выходной мощности (или коэффициента усиления) от частоты при фиксированном значении входной мощности. По этой характеристике можно определить ширину рабочей полосы частот ЛБВО, которая в зависимости от добротности замедляющей системы составляет от нескольких десятков до ста процентов средней частоты диапазона.

Фазовая характеристика ЛБВО определяет зависимость разности фаз колебаний на входе и выходе ЛБВО от различных причин: частоты усиливаемых колебаний, изменения ускоряющего напряжения, тока пучка и т.д. По этой характеристике можно определить такие искажения широкополосных сигналов, усиливаемых ЛБВО, как изменение фазы сигнала на выходе в зависимости от его уровня на входе и появление в спектре выходного сигнала составляющих с частотами, кратными частотам усиливаемых сигналов.

Шумовые характеристики. Наиболее существенными в ЛБВО являются собственные шумы электронного потока. Эмиссия с катода вызывает шумы в виде случайных изменений плотности конвекционного тока и скоростей электронов (дробовой эффект). Уровень этих шумов зависит от конструкции электронной пушки, и для его снижения применяют электронные пушки специальной многоанодовой конструкции. Возникновение собственных шумов ЛБВО связано также с тепловыми шумами замедляющей системы, которые пропорциональны абсолютной температуре. Для снижения этих шумов ЛБВО необходимо охлаждать, например, до температуры жидкого азота. Коэффициент шума современных промышленных ЛБВО 10–12 дБ, поэтому на частотах до 18 ГГц они вытесняются транзисторными усилителями.

Особенности применения и устройства ЛБВО.

Лампы бегущей волны типа О в зависимости от уровня выходной мощности подразделяются на маломощные (до 1 Вт), сред-

ней мощности (до 100 Вт), большой мощности (до 100 кВт) и сверхмощные (более 100 кВт). По режиму работы они бывают импульсного и непрерывного действия. В ЛБВО малой и средней мощности применяют спиральные замедляющие системы, в мощных ЛБВО – цепочки связанных резонаторов. Маломощные ЛБВО применяются во входных усилителях, средней мощности – в промежуточных усилителях, большой – в выходных усилителях мощности СВЧ колебаний.

4.2. Лампа обратной волны типа О

Лампой обратной волны типа О (сокращенно ЛОВО) называют электровакуумный прибор СВЧ диапазона, в котором используется длительное взаимодействие сгруппированного потока электронов с обратной пространственной гармоникой электромагнитной волны, распространяющейся вдоль замедляющей системы.

Устройство и принцип действия

Устройство ЛОВО схематически показано на рис. 4.4, где 1 – электронная пушка, 2 – вывод энергии, 3 – замедляющая система, 4 – поглотитель, 5 – коллектор, 6 – фокусирующая система.

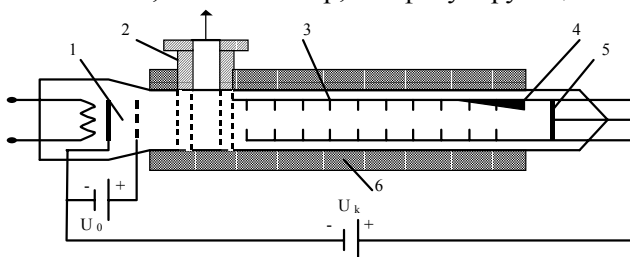


Рис. 4.4

Электронная пушка, конструкция которой аналогична электронной пушке ЛБВО, создаёт пучок электронов, движущийся к коллектору. Заданное сечение пучка сохраняется постоянным при помощи фокусирующей системы. Электронный поток создает в замедляющей системе наведенный ток и электромагнитное поле пространственных гармоник. На одной из пространственных гармоник, для которой выполнено условие фазового синхронизма ($V_e \cong V_\phi$), начинается взаимодействие электронного потока с полем волны. В отличие от ЛБВО, в ЛОВО электронный поток взаимодействует с обратными пространственными гармониками, для которых направле-

ния фазовой и групповой скоростей противоположны. При таком взаимодействии электроны, группируясь в сгустки и тормозясь в поле волны, движутся к концу замедляющей системы, а электромагнитная энергия волны им навстречу, к началу замедляющей системы. В результате возникает положительная обратная связь между полем волны и электронным потоком, при которой волна, отдавая часть своей энергии на группировку электронов, приобретает большее её количество за счет взаимодействия с более сгруппированным электронным потоком.

В результате, как и в любом автогенераторе, в ЛОВО устанавливаются колебания стационарной амплитуды, определяемой балансом мощностей (см. ниже). Так как сопротивление связи пространственных гармоник резко уменьшается с увеличением номера гармоники, в ЛОВО используются замедляющие системы, в которых обратная пространственная гармоника является основной либо минус первой (системы типа встречных штырей или двухзаходной спирали). Вследствие трудностей широкополосного согласования волноводного выхода ЛОВО с замедляющей системой в ЛОВО возможны отражения от нагрузки. Последнее приводит к колебаниям выходной мощности ЛОВО, и для устранения этого эффекта в ЛОВО применяют поглотитель.

Баланс фаз

Для самовозбуждения ЛОВО необходимо обеспечить условие наилучшей передачи энергии электронного потока СВЧ полю возбуждаемой волны, которое состоит в том, чтобы образовавшийся сгусток электронов не выходил из тормозящего полупериода поля. Это означает, что необходимо, чтобы относительный сдвиг фаз волны и сгустка $\Delta\phi$ не превышал π , т.е.

$$\Delta\phi = \omega l / V_{\phi(-1)} - \omega l / V_e = \pi. \quad (4.12)$$

Первое слагаемое в (4.12) характеризует изменение фазы волны при её движении вдоль замедляющей системы длиной l , второе слагаемое – изменение фазы электронного сгустка за время его движения на этом же пути, но в противоположном направлении.

Очевидно, что в общем случае $\Delta\phi$ может быть равно нечетному числу π :

$$\omega l / V_{\phi(-1)} - \omega l / V_e = (2n + 1)\pi, \quad n = 0, 1, 2 \dots \quad (4.13)$$

Таким образом, условие фазового баланса может выполняться при различных углах пролета электронных сгустков в поле волны. При $n = 0$ электронный сгусток смещается относительно вол-

ны на угол π (основной вид колебаний); при $n = 1$ на 3π (колебания первого порядка) и т.д. в зависимости от значения n . Число n называют *порядком колебаний* в ЛОВО, или *номером зоны генерации*. Переход от одной зоны генерации к другой осуществляется при помощи изменения V_e , которое, в свою очередь, определяется изменением U_0 , поскольку

$$V_e = (2eU_0/m)^{1/2}.$$

Перепишем уравнение фазового баланса еще раз, решив его относительно длины волны генерируемых колебаний ($\lambda = 2\pi c/\omega$) и подставив численные значения e и m :

$$\lambda = 2l(2n+1)^{-1}(c/V_{\phi(-1)} - 505/U_0). \quad (4.14)$$

Из (4.14) следует, что для каждого возможного значения λ можно задать ряд значений U_0 , определяющих номер n зоны генерации этих колебаний, а для каждого заданного значения n определить диапазон изменения U_0 , в котором возможна генерация СВЧ колебаний ЛОВО от λ_{\min} до λ_{\max} (эти значения зависят от полосы пропускания замедляющей системы). Изменение длины волны (частоты) генерируемых колебаний при изменении напряжения U_0 , так же, как и в отражательном клистроне, называется *электронной перестройкой частоты*. Наличие этого эффекта объясняется тем, что при изменении U_0 происходит изменение скорости электронов и (по условию фазового синхронизма) скорости пространственной гармоники ($V_{\phi} \sim V_e$). Поскольку пространственные гармоники обладают свойством дисперсии [7], то при изменении их фазовой скорости меняется и частота генерируемых колебаний. Поскольку для обратных пространственных гармоник $\partial V_{\phi}/\partial \omega > 0$, то с увеличением напряжения U_0 частота генерируемых колебаний растет. Степень изменения длины волны генерируемых колебаний при изменении напряжения U_0 оценивается *крутизной электронной перестройки*:

$$S_{\text{эл}} = \partial \lambda / \partial U_0 = (\lambda/2U_0)(1 + V_e/V_{\text{гр}})^{-1}. \quad (4.15)$$

С уменьшением длины волны крутизна перестройки снижается.

Баланс мощностей

Как и в любом автогенераторе, условие самовозбуждения ЛОВО не ограничивается только одним требованием выполнения фазового баланса. Энергия, получаемая волной в результате взаимодействия с электронным потоком, должна быть, с учетом вычета потерь, достаточной для поддержания группировки электронов. Поэтому генерация колебаний в ЛОВО начинается с определенного минимального

значения анодного тока, который называется *пусковым*. В нелинейной теории ЛОВО [8] показано, что пусковой ток для основного типа колебаний ($n = 0$) определяется приближенным соотношением

$$I_{n0} = 0,124U_0/R_{св} N^3 . \quad (4.16)$$

С ростом номера колебаний пусковой ток значительно увеличивается, поэтому генераторы на ЛОВО обычно рассчитываются на возбуждение колебаний основного порядка. Для предотвращения самовозбуждения колебаний высших порядков соответствующим образом выбирается длина замедляющей системы ($l = N\lambda$). Её величина должна быть такой, чтобы выполнялось условие [8]

$$I_{n1} > I_{0opt} \sim (3-5)I_{n0} , \quad (4.17)$$

которое заключается в том, что пусковой ток колебаний первой зоны генерации I_{n1} должен быть выше оптимального значения анодного тока $I_{0opt} \sim (3-5)I_{n0}$, при котором электронный КПД ЛОВО имеет максимальное значение для основной зоны генерации.

Режим регенеративного усиления. Лампа обратной волны может быть применена и для усиления СВЧ сигнала. Для этого у коллекторного конца замедляющей системы размещают ввод усиливаемого сигнала. Принцип действия такого усилителя на ЛОВО не отличается от принципа действия генератора, но электронный режим по анодному току должен быть выбран таким, чтобы исключалась возможность самовозбуждения ($I_0 < I_{n0}$). Такой усилитель пригоден лишь для слабых сигналов, но его коэффициент усиления теоретически может быть очень большим (при приближении анодного тока к пусковому). Зависимость коэффициента усиления от частоты имеет вид узкой резонансной кривой, положение максимума которой определяется условием синхронизма. При изменении анодного напряжения максимум усиления смещается по оси частот, и это позволяет использовать регенеративные усилители на ЛОВО для селективного усиления сигналов с электронной перестройкой резонансной частоты в широких пределах.

Параметры и характеристики генераторов на ЛОВО

Диапазон рабочих частот. Параметры замедляющей системы и электронный режим ЛОВО рассчитываются на рабочую частоту генерируемых колебаний с учетом необходимости электронной перестройки в некотором диапазоне частот. Величина этого диапазона оценивается коэффициентом перекрытия $\delta = \omega_{max} / \omega_{min}$. Значение δ различно для разных рабочих частот. Так, в дециметровом и сантиметровом диапазонах длин волн $\delta \sim (2 - 2,5)$, в мил-

лиметровом – $\delta \sim (1 - 1,1)$. Величины граничных частот определяются возможными изменениями U_0 и I_0 , а также допустимой мощностью генерируемых колебаний.

Выходная мощность генератора на ЛОВО может быть оценена с помощью приближенной формулы [8]

$$P_{\text{вых}} = 2U_0(I_0 - I_{\text{п0}})/\pi N. \quad (4.18)$$

Обычно ЛОВО используется для генерации колебаний небольшой мощности от милливатт до нескольких ватт. В настоящее время они почти полностью вытеснены генераторами на диодах Ганна.

Электронный коэффициент полезного действия ЛОВО не превышает нескольких процентов. Максимальное значение электронного КПД достигается при $I_0 \sim (3 - 5)I_{\text{п0}}$ и составляет величину $\sim (1,5 - 2)\epsilon$.

Основные характеристики ЛОВО отображают (рис. 4.5) зависимости частоты, выходной мощности и крутизны перестройки от U_0 .

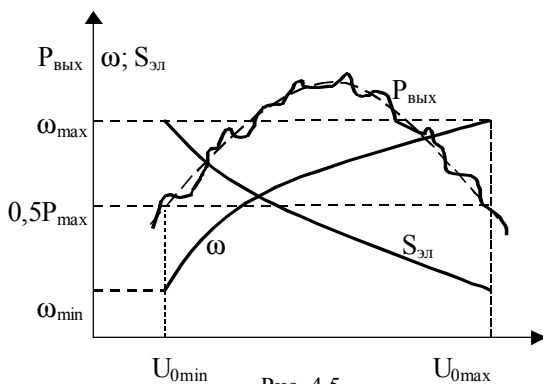


Рис. 4.5

Вследствие отражений от поглотителя и ряда других причин кривая $P_{\text{вых}}(U_0)$ немонотонна. Диапазон рабочих частот может быть оценен по допустимым пределам изменения выходной мощности. На рис. 4.5 показаны значения ω_{min} и ω_{max} , соответствующие значениям $U_{0\text{min}}$ и $U_{0\text{max}}$, при которых выходная мощность уменьшается вдвое.

4.3. Гибридные приборы типа О

Наиболее интересными из гибридных приборов типа О являются *клистроны с распределенным взаимодействием и твистроны*.

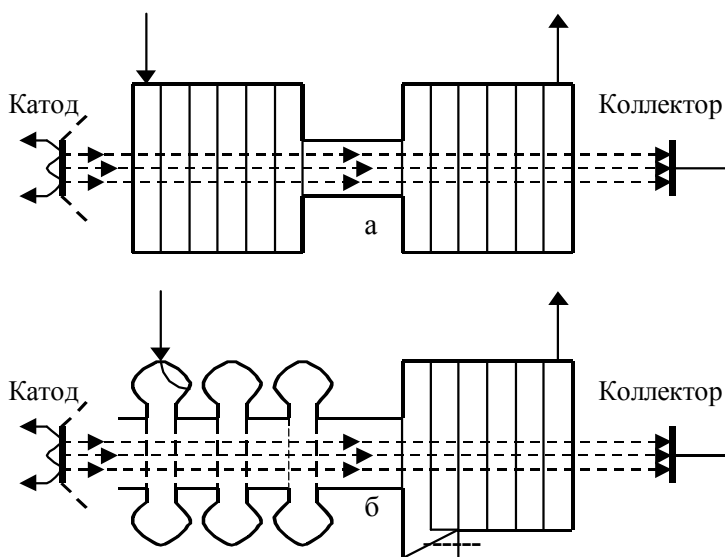


Рис. 4.6

В клистроне с распределенным взаимодействием (рис. 4.6а) резонаторы заменены короткозамкнутыми отрезками замедляющих систем. Увеличение КПД по сравнению с обычным клистроном объясняется более эффективным группированием пучка в протяженных резонаторах. Низкая добротность резонаторов позволяет увеличить и полосу рабочих частот. В результате КПД увеличивается до 60 % при ширине полосы 3 %.

Твистрон (рис. 4.6б) отличается от клистрона с распределенным взаимодействием тем, что на входе прибора используется группирователь широкополосного многорезонаторного клистрона, а на выходе – согласованный на концах отрезок замедляющей системы. В результате получается усилитель с высоким уровнем импульсной выходной мощности (сотни киловатт), высоким КПД (до 60 %) и большим коэффициентом усиления (до 40 дБ) при относительно широкой полосе пропускания (до 10 %).

Твистроны и клистроны с распределенным взаимодействием применяются в наземных и корабельных радионавигационных станциях.

Контрольные вопросы

1. Объясните условие фазового синхронизма приборов типа О.
2. Изобразите устройство ЛБВО и объясните назначение основных его элементов.
3. Объясните принцип действия ЛБВО.
4. На каких приближениях основана линейная теория ЛБВО?
5. Назовите и объясните основные характеристики ЛБВО.
6. Объясните основные методы повышения КПД ЛБВО.
7. Изобразите устройство ЛОВО и объясните назначение основных его элементов.
8. Объясните принцип действия ЛОВО.
9. Объясните условие баланса фаз для генератора на ЛОВО.
10. Объясните принцип электронной перестройки частоты ЛОВО.
11. Объясните условие баланса мощностей для генератора на ЛОВО.
12. Объясните режим регенеративного усиления на ЛОВО.
13. Назовите основные характеристики генераторов на ЛОВО.
14. Назовите гибридные приборы типа О и объясните принцип их работы.
15. Объясните преимущества гибридных приборов типа О по сравнению с пролетными многорезонаторными клистродами и ЛБВО.

Т Е М А 5

П Р И Б О Р Ы Т И П А М

5.1. Движение электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях

Приборами типа М называют электровакуумные СВЧ приборы, в которых движение электронов происходит в скрещенных электрическом и магнитном полях. В отличие от приборов типа О, в приборах типа М в электромагнитную энергию СВЧ поля переходит потенциальная энергия сгруппированных электронов. Для установления основных принципов работы СВЧ приборов типа М рассмотрим движение электронов в пространстве, где есть скрещенные (взаимно перпендикулярные) электрические и магнитные поля.

Движение электронов в стационарных электрическом и магнитном полях

Рассмотрим область пространства, где есть постоянное электрическое поле с напряженностью E_0 и постоянное магнитное поле с индукцией B , направленной от читателя перпендикулярно плоскости чертежа (рис. 5.1, плоские электроды).

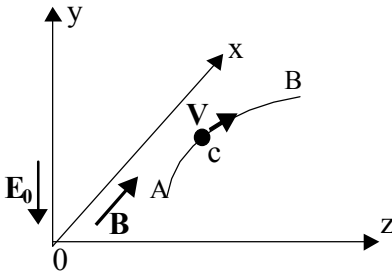


Рис. 5.1

При выбранном положении системы координат будем считать:

$$\begin{aligned} E_x = E_z = 0, E_y = -E_0, \\ B_x = B_z = 0, B_y = B. \end{aligned} \quad (5.1)$$

В произвольной точке с траектории А - В на электрон, движущийся со скоростью V , действует сила

$$F = -eE - e[V \times B]. \quad (5.2)$$

В выбранной системе координат уравнения движения электрона

можно записать как

$$\begin{aligned} m(d^2z/dt^2) &= eV_y B, \\ m(d^2y/dt^2) &= eE_0 - eV_z B \end{aligned} \quad (5.3)$$

и переписать в следующем виде:

$$\begin{aligned} (d^2z/dt^2) &= \omega_H (dy/dt) \\ (d^2y/dt^2) &= (e/m)E_0 - \omega_H (dz/dt) \\ \omega_H &= eB/m. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Параметр $\omega_n = eV/m$ называют угловой *циклотронной частотой* кругового движения электрона в однородном магнитном поле.

Допустим, что в начальный момент времени $t = 0$ электрон находился в начале координат $x = y = z = 0$ и имел скорость $dx/dt = dy/dt = 0$, $dz/dt = V_0$. Решая (5.4) с учетом поставленных условий, получим:

$$\begin{aligned} z &= a + r\sin(\omega_n t), \\ y &= r[1 - \cos(\omega_n t)], \end{aligned} \quad (5.5)$$

где приняты обозначения:

$$a = (E_0/B)t = V_n t, \quad r = (V_n - V_0)/\omega_n. \quad (5.6)$$

Параметр $V_n = E_0/B$ называют *переносной скоростью* поступательного движения электронов в скрещенных электрическом (E_0) и магнитном (B) полях. Из (5.5) следует:

$$(z - a)^2 + (y - r)^2 = r^2. \quad (5.7)$$

Уравнение (5.7) показывает, что движение электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях состоит из поступательного движения со скоростью V_n и вращения по окружности радиуса r с угловой частотой ω_n . На рис. 5.2 показано два частных случая этого движения для плоских электродов: 1) $V_0 = 0$ и 2) $V_0 = V_n$.

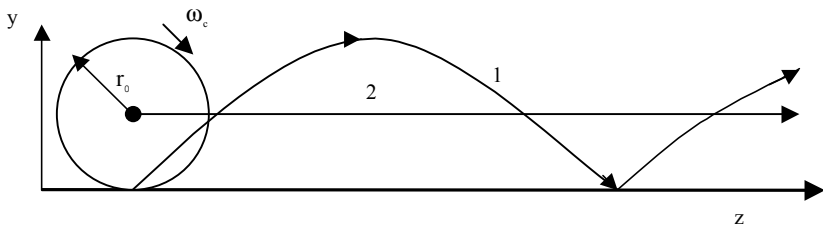


Рис. 5.2.

Если $V_0 = V_n$, то $r = 0$ и электрон движется по прямой со скоростью $\mathbf{V} = \mathbf{V}_n$. Если $V_0 = 0$, то $r = r_0 = V_n/\omega_n = mE_0/eB^2$ и электрон движется по циклоиде со скоростью $\mathbf{V} = \mathbf{V}_n + [\boldsymbol{\omega}_n \times \mathbf{r}_0]$. В соответствии с (5.2) при движении по прямой электрическая и магнитная силы, действующие на электрон, равны и противоположны друг другу. Кинетическая и потенциальная энергии электрона не изменяются. При движении по циклоиде электрическая сила остается постоянной, а магнитная изменяется от нуля при $y = 0$ до $2[\mathbf{V}_n \times \mathbf{B}]$ при $y = 2r_0$. Кинетическая и потенциальная энергии электрона при этом периодически переходят друг в друга (по-

тенциальная энергия максимальна при $y = 0$, а кинетическая – при $y = 2r_0$).

Отметим, что при движении электронов в постоянных скрещенных электрическом и магнитном полях механическая энергия электронов остается постоянной и энергообмен с полем не происходит.

В приборах типа М нашли широкое применение цилиндрические электроды. Движение электронов в этом случае удобнее рассматривать в цилиндрической системе координат. Отметим, что и в этом случае движение электронов можно представить как сумму поступательного движения с переносной скоростью $V_{\text{п}} = E_0/B$ и вращения по окружности радиуса $r = (V_{\text{п}} - V_0)/\omega_{\text{ц}}$ с угловой циклотронной частотой $\omega_{\text{ц}} = eB/m$, если иметь в виду, что поступательное движение происходит по окружности радиуса $R + r$, где R – радиус внутреннего цилиндрического электрода. Траекториями движения электронов для рассмотренных выше частных случаев $V_0 = V_{\text{п}}$ и $V_0 = 0$, будут, соответственно, служить окружность и эпициклоида (траектория точки диска, катящегося по цилиндрической направляющей).

Режимы работы приборов типа М.

Как было показано выше (рис. 5.2), максимальное удаление электронов от катода

$$y_{\text{max}} = 2r_0 = 2V_{\text{п}}/\omega_{\text{ц}} = 2mE_0/eB^2. \quad (5.8)$$

При постоянном значении индукции магнитного поля эта величина определяется напряженностью электрического поля между катодом и анодом (потенциалом анода). Если расстояние между катодом и анодом равно d , то при

$$E_0 = E_{0\text{кр}} = (eB^2/2m)d \quad (5.9)$$

электроны будут касаться анода.

Соответствующий потенциал анода

$$U_{\text{а}} = U_{\text{акр}} = (eB^2/2m)d^2 \quad (5.10)$$

называется *критическим потенциалом* (плоские электроды).

Для цилиндрических электродов его выражение имеет вид

$$U_{\text{акр}} = (eB^2r_{\text{а}}^2/8m)[1 - (r_{\text{к}}/r_{\text{а}})^2], \quad (5.11)$$

где $r_{\text{а}}$ и $r_{\text{к}}$ – радиусы анода и катода, соответственно.

В зависимости от величины $U_{\text{а}}$ выделяют три режима работы приборов типа М:

- *докритический*, при котором $U_{\text{а}} > U_{\text{акр}}$,
- *критический*, при котором $U_{\text{а}} = U_{\text{акр}}$,
- *закритический*, при котором $U_{\text{а}} < U_{\text{акр}}$.

Движение электронов в нестационарных скрещенных электрическом и магнитном полях

В приборах типа М к рассмотренному выше взаимодействию электронов со стационарными скрещенными электрическим и магнитным полями добавляется взаимодействие электронов с СВЧ полем волны. Для создания этого поля используются замедляющие системы, трансформирующие электромагнитное поле обыкновенной волны в электромагнитное поле пространственных гармоник. Обычно в приборах типа М для взаимодействия с электронами используется нулевая (прямая или обратная) пространственная гармоника. Механизм этого взаимодействия удобнее рассматривать в подвижной системе координат $(x' y' z')$, перемещающейся вдоль оси z неподвижной системы координат $(x y z)$ с фазовой скоростью волны (рис. 5.3).

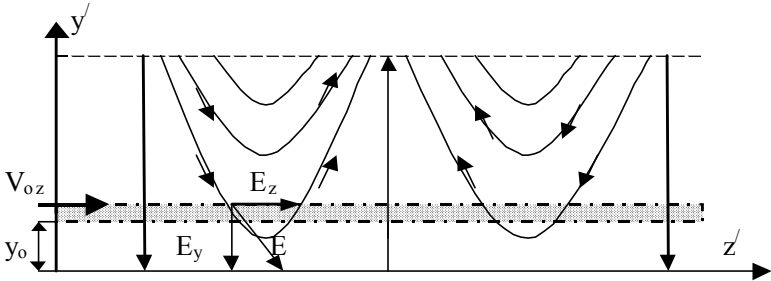


Рис. 5.3

В подвижной системе координат $(x' y' z')$, где

$$x' = x, \quad y' = y, \quad z' = z + V_{\phi} t, \quad (5.12)$$

силовые линии электромагнитного поля волны неподвижны, поэтому при рассмотрении взаимодействия электронов с СВЧ полем можно воспользоваться выводами, сделанными ранее для стационарных полей.

Предположим, что в пространство взаимодействия на высоте y_0 входит тонкий электронный поток. Если начальная скорость потока

$$V_{oz} = V_{\pi} = E_0/B, \quad (5.13)$$

то в статическом режиме (без СВЧ поля) электроны движутся далее прямолинейно с той же скоростью. При переходе в подвижную систему координат скорость электронов уменьшается на величину V_{ϕ} , что эквивалентно уменьшению магнитной силы на вели-

чину $\Delta F = eV_\phi B$. Для того, чтобы движение электронов осталось прямолинейным, необходимо уменьшить на это же значение и электрическую силу, т.е. уменьшить напряженность электрического поля E_0 до некоторого эквивалентного значения

$$E'_0 = E_0 - \Delta F/e = E_0 - V_\phi B = E_0(1 - V_\phi/V_\varphi) \quad (5.14)$$

Таким образом, для того, чтобы в подвижной системе координат можно было использовать выводы, полученные выше для статических полей, необходимо вместо напряженности поля E_0 брать сумму напряженности эквивалентного поля E'_0 и напряженности СВЧ поля E , составляющие которого показаны на рис. 5.3 как E_y и E_z .

Рассмотрим частный случай, когда $V_n = V_\phi$, т.е. начальная скорость электронов в подвижной системе координат равна нулю и $E'_0 = 0$. В этом случае в подвижной системе координат останутся только составляющие СВЧ поля. Движение электронов при этом можно представить суммой поступательного движения со скоростью $V'_n = E/B$ и вращения по окружности радиуса $r' = V'_n/\omega_c$ с угловой циклотронной частотой $\omega_c = eB/m$. Поскольку направление V'_n (показано на рис. 5.4) совпадает с направлением векторного произведения $[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$, то электроны будут перемещаться по циклоидам (показано на рис. 5.5), расположенным вдоль эквипотенциальных линий электрического поля волны (нормали к силовым линиям поля).

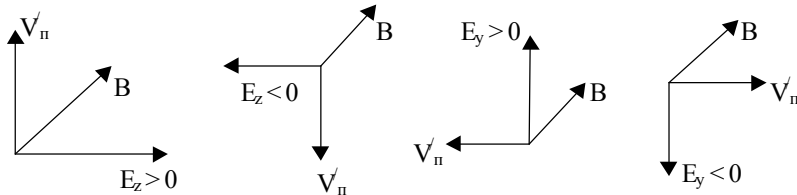


Рис. 5.4

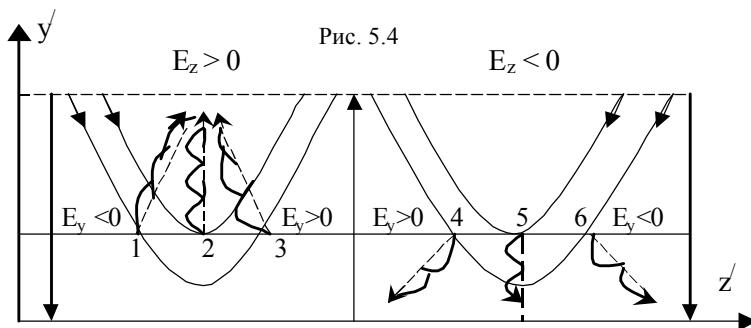


Рис. 5.5

Как показано на рис. 5.5, в положительном полупериоде продольной составляющей СВЧ поля ($E_z > 0$) происходит группировка электронов (1, 2, 3) и их смещение к аноду. В отрицательном полупериоде электроны (4, 5, 6) разгруппировываются и смещаются к катоду.

Полупериод $E_z > 0$ называют *тормозящим* полупериодом СВЧ поля, полупериод $E_z < 0$ – *ускоряющим* полупериодом СВЧ поля.

Для объяснения особенностей энергообмена электронов с СВЧ полем вернемся к неподвижной системе координат (рис. 5.6).

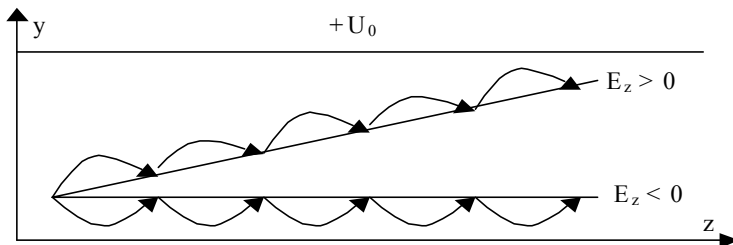


Рис. 5.6

В этой системе циклоидальные траектории движения электронов вытягиваются по сравнению со случаем подвижной системы вправо из-за пересчета скорости. В тормозящем полупериоде электроны, перемещаясь по циклоидам, смещаются к аноду; в ускоряющем – остаются у катода (ленточный поток электронов вводится вблизи его поверхности). На каждом циклоидальном участке траектории движения электронов происходит периодическое изменение их скорости и кинетической энергии, но в среднем эти величины остаются постоянными. В результате передача энергии от электронного потока СВЧ полю происходит лишь в тормозящем полупериоде СВЧ поля за счет уменьшения потенциальной энергии электронов (последняя максимальна на катоде и минимальна на аноде). Кинетическая энергия, участвуя в процессе взаимодействия электронов с СВЧ полем, служит лишь посредником, так как ее значение периодически восстанавливается. В этом состоит принципиальное отличие приборов типа М от приборов типа О.

Условие синхронизма. При анализе движения электронов предполагалось, что

$$V_{0z} = V_n = V_\phi. \quad (5.15)$$

При этом условии электроны, начавшие движение в тормозящем полупериоде, все время остаются в благоприятной фазе и передают свою энергию СВЧ полю. Поэтому соотношение (5.15) называют *условием фазового синхронизма* для приборов типа М.

5.2. Лампа бегущей волны типа М (ЛБВМ)

По конструкции лампы бегущей волны типа М делятся на плоские и цилиндрические. На рис. 5.7 показана плоская ЛБВМ.

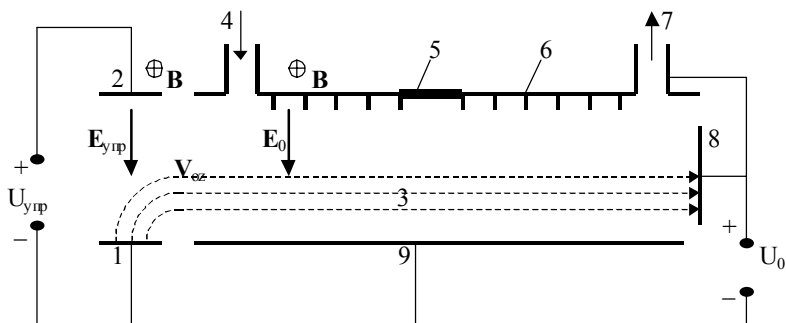


Рис. 5.7

Лампа имеет две основные части: инжектирующее устройство и пространство взаимодействия. *Инжектирующее устройство*, состоящее из подогреваемого катода 1 и управляющего электрода 2, обеспечивает создание ленточного электронного потока 3 и ввод его в *пространство взаимодействия*, состоящее из волноводного входа 4, поглотителя 5, замедляющей системы-анода 6, волноводного выхода 7, коллектора 8 и холодного катода 9, обеспечивающих взаимодействие электронов с СВЧ полем. Для создания такого взаимодействия необходимо выполнение условия $V_{oz} = V_n$, поэтому величины $U_{упр}$ и U_0 выбираются такими, чтобы

$$V_{oz} = 2E_{упр}/B = V_n = E_0/B, \Rightarrow E_0 = 2E_{упр}. \quad (5.16)$$

При выполнении условия (5.16) электроны, в отсутствие СВЧ поля, прямолинейно движутся к коллектору. Параметры прибора выбирают таким образом, чтобы при появлении на входе замедляющей системы СВЧ сигнала на одной из его пространственных гармоник выполнялось условие (5.15) фазового синхронизма приборов типа М. В этом случае в тормозящих полупериодах электрическо-

го поля этой гармоники будет происходить увеличение энергии СВЧ сигнала за счет уменьшения потенциальной энергии электронов по рассмотренному выше (рис. 5.5 - 5.6) механизму взаимодействия электронов с переменными скрещенными полями. Усиленный СВЧ сигнал поступает на выход замедляющей системы, а электроны оседают на коллекторе.

Лампа бегущей волны типа М, также, как и лампа бегущей волны типа О, является широкополосным усилителем, и поэтому в ней возможно самовозбуждение за счет отражения усиливаемого сигнала от выхода замедляющей системы. Для предотвращения самовозбуждения применяется поглотитель.

Параметры и характеристики ЛБВМ

Коэффициент усиления. Анализ взаимодействия электромагнитной волны с электронным потоком в усилителе на ЛБВМ [1] показывает, что по мере распространения от начала к концу замедляющей системы амплитуда волны нарастает по закону

$$E_{z=l} = E_{z=0} e^{al}, \quad a = (w/V_{\phi})D, \quad D = (I_0 R_c w/E_0 V_{\phi})^{1/2}, \quad (5.17)$$

где $E_{z=0}$ и $E_{z=l}$ – амплитуды волны в начале и в конце замедляющей системы; w – круговая частота, V_{ϕ} – фазовая скорость пространственной гармоники (обычно это основная гармоника); E_0 – напряженность постоянного электрического поля в пространстве взаимодействия; I_0 – ток коллектора; R_c – сопротивление связи; D – параметр усиления.

Как и в ЛБВО, для коэффициента усиления можно записать:

$$K_p = 10 \lg(E_{z=l}^2/E_{z=0}^2) = 20 \lg(e^{al}) = 54,6DN, \quad \text{дБ}, \quad (5.18)$$

где $N = l/\lambda_b$ – электрическая длина замедляющей системы.

В выражении (5.18) необходимо дополнительно учесть потери в поглотителе (L дБ) и замедляющей системе (~ 6 дБ), так что, окончательно:

$$K_p = 54,6DN - L - 6, \quad \text{дБ}. \quad (5.19)$$

В реальных лампах коэффициент усиления достигает 40 дБ и более.

Амплитудная характеристика. Зависимости коэффициента усиления (K_p), выходной мощности ($P_{\text{вых}}$) и коэффициента полезного действия ($\eta_{\text{эл}}$) от входной мощности ($P_{\text{вх}}$) показаны на рис. 5.8.

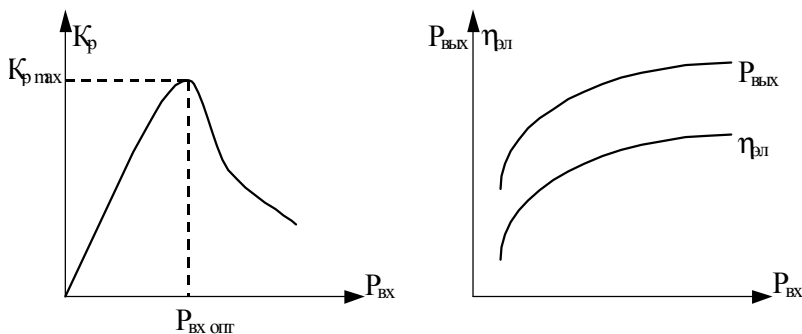


Рис. 5.8

При малых уровнях входного сигнала амплитуда колебаний на выходе ЛБВМ и величина коэффициента усиления возрастают пропорционально величине входного сигнала. Эта линейная связь соблюдается до тех пор, пока электроны не начнут попадать вместо коллектора на анод замедляющей системы. В этом случае замедляется рост выходной мощности и коэффициент усиления ЛБВМ уменьшается. При некотором уровне входного сигнала ($P_{\text{вх опт}}$) наступает режим насыщения, которому соответствуют максимальный коэффициент усиления, максимальная выходная мощность и электронный КПД.

Электронный коэффициент полезного действия усилителя на ЛБВМ можно оценить исходя из того, что максимальная потенциальная энергия, которую электрон может передать СВЧ полю

$$E_{\text{п}} = eU_0, \quad (5.20)$$

где U_0 – потенциал замедляющей системы-анода. Из этого вычитается кинетическая энергия электрона, рассеиваемая в виде тепла на поверхности замедляющей системы или коллектора

$$E_{\text{к}} = (mV_{\text{п}}^2)/2 = m(E_0^2/B^2)/2. \quad (5.21)$$

Следовательно, максимальный электронный КПД

$$\eta_{\text{э max}} = (E_{\text{п}} - E_{\text{к}})/E_{\text{п}} = 1 - (m/e)(E_0^2/B^2)/2U_0. \quad (5.22)$$

В реальных приборах его величина не превышает 60 %.

Выходная мощность ЛБВМ в непрерывном режиме достигает нескольких киловатт, в импульсном – нескольких мегаватт.

Полоса рабочих частот в усилителях на ЛБВМ достигает 30 % от средней рабочей частоты и определяется дисперсионной характеристикой замедляющей системы.

Коэффициент шума. Вследствие паразитных колебаний в области формирования электронного луча, а также взаимодействия электронов с отраженной волной уровень собственных шумов в усилителях на ЛБВМ весьма велик. В большинстве приборов отношение мощности полезного сигнала к мощности шумов не превышает 40 дБ.

Применение ЛБВМ. Высокий уровень собственных шумов исключает возможность применения ЛБВМ для усиления маломощных сигналов. Основное применение эти приборы нашли в качестве мощных импульсных выходных усилителей в дециметровом и сантиметровом диапазоне длин волн.

5.3. Лампа обратной волны типа М (ЛОВМ)

В лампах обратной волны типа М, которые могут быть как усилительными, так и генераторными устройствами, взаимодействие электронов осуществляется с обратной пространственной гармоникой СВЧ поля. В этих приборах обычно используются цилиндрические электроды. Схема устройства цилиндрической генераторной ЛОВМ показана на рис. 5.9. Устройство ЛОВМ сходно с устройством ЛБВМ:

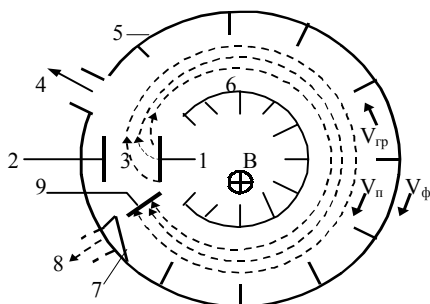


Рис. 5.9

- 1 – подогреваемый катод,
- 2 – управляющий электрод,
- 3 – электронный поток,
- 4 – волноводный выход,
- 5 – замедляющая система-анод,
- 6 – холодный катод,
- 7 – поглотитель,
- 8 – второй волноводный выход,
- 9 – коллектор,
- В – постоянное магнитное поле.

Инжектирующее устройство (1 - 2) создаёт поток электронов (3), движущийся к коллектору (9). Электронный поток создает в замедляющей системе (5) наведенный ток и электромагнитное поле пространственных гармоник. На одной из пространственных гармоник, для которой выполнено условие фазового синхронизма ($V_{п} =$

$= V_\phi$), начинается взаимодействие электронного потока с полем волны, при котором в тормозящих полупериодах электрического поля гармоники будет происходить увеличение её энергии за счет уменьшения потенциальной энергии электронов. В отличие от ЛБВМ, в ЛОВМ электронный поток взаимодействует с обратными пространственными гармониками, для которых направления фазовой и групповой скоростей противоположны, поэтому электроны движутся к коллектору, а энергия волны им навстречу – к волноводному выходу прибора (4). В результате возникает положительная обратная связь между полем волны и электронным потоком, при которой волна, отдавая часть своей энергии на группировку электронов, приобретает большее её количество за счет уменьшения потенциальной энергии сгруппированных электронов.

В результате в ЛОВМ устанавливаются колебания стационарной амплитуды, определяемой балансом мощностей (см. ниже). Вследствие трудностей широкополосного согласования волноводного выхода ЛОВМ с замедляющей системой в ЛОВМ возможны отражения от нагрузки. Для устранения этого эффекта в ЛОВМ, как и в ЛОВО, применяют поглотитель (7). Так же, как и ЛОВО, ЛОВМ может быть использована в режиме регенеративного усиления, для чего в приборе предусмотрен второй волноводный выход (8).

Баланс фаз. Как и в любом автогенераторе, для обеспечения самовозбуждения ЛОВМ сумма фазовых углов при обходе по контуру автогенератора на ЛОВМ должна быть кратна 2π . Поскольку взаимодействие электронного потока с СВЧ полем пространственных гармоник в ЛОВМ осуществляется при равенстве $V_c = V_\phi$, то это условие выполняется автоматически, так как $Dj = \omega l / V_c - \omega l / V_\phi = 0$.

С другой стороны, согласно рассмотренному выше механизму генерации СВЧ колебаний, амплитуда усиливаемой гармоники должна быть минимальной в конце замедляющей системы у коллектора и максимальной в её начале у подогреваемого катода лампы. Иначе говоря, на длине замедляющей системы l должно укладываться нечетное число четвертей длин волны : $4l / \lambda = (2n - 1)$, где $n = 1, 2, 3, \dots$

Поскольку $L = 2\pi/a$ и по (5.17) $a = (\omega/V_\phi)D$, $D = (I_0 R_c \omega / E_0 V_\phi)^{1/2}$, то условие фазового баланса можно записать в следующем виде:

$$(\omega/V_\phi)Dl = (2n - 1)\pi/2 . \quad (5.23)$$

Из (5.23) следует, что различным значениям n должны соответствовать различные значения параметра усиления D и соответствующие им по (5.17) значения величин E_0 (или U_0). Число n при этом (также, как и в ЛОВО) определяет номер зоны генерации ЛОВМ.

Иными словами, из (5.23) и (5.17) следует, что для каждого заданного значения n можно определить диапазон изменения U_0 , в котором возможна генерация СВЧ колебаний ЛОВМ от I_{\min} до I_{\max} (эти значения определяются полосой пропускания замедляющей системы).

Изменение длины волны (частоты) генерируемых колебаний в ЛОВМ при изменении напряжения U_0 (*электронная перестройка частоты*), как и в ЛОВО, объясняется тем, что с изменением U_0 происходит изменение скорости электронов и (по условию фазового синхронизма) скорости пространственной гармоники.

Поскольку для обратных пространственных гармоник $\partial V_{\phi} / \partial w > 0$, то с увеличением напряжения U_0 частота генерируемых колебаний растет.

Механизм электронной перестройки частоты в ЛОВМ отличается от подобного процесса в ЛОВО тем, что скорость электронов в ЛОВМ прямо пропорциональна U_0 (в ЛОВО она пропорциональна корню из U_0). Поэтому в ЛОВМ для достижения одинакового с ЛОВО перекрытия частотного диапазона требуется меньшее изменение U_0 .

Кроме того, при линейной дисперсионной характеристике замедляющей системы зависимость $w = f(U_0)$ также получается линейной, что немаловажно для генераторов с перестраиваемой частотой.

Баланс мощностей. Условие баланса мощностей определяет необходимую величину энергии, которая должна быть передана от электронов СВЧ полю волны. Пользуясь соотношениями (5.23) и (5.17), можно получить [1] формулу для величины пускового тока ЛОВМ:

$$I_{n n} = (2n-1)^2 E_0 V_{\phi} / 16wR_c N^2 = (2n-1)^2 E_0^2 / 16wR_c B N^2. \quad (5.24)$$

Как следует из (5.24), величина пускового тока возрастает с номером зоны генерации:

$$I_{n n} = (2n-1)^2 I_{n 1}, \quad \text{где} \quad I_{n 1} = E_0^2 / 16wR_c B N^2. \quad (5.25)$$

Эта особенность связана с тем, что при увеличении n ($n = 2, 3, \dots$) поле волны меняет фазу и электронные сгустки, образующиеся в

тормозящих полупериодах волны, попадают далее в ускоряющие полупериоды.

В результате начинается переформирование и смещение сгустков в следующие тормозящие полупериоды электрического поля волны, что снижает эффективность энергообмена электронов СВЧ полем.

Другая наиболее важная особенность заключается в изменении частоты генерируемых колебаний при смене зоны генерации. При пусковых токах $I_0 > I_{n2}$ ЛОВМ может одновременно генерировать колебания двух частот. Спектр генерируемых колебаний расширяется, и амплитуда колебаний основной частоты резко уменьшается.

Режим регенеративного усиления. Как и ЛОВО, ЛОВМ может быть применена для усиления СВЧ сигнала. Для этого у коллекторного конца замедляющей системы, как и в регенеративном усилителе на ЛОВО, размещают ввод усиливаемого сигнала. Дополнительным преимуществом усилителя на ЛОВМ, по сравнению с усилителем на ЛОВО, является возможность электронного управления не только рабочей частотой, но и шириной полосы пропускания.

Параметры и характеристики генераторов на ЛОВМ

Диапазон рабочих частот. Как и в ЛОВО, параметры замедляющей системы и электронный режим генераторов на ЛОВМ рассчитываются на рабочую частоту генерируемых колебаний с учетом необходимости электронной перестройки частоты. Обычно они используются в диапазоне от 200 МГц до 20 ГГц с диапазоном электронной перестройки частоты до 40 %.

Выходная мощность. Современные генераторы на ЛОВМ способны обеспечивать выходную мощность в непрерывном режиме порядка десятков киловатт в дециметровом и единиц киловатт в сантиметровом диапазонах. В настоящее время они являются самыми мощными генераторами СВЧ колебаний с электронной перестройкой частоты. Синхронизированные генераторы на ЛОВМ обладают высокой стабильностью частоты и низким уровнем шумов, что позволяет их использование в системах связи с частотной модуляцией.

Электронный коэффициент полезного действия генератора на ЛОВМ может быть в силу идентичности процессов определен по формуле (5.22), приведенной для усилителя на ЛБВМ:

$$\eta_{\max} = 1 - (m/e)(E_0^2/B^2)/2U_0.$$

В реальных приборах его величина достигает (50 - 60) %.

Основные характеристики генераторов на ЛОВМ отображают (рис. 5.10) зависимости выходной мощности, частоты и электронного КПД от напряжения U_0 .

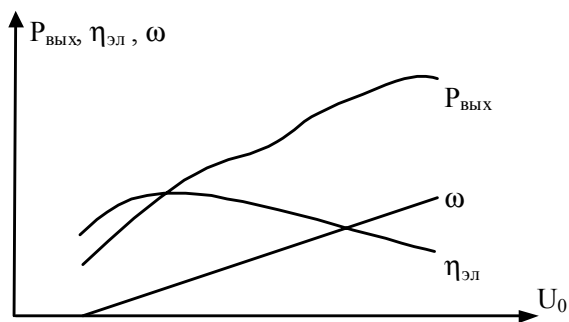


Рис. 5.10

Изменение величин $P_{\text{вых}}$, ω , $\eta_{\text{эл}}$ от напряжения U_0 объясняется и физическими процессами, рассмотренными выше.

5.4. Многорезонаторный магнетрон

Устройство и принцип действия

Устройство. Многорезонаторный магнетрон – генераторный прибор типа М, устройство которого показано на рис. 5.11.

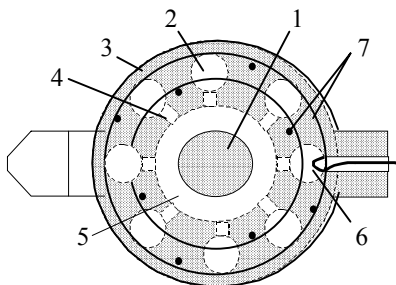


Рис. 5.11

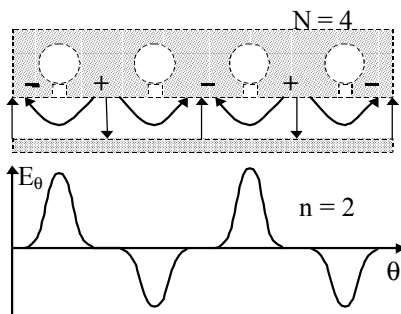


Рис. 5.12

Цилиндрический катод 1 эмитирует электроны со всей поверхности и создает замкнутый электронный поток, который движется с переносной скоростью в кольцевом зазоре 5 между катодом и замедляющей системой – анодом. Замедляющая система магнетрона представляет собой цепочку объёмных резонаторов 2, размещенных в корпусе анодного блока 3 и связанных с кольцевым зазором через щели 4. Этот зазор является пространством взаимодействия электронов с СВЧ полем, энергия которого выводится через выход 6. Резонаторы сегментарно, через один сегмент, соединены между собой кольцевыми проводниками – связками 7, необходимость которых будет пояснена ниже.

Принцип действия. Механизм возникновения незатухающих колебаний в магнетроне такой же, как и в любом автогенераторе. Начальные колебания в резонаторах магнетрона возникают благодаря флуктуациям электронного потока. Если на одной из пространственных гармоник этих колебаний будет выполнено условие фазового синхронизма для приборов типа М, то в тормозящих полупериодах электрического поля гармоники начнется группировка электронов в сгустки, их смещение к аноду и передача потенциальной энергии от электронов СВЧ полю. Рост поля будет далее интенсифицировать процесс энергообмена, и при выполнении условий баланса фаз и амплитуд в магнетроне установится стационарный режим автоколебаний, при котором в пространстве взаимодействия возникают пульсации границ пространственного заряда электронов, достигающие анода. Динамический пространственный заряд приобретает форму «спиц», вращающихся вокруг катода с постоянной переносной скоростью. Число спиц пространственного заряда равно числу тормозящих областей СВЧ поля, в пределах которых электроны, смещаясь от катода к аноду, поддерживают СВЧ колебания за счет потери своей потенциальной энергии.

Баланс фаз. Помимо условия фазового синхронизма, в магнетроне, как и в любом автогенераторе, суммарный фазовый сдвиг при обходе всех звеньев колебательной системы должен быть кратен 2π . Поэтому если на одно звено замедляющей системы (резонатор) приходится фазовый сдвиг Φ_0 , то для всей системы имеем условие:

$$N \Phi_0 = 2\pi n, \quad (5.26)$$

где N – число резонаторов, n – целое число (номер колебаний).

Каждый резонатор замедляющей системы представляет собой полосовой фильтр, поэтому значение φ_0 заключено в пределах $0 - \pi$. Последнее означает, что число n может принимать только значения:

$$n = 0, 1, 2, \dots, N/2 - 1, N/2, \quad (5.27)$$

а в магнетроне может быть только $N/2$ видов колебаний (N четно), из которых каждый имеет свою частоту и картину силовых линий СВЧ поля. Пример одной такой картины для $n = 2$ и $N = 4$ показан на рис. 5.12.

Колебания при $n = 0$ ($\varphi_0 = 0$) называют *синфазными*, а колебания при $n = N/2$ ($\varphi_0 = \pi$) – *противофазными*, или *π -колебаниями*. Соотношение (5.26) называют *условием цикличности СВЧ поля* магнетрона.

Обычно в магнетроне используются π -колебания, так как им соответствуют наименьшее анодное напряжение и наибольший КПД. Однако частота π -колебаний близка к частоте колебаний соседнего вида, что затрудняет её выделение. Для увеличения разности частот в магнетроне применяются кольцевые связи 7, о которых сказано выше. Для π -колебаний они соединяют точки с одинаковыми потенциалами и не изменяют картины поля. Для всех остальных видов колебаний по связкам потекут уравнивающие токи, влияние которых эквивалентно подключению индуктивностей параллельно каждой паре резонаторов. Последнее означает повышение частот нерабочих видов колебаний магнетрона и их удаление от основной рабочей частоты π -вида. Иногда для этой же цели в магнетронах вместо связок применяют чередование резонаторов разных размеров (*разнорезонаторные магнетроны*).

Баланс мощностей. Для обеспечения работы магнетрона требуются определенные значения анодного напряжения U_a и индукции магнитного поля B , обеспечивающие синхронное эпициклоидальное движение электронов в спицах объёмного заряда и необходимый режим энергообмена между электронами и СВЧ полем.

Условие синхронного вращения спиц с изменением фазы СВЧ колебаний заключается в том, чтобы электроны оказывались в тормозящем поле вблизи каждого резонатора. Для π -колебаний это означает, что время движения t_c спицы между двумя соседними резонаторами

$$t_c = (p + 1/2)T, \quad (5.28)$$

где $p = 0, 1, 2, 3, \dots, T$ – период СВЧ колебаний. Число p определяет угловую скорость ω_0 вращения спиц, максимальное значение которой достигается при $p = 0$, когда $t_c = T/2$, т.е. $\omega_{0 \max} = 2\pi/T$.

Введем параметр k , равный числу периодов СВЧ колебаний, в течение которых электрон, пройдя мимо всех резонаторов, возвращается к исходной точке. Тогда время t_c , выраженное в долях периода:

$$t_c = kT/N, \quad (5.29)$$

что определяет k и ω_0 соотношениями:

$$k = (p+1/2)N, \quad \omega_0 = 2\pi/kT = 2\pi c/k\lambda, \quad (5.30)$$

где c – скорость света, l – длина волны π -колебаний в магнетроне.

Для обеспечения заданной угловой скорости вращения ω_0 электрон, находящийся в спице у поверхности анода ($r = r_a$), должен обладать запасом кинетической энергии тангенциального движения

$$E_{кр} = m(\omega_0 r_a)^2/2 = 2m\pi^2 c^2 (r_a/k\lambda)^2. \quad (5.31)$$

Поскольку этот запас кинетической энергии электрон приобретает за счет энергии постоянного электрического поля (eU_a), то соотношение (5.31) определяет минимальное значение анодного напряжения, необходимого для синхронного вращения спиц

$$U_{a \min} = U_c = (2m\pi^2 c^2/e)(r_a/k\lambda)^2. \quad (5.32)$$

Величина U_c называется *потенциалом синхронизации*.

Приблизившись к поверхности анода и отдав СВЧ полю свою потенциальную энергию, электрон должен быть удален из пространства взаимодействия, поскольку в противном случае он отстанет от спицы и начнет отбирать энергию у СВЧ поля. Для того, чтобы электрон осел на аноде, кинетическая энергия его движения в радиальном направлении вблизи анода должна быть больше нуля. Следовательно, постоянное электрическое поле должно передать электрону дополнительную энергию, направленную на работу против магнитной силы Лоренца ($F_n = eV\omega_0 r$), действующей на электрон в радиальном направлении

$$\Delta(eU_a) = W\omega_0(r_a^2 - r_k^2)/2. \quad (5.33)$$

Последнее означает, что анодное напряжение должно быть выше U_c :

$$U_a > \Delta U_a + U_c = U_n = W\omega_0(r_a^2 - r_k^2)/2 + U_c. \quad (5.34)$$

Величина U_n называется *пороговым потенциалом*.

Условие (5.34) определяет нижнюю границу U_a , но вместе с тем существует и верхняя граница U_a , определяемая критиче-

ским потенциалом $U_{a\text{кр}}$ (5.11). При $U_a > U_{a\text{кр}}$ электроны попадают на анод, не описывая эпициклоидальных траекторий и не взаимодействуют с СВЧ полем. Поэтому СВЧ колебания, даже если они и возникли, не поддерживаются за счет энергии электронов и затухают.

Все сказанное выше определяет область рабочих напряжений U_a :

$$U_{a\text{кр}} > U_a > U_{\text{п}}, \quad (5.35)$$

где $U_{a\text{кр}} = (eB^2 r_a^2 / 8m)[1 - (r_k / r_a)^2]$, $U_{\text{п}} = V\omega_0(r_a^2 - r_k^2) / 2 + (2m\pi^2 c^2 / e)(r_a / k\lambda)^2$.

Параметры и характеристики магнетронов

Диапазон рабочих частот. Различные по назначению магнетроны перекрывают диапазон частот 300 МГц – 300 ГГц. В мощных магнетронах применяют механическую перестройку частоты в пределах 10 – 15 % за счет введения стержней в резонатор (индуктивная настройка) или за счет перемещения колец у торцов резонаторов (емкостная настройка). Электронная перестройка частоты у магнетронов мала и используется только в маломощных приборах.

Выходная мощность магнетронов непрерывного действия составляет от долей ватта до нескольких десятков киловатт, а импульсного действия – до десятков мегаватт.

Электронный коэффициент полезного действия магнетрона определяется аналогично ЛБВМ и ЛОВМ:

$$\eta_{\text{э max}} = 1 - (m/e)(E_0^2 / B^2) / 2U_0.$$

Его величина в современных многорезонаторных магнетронах может достигать 70 % и более.

Применение магнетронов. Магнетроны используют в передатчиках радиолокационных станций, в ускорителях заряженных частиц и в установках для высокочастотного нагрева.

5.5. Митрон

Митроном называется генератор магнетронного типа с внешней колебательной системой низкой добротности, обладающий широким диапазоном электронной перестройки частоты.

Схема устройства митрона показана на рис. 5.13.

Высокочастотной системой митрона служит встречно-штыревая замедляющая система 5, 6, свернутая в кольцо. Штыри 5 укреплены на дисках 6.

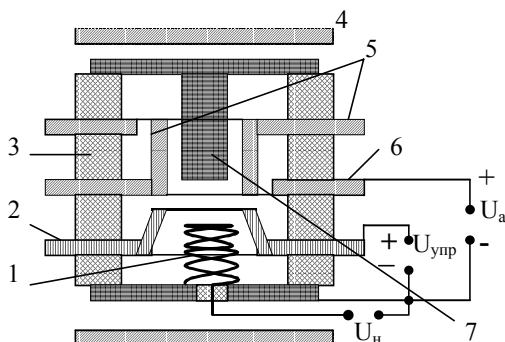


Рис. 5.13

Штыри 5 укреплены на дисках 6. Структура связана с внешней колебательной системой низкой добротности. Внутри анодной высокочастотной структуры, которая является корпусом прибора, находится холодный катод 7. Горячий эмитирующий катод 1 расположен ниже анодной структуры, вне области взаимодействия.

Между горячим катодом и анодной структурой находится управляющий электрод 2. Вся система элементов механически связана с помощью керамических шайб 3 и помещена между полюсами магнита 4. Холодный катод 7 и один конец нити накала горячего катода соединены. Схема подачи напряжений: накала U_H , управляющего электрода $U_{упр}$ и анода U_a показана справа.

Принцип работы. Кольцевой электронный поток входит в пространство взаимодействия, где в результате его азимутальных флуктуаций возникают колебания магнетронного типа и электронный поток приобретает форму спиц. Митрон, как и магнетрон, работает на p -колебаниях. При регулировке анодного напряжения изменяется скорость вращения спиц, что приводит к электронной перестройке частоты. Диапазон перестройки достаточно велик из-за выносной колебательной системы и её низкой добротности. Зависимость частоты от напряжения линейна.

Параметры и характеристики. Современные митроны работают в диапазоне частот от 200 МГц до 11 ГГц. Для митронов с узким диапазоном изменения частоты (5–20 %) выходная мощность в непрерывном режиме составляет 3–150 Вт, с широким диапазоном (примерно в два раза) – 0.5–3 Вт. КПД мощных митронов достигает 60 %.

Применение. Митроны обычно применяют в качестве гетеродинов широкополосных приёмников и генераторов качающейся частоты в генераторах стандартных сигналов.

5.6. Платинотрон

Общие сведения. Устройство платинотрона показано на рис. 5.14.

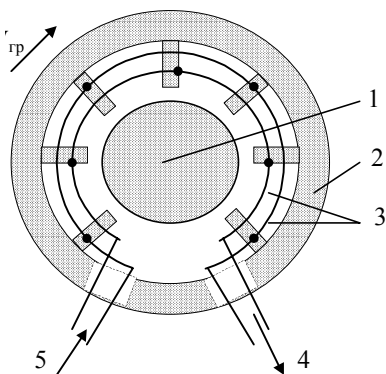


Рис. 5.14

Платинотрон, подобно магнетрону, имеет цилиндрический катод 1, параллельно оси которого направлено магнитное поле. В отличие от магнетрона, замедляющая система 2 платинотрона является разомкнутой, т.е. имеет два вывода 4 и 5, как и в усилителях на ЛОВМ. Выступы замедляющей системы через один (как и в магнетроне) соединены связками 3. Разрыв связок обеспечивает необходимую разомкнутость системы.

Принцип работы. Взаимодействие электронов с СВЧ полем в платинотроне происходит на обратной пространственной гармонике, что делает платинотрон похожим с одной стороны на магнетрон (замкнутый электронный поток), с другой – на ЛОВМ (разомкнутая замедляющая система и рабочая обратная пространственная гармоника). Платинотрон может быть как усилителем, так и генератором СВЧ колебаний большой мощности. Усилительный платинотрон называется *амплитроном*, генераторный – *стабилотроном*.

Амплитрон. Если к концу 5 замедляющей системы платинотрона подвести входной сигнал, то в замедляющей системе появится СВЧ поле, которое начнет взаимодействовать с электронами. При выполнении условий синхронизма в пространстве взаимодействия образуются спицы пространственного заряда, которые, вращаясь вокруг катода, проходят к началу (входу) замедляющей системы. Для того, чтобы они могли двигаться в максимуме тормозящего поля, необходимо, как и в магнетроне, выполнение условия цикличности (5.26). Число резонаторов должно быть, однако, нечетным, чтобы амплитрон не мог работать в режиме генерации колебаний π -вида, подобно магнетрону.

Особенностью амплитрона является то, что устойчивые спицы объемного заряда образуются, начиная с некоторого порогово-

го уровня мощности входного сигнала, и далее выходная мощность амплитрона практически не зависит от входной, т.е. амплитрон всегда работает в режиме насыщения, подобно генератору с внешним возбуждением. Чтобы повысить выходную мощность платинотрона, необходимо увеличить мощность P_o , затрачиваемую на создание электронного потока в пространстве взаимодействия (рис. 5.15).

Параметры и характеристики. Амплитудная характеристика амплитрона показана на рис. 5.15.

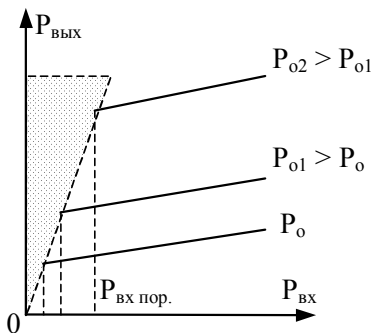


Рис. 5.15

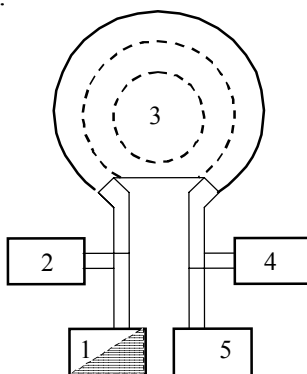


Рис. 5.16

Выходная мощность амплитрона ограничивается эмиссионной способностью катода и допустимой мощностью замедляющей системы. В непрерывном режиме она может достигать 500 кВт, в импульсном – 10 МВт. КПД отдельных мощных приборов достигает 85 %. Амплитрон отличается высокой фазовой стабильностью по сравнению с другими мощными усилительными приборами и нашел применение в мощных оконечных каскадах усилителей РЛС.

Стабилотрон – генератор высокостабильных по частоте колебаний, выполненный на основе амплитрона. Схема устройства стабилотрона показана на рис. 5.16. На выходе амплитрона 3 расположены отрагатель-фазовращатель 4 и нагрузка 5. К входу присоединены высокодобротный резонатор 2 и поглотитель 1.

Если на выходе амплитрона появился шумовой сигнал, то часть его отразится от фазовращателя 4 и начнет двигаться обратно практически без затухания к резонатору 2. Часть пришедшей энергии отразится от резонатора, пойдет к входу амплитрона, усилится в нем, вернется к фазовращателю, снова отразится и т.д., появится

цепь обратной связи. При выполнении баланса фаз и амплитуд в приборе устанавливается стационарный режим.

Основным элементом, стабилизирующим частоту автоколебаний, является высокочастотный резонатор, на собственной частоте которого необходимо выполнять баланс фаз. Частота изменяется перестройкой резонатора с одновременной подстройкой фазовращателя.

По сравнению с магнетроном стабилотрон имеет при той же мощности более высокую стабильность частоты и меньше зависит от условий работы (нагрузка, анодный ток и др.).

5.7. Приборы с циклотронным резонансом

Недостатком приборов типа О и типа М является сложность конструкции замедляющих систем при переходе к миллиметровому и субмиллиметровому диапазонам длин волн. Поэтому были предложены приборы, в которых электроны взаимодействуют с незамедленными волнами. Эти приборы получили название *лазеров на циклотронном резонансе (МЦР)*, или *гиротронов*.

Схема генератора на гиротроне показана на рис. 5.17.

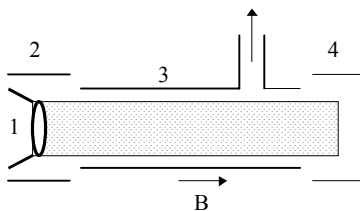


Рис. 5.17

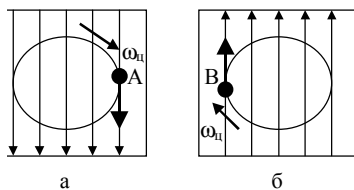


Рис. 5.18

Катод прибора 1 имеет коническую форму, а его эмитирующая часть выполнена в виде кольца. Магнитное поле В направлено вдоль оси прибора. Электроны, вылетающие с поверхности кольца, движутся по спиральным траекториям под действием ускоряющего электрода 2 и продольного магнитного поля В, проходя резонатор 3 и попадая на коллектор 4. На рис. 5.18 показана картина силовых линий электрического поля волны H_{10} и проекция винтовой траектории движения электрона в продольном магнитном поле. Пусть ω_n – угловая частота вращения электрона, V_0 – продольная скорость электрона в направлении магнитного поля. Электрон, ока-

завшийся в точке А (рис. 5.18а), испытывает тормозящее действие СВЧ поля. За время $T_{ц}/2$ электрон совершит половину оборота и окажется в точке В (рис. 5.18б). Если за это же время направление напряженности электрического поля изменится на противоположное, электрон снова окажется в тормозящем поле. Путь, пройденный электроном $-l_3 = V_0 T_{ц}/2$, волной $-l_в = V_ф T_{ц}/2$. Очевидно, что условие синхронизма гиротрона (вращение электрона в максимуме тормозящего поля) можно представить в виде:

$$l_в - l_3 = n\lambda_в/2 = n\pi V_ф/\omega, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (5.36)$$

где $\lambda_в$ – длина волны, ω – частота колебаний в резонаторе.

Поскольку $\omega_{ц} = 2\pi/T_{ц}$, то для ω имеем выражение:

$$\omega = n\omega_{ц}/(1 - V_0/V_ф). \quad (5.37)$$

Обычно $V_0 \ll V_ф$, поэтому $\omega = n\omega_{ц}$. Таким образом, в гиротроне возможна генерация СВЧ колебаний на частотах, кратных циклотронной частоте. Гиротроны еще не нашли широкого применения в технике, так как для их создания требуются большие магнитные поля.

Контрольные вопросы по теме

1. Объясните условие фазового синхронизма приборов типа М.
2. Изобразите устройство ЛБВМ и объясните принцип её действия.
3. Назовите и объясните основные характеристики ЛБВМ.
4. Изобразите устройство ЛОВМ и объясните принцип её действия.
5. Объясните условия баланса фаз и амплитуд для генератора на ЛОВМ.
6. Назовите и объясните основные характеристики ЛОВМ.
7. Объясните устройство и принцип работы магнетрона.
8. Назовите и объясните основные характеристики магнетрона.
9. Объясните устройство и принцип работы митрона.
10. Объясните устройство и принцип работы платинотрона.
11. Объясните принцип работы и характеристики амплитрона.
12. Объясните принцип работы и характеристики стабилотрона.
13. Объясните устройство и принцип работы гиротрона.

ТЕМА 6

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ И ТРАНЗИСТОРЫ СВЧ

Диоды СВЧ являются подклассом полупроводниковых диодов. По типу структуры они подразделяются на диоды с р-п переходом, диоды с накоплением заряда (ДНЗ), р-і-п диоды, туннельные диоды, диоды с барьером Шотки (ДБШ), лавино-пролетные диоды (ЛПД) и диоды Ганна. По своему применению диоды подразделяются на смесительные, детекторные, модуляторные, параметрические, переключательные, умножительные, генераторные и универсальные.

Транзисторы подразделяются на биполярные и полевые.

6.1. Диоды с р-п переходом

Частотные свойства р-п перехода определяются инерционностью процессов накопления и рассасывания (временем жизни) неосновных носителей заряда. Поэтому для использования диодов с р-п переходом в СВЧ диапазоне это время необходимо уменьшать. Уменьшение времени жизни достигается введением специальных примесей (например, золота), энергетические уровни которых расположены вблизи середины запрещенной зоны. Использование таких примесей увеличивает рекомбинацию неосновных носителей заряда и уменьшает время их жизни до 10^{-9} с, что позволяет использовать диоды с р-п переходом в низкочастотной части СВЧ диапазона (до 1 ГГц).

Быстродействие диодов с р-п переходом зависит также от закона распределения примесей по структуре полупроводника. Исследование этого вопроса привело к созданию *диода с накоплением заряда (ДНЗ)*. Распределение концентрации примесей в ДНЗ показано на рис. 6.1. а.

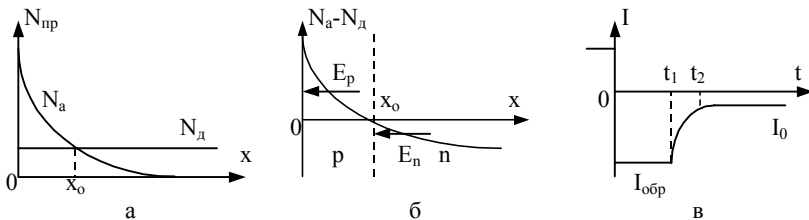


Рис. 6.1

Концентрация акцепторов N_a убывает по экспоненциальному закону, а концентрация доноров N_d одинакова по всей структуре. Переход создается вблизи сечения x_0 , где $N_a = N_d$ (рис. 6.1б). Особенность перехода заключается в том, что разность в концентрациях электронов и дырок по обе стороны перехода возрастает по экспоненте по мере удаления от него. Это создает дополнительный диффузионный ток, направленный противоположно к диффузионному току, создающему запирающий слой в обычном р-п переходе (с равномерным распределением примесей). В результате в ДНЗ инжектированные электроны и дырки оказываются сосредоточенными вблизи границ перехода и запирающий слой становится более узким. При скачкообразном изменении напряжения с прямого на обратное (рис. 6.1в) появляется большой обратный ток перехода, ограниченный лишь сопротивлением цепи. Для ДНЗ характерно, что импульс обратного тока резко обрывается в некоторый момент времени t_1 , когда неосновные носители заканчивают прохождение перехода. При надлежащем выборе закона распределения примеси интервал времени $[t_1, t_2]$ может быть сужен до $10^{-10} - 10^{-11}$ с. Поэтому ДНЗ называют также *диодами с резким восстановлением обратного тока*. При воздействии на ДНЗ синусоидального напряжения форма импульса обратного тока оказывается резко несинусоидальной. Спектр периодических импульсов тока содержит много гармоник, что позволяет применение ДНЗ в схемах умножения частоты.

6.2. Туннельный диод

В основе работы туннельного диода лежит туннельный эффект, который заключается в том, что при определенных условиях электрон может пройти потенциальный барьер запирающего слоя, не затрачивая энергии. Для этого нужно повысить равновесную разность потенциалов перехода и сделать очень узким запирающий слой. Эти требования можно удовлетворить одновременно, если повысить концентрацию электронов и дырок по обе стороны от р-п перехода до $10^{19} - 10^{20}$ [см⁻³]. Такие полупроводники называются *сверхлегированными*, или *вырожденными*. В вырожденных полупроводниках донорные уровни расщепляются в зону, перекрывающуюся с зоной проводимости, а акцепторные уровни – в зону, перекрывающуюся с валентной зоной. Ширина запрещенной зоны уменьшается, а контактная разность потенциалов становится сравнительно большой и близкой к середине зоны.

Вследствие этого создается возможность беспрепятственного перехода электронов из n-области в р-область по туннелю перекрываю-

щихся зон. На рис. 6.2 показаны для сравнения вольтамперные характеристики обычного (пунктиром) и туннельного (сплошная линия) диодов.

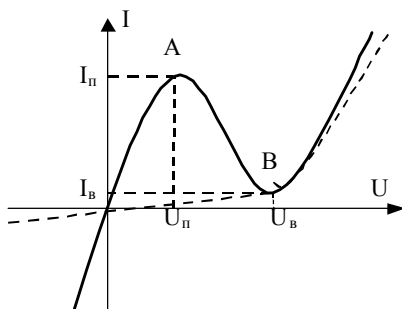


Рис. 6.2

Туннельный ток в прямом направлении ($U > 0$) достигает максимума I_n и убывает до значения I_B , что связано с уменьшением числа электронов, способных совершить туннельный переход. В интервале напряжений от U_n до U_B дифференциальное сопротивление туннельного диода отрицательно, что позволяет применять его в качестве усилителя и генератора СВЧ колебаний.

Туннельные диоды используются также и в детекторах СВЧ.

Высокие частотные свойства туннельного диода определяются малым временем перехода электрона через узкий сверхлегированный p^+-n^+ переход (10^{-13} - 10^{-14} с), что позволяет использовать туннельные диоды в усилительных схемах до 100 ГГц.

Достоинствами туннельных усилителей являются относительная простота, малые габариты, экономичность питания, широкополосность, низкий уровень шума, высокая радиационная и температурная устойчивость. К недостаткам относятся малый динамический диапазон и малая мощность.

Генераторы СВЧ на туннельных диодах работают в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн с выходной мощностью до нескольких милливатт. В настоящее время они практически вытеснены генераторами на других полупроводниковых приборах.

Туннельные диоды могут быть использованы в качестве смесителей и умножителей частоты. Преимущества туннельного диода как смесителя перед другими диодами — меньшие потери и возможность усиления при преобразовании.

Туннельные диоды перспективны для использования в детекторах СВЧ. Они имеют высокую чувствительность при выборе рабочей точки вблизи пикового значения тока.

6.3. Pиn-диод

В этом диоде между сильно легированными областями с дырочной и электронной проводимостью находится i -область с концентрацией носителей, близкой к собственному полупроводнику (рис. 6.3).

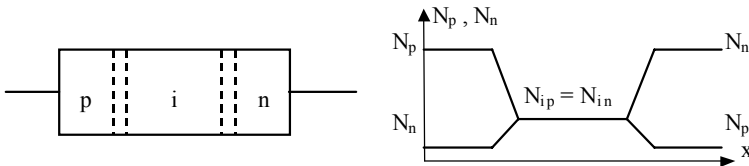


Рис. 6.3

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 из i -области экстрагируются обратно и сопротивление диода увеличивается. Дифференциальное сопротивление p - i -диода при изменении знака напряжения изменяется на несколько порядков, в то время как его емкость, определяемая в основном шириной i -области, изменяется незначительно. P - i -диоды с малой емкостью используются в качестве мощных вентилях СВЧ диапазона.

В СВЧ диапазоне p - i -диоды применяются для создания переключающих цепей, переменных и ступенчатых аттенюаторов, амплитудных модуляторов, плавных и ступенчатых фазовращателей.

6.4. Диод с барьером Шоттки

В диодах с барьером Шоттки (ДБШ) используется контакт металл-полупроводник, в котором работа выхода электронов из полупроводника меньше работы выхода из металла. Разница в работах выхода приводит к созданию контактной разности потенциалов, уравнивающей потоки электронов из полупроводника в металл и обратно.

В ДБШ отсутствует накопление неосновных носителей заряда, и это улучшает его быстродействие (время восстановления обратного сопротивления ДБШ порядка 10^{-9} с). Вольт-амперная характеристика ДБШ близка к вольт-амперной характеристике идеального p - n перехода:

$$I = I_0 [\exp(eU/\eta kT) - 1], \quad (6.1)$$

поскольку параметр $\eta \sim 1,04$ (у обычного p - n перехода $\eta \sim (1.5 - 2.5)$).

Это означает, что прямая ветвь вольт-амперной характеристики ДБШ идет круче, чем у обычного диода. Уровень шумов ДБШ также оказывается ниже, чем в аналогичных по применению диодах с p - n переходом.

Применяются ДБШ в качестве детекторных и смесительных диодов вплоть до миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.

Диоды с барьером Шоттки могут быть также использованы для умножения и преобразования частоты вследствие нелинейной зависимости сопротивления и емкости перехода от напряжения. Особенно существенны их преимущества при преобразовании слабых сигналов.

6.5. Биполярные транзисторы СВЧ

Частотные свойства биполярных транзисторов ($f_{гр}$) определяются временем задержки сигнала (t) от эмиттера до коллектора:

$$f_{гр} = 1/2\pi\tau, \quad \tau = \tau_{э.п} + \tau_{б} + \tau_{к.п} + \tau_{к}, \quad (6.1)$$

где $\tau_{э.п}$ – время заряда емкости эмиттерного перехода, $\tau_{б}$ – время пролета базы, $\tau_{к.п}$ – время заряда емкости коллекторного перехода, $t_{к}$ – время пролета коллектора. Уменьшение ширины базовой области до 0,1 мкм снижает время пролета базы до единиц пикосекунд, поэтому граничная частота в основном определяется оставшимися тремя слагаемыми, которые равны десяткам пикосекунд. Для их уменьшения требуется уменьшение емкости эмиттерного перехода, ширины коллекторного перехода и сопротивления коллекторной области. Однако эти требования противоречивы. Например, повышение концентрации примеси, необходимое для уменьшения ширины коллекторного перехода, приводит к снижению напряжения его пробоя и росту его емкости, а уменьшение емкости за счет уменьшения площади перехода сопровождается падением мощности транзистора. Более детальный анализ этих процессов показывает, что граничная частота и напряжение пробоя связаны соотношением

$$f_{гр} U_{пр} < 200 \text{ ГГц В}, \quad (6.2)$$

однако, на практике в силу различных конструктивных и технологических особенностей не удается добиться и этого. Реальная граничная частота биполярных СВЧ транзисторов не превышает 20 ГГц.

Биполярные транзисторы находят применение в качестве малошумящих усилителей малой и средней (до 50 Вт) мощностей в низкочастотной области СВЧ диапазона (до 4-5 ГГц). На более высоких частотах они полностью вытеснены полевыми транзисторами.

6.6. Полевые транзисторы СВЧ

Возросшая роль полевых транзисторов в СВЧ диапазоне по сравнению с биполярными транзисторами связана с разработкой полевых транзисторов с барьером Шоттки на арсениде галлия

n-типа. Высокая подвижность электронов в арсениде галлия, уменьшение длины затвора (до 1 мкм) и использование тонких (до 0,2 мкм) и высоколегированных эпитаксиальных пленок улучшили частотные свойства полевых транзисторов.

Для транзисторов с малой длиной канала максимальная частота f_{\max} , на которой коэффициент усиления по мощности равен единице, определяется минимально возможным временем пролета t_{\min}

$$f_{\max} = 1/2\pi t_{\min}, t_{\min} = V_n/L, \quad (6.2)$$

где V_n – скорость электронов, L – длина канала. Поэтому GaAs, имеющий большее значение V_n , чем кремний или германий, является предпочтительным материалом для изготовления полевых транзисторов.

Наибольшее применение полевые транзисторы на арсениде галлия 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. Большой динамический диапазон и хорошие шумовые характеристики позволяют использовать их в смесителях.

Контрольные вопросы по теме

1. Чем определяются частотные свойства p-n перехода?
2. В чем отличие ДНЗ от диодов с обычным p-n переходом?
3. Объясните принцип работы туннельного диода.
4. Объясните принцип работы pin-диода.
5. Объясните принцип работы диода с барьером Шотки.
6. Назовите причины, затрудняющие применение биполярных транзисторов в СВЧ диапазоне.
7. В чем заключаются преимущества полевых транзисторов в СВЧ диапазоне по сравнению с биполярными транзисторами?

ЛАВИНО-ПРОЛЕТНЫЕ ДИОДЫ (ЛПД)

7.1. Лавинное умножение носителей заряда

Дрейфовая скорость носителей заряда в полупроводнике связана с напряженностью электрического поля соотношением

$$V_{др} = \mu E, \quad (7.1)$$

где μ – подвижность носителей заряда, пропорциональная среднему времени их пробега.

В слабых полях среднее время пробега в основном определяется тепловым движением и не зависит от напряженности электрического поля. Зависимость (7.1) здесь линейна. В сильных полях дрейфовая скорость становится сравнимой с тепловой и время пробега уменьшается, поскольку длина пробега, определяемая постоянной кристаллической решетки, остается постоянной. Это приводит к уменьшению подвижности носителей заряда и нарушению линейности (7.1.) Дрейфовая скорость достигает своего максимального значения V_n (*скорость насыщения*) и в дальнейшем от E уже не зависит. Значение V_n зависит только от состава полупроводника, типа носителей (электрон, дырка) и составляет примерно 10^7 см/с.

Ударная ионизация. Если энергия движущихся носителей заряда превышает некоторое определенное значение, начинается процесс ударной ионизации: соударение носителя с нейтральными атомами кристаллической решетки приводит к образованию новой пары носителей – электрона и дырки. Ударная ионизация наблюдается при большой напряженности электрического поля ($E > 10^5$ В/см). Для количественной характеристики этого процесса вводят коэффициенты ионизации электронов α_n и дырок α_p , определяющие число электронно-дырочных пар, создаваемых носителем на единице пути (1 см). Коэффициенты ионизации очень сильно зависят от напряженности электрического поля и при его увеличении в два-три раза могут возрастать на четыре-пять порядков. В полупроводниковых диодах ударная ионизация может происходить в области р-п перехода, если в ней создана достаточная напряженность электрического

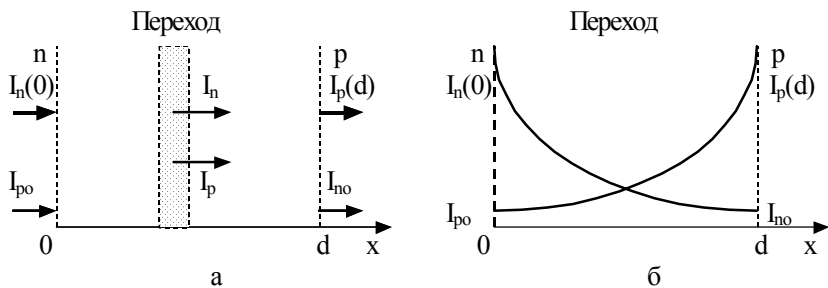


Рис. 7.1

поля. С этим явлением связан резкий рост обратного тока, называемый лавинным пробоем. Пусть начальный дырочный ток на левой границе p-n перехода (рис. 7. а) при $x = 0$ равен I_{p0} , а начальный ток электронов на правой границе при $x = d - I_{n0}$.

Вследствие ударной ионизации числодвигающихся дырок растет слева направо, а электронов – справа налево (рис. 7.1. б). Каждый носитель, пройдя слой толщины dx , создаёт αdx пар электрон-дырка (коэффициенты ионизации электронов и дырок примерно равны друг другу). Это дает приращение дырочного и электронного тока в слое dx :

$$dI_p = \alpha I dx, \quad (7.2)$$

$$dI_n = -\alpha I dx, \quad (7.3)$$

где I – полный ток в сечении x .

Если мы имеем дело с несимметричным p-n переходом, в котором, например, концентрация доноров намного больше концентрации акцепторов, то можно считать, что начальный дырочный ток будет много больше начального электронного тока и лавинное умножение вызвано дырками, приходящими из n-области. Интегрируя (7.2) в пределах $0 - d$, получим:

$$I_p(d) - I_p(0) = I \int_0^d \alpha dx. \quad (7.4)$$

В рассматриваемом случае $I_p(d) \gg I_p(0) > I_{n0}$, поэтому $I_p(d) \sim I$, т.е.

$$1 - I_p(0)/I = \int_0^d \alpha dx, \quad (7.5)$$

или, иначе,
$$M_p = I/I_p(0) = (1 - \int_0^d \alpha dx)^{-1}. \quad (7.6)$$

Параметр M_p называется *коэффициентом лавинного умножения* (для того случая, когда этот процесс начинают дырки).

Аналогично можно ввести коэффициент лавинного умножения и в том случае, когда этот процесс начинают электроны:

$$M_n = I/I_{no}, \quad I_{no} \gg I_{po}. \quad (7.7)$$

Принято считать, что лавинный пробой наступает при таком обратном напряжении, когда M_n и M_p обращаются в бесконечность.

Последнее возможно, если

$$\int_0^d \alpha dx = 1. \quad (7.8)$$

Коэффициенты ионизации α зависят от напряженности электрического поля, распределение которого в переходе можно найти из уравнения Пуассона. Таким образом, по (7.8) можно определить ширину перехода, при которой наступает пробой, а затем по известному распределению напряженности поля вычислить напряжение пробоя.

7.2. Пролетный режим работы ЛПД (ИМРАТТ)

Ниже будет рассмотрена $n^+ - p - i - p^+$ структура (диод Рида), так как физические процессы в этом диоде наиболее четко разделены.

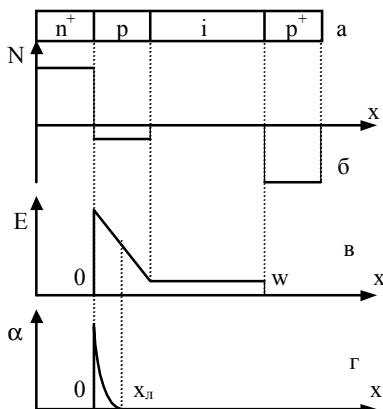


Рис. 7.2

Распределение концентрации примесей в структуре показано на рис. 7.2 а, б. Концентрация примесей в n^+ и p^+ -областях много больше, чем в p -области, а в i -области близка к собственному полупроводнику.

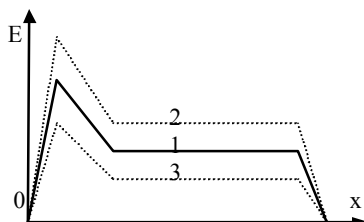


Рис. 7.3

Напряженность электрического поля E линейно уменьшается в p -области и остается постоянной в i -области (рис. 7.2в). Вследствие сильной зависимости от E значение коэффициента ионизации α будет изменяться по x более резко, чем E (рис. 7.2г). Условие лавинного пробоя означает, что

$$\int_0^{x_{\text{л}}} \alpha dx = 1. \quad (7.9)$$

Слой от 0 до $x_{\text{л}}$ называется *слоем умножения*, а слой от $x_{\text{л}}$ до границы p^+ -области – *слоем дрейфа*. В слое умножения в основном заканчиваются процессы лавинного умножения носителей заряда, а в слое дрейфа умножения уже нет, но напряженность поля здесь еще достаточна для того, чтобы скорость носителей заряда была равна скорости насыщения. В условиях усиления или генерации СВЧ колебаний на ЛПД, кроме постоянного напряжения, имеется и синусоидальное. Если пренебречь влиянием объемного заряда, то напряженность переменного поля будет одинаковой во всех точках слоев дрейфа и умножения. На рис. 7.3 показано распределение результирующего поля в ЛПД для случаев, когда переменное поле проходит через нуль (1), максимум (2) и минимум (3). Возможность усиления объясняется с помощью пространственно-временной диаграммы (рис. 7.4).

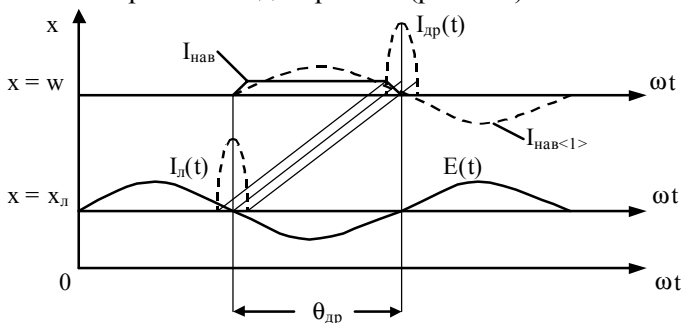


Рис. 7.4

Во всем пространстве от $x = 0$ до $x = x_{\text{л}}$ существует переменное поле $E(t)$. На рис. 7.4 оно изображено при $x = x_{\text{л}}$ в начале слоя дрейфа. Как будет показано ниже, при достаточно большой амплитуде напряженности поля лавинный пробой приводит здесь к образованию короткого сгустка носителей заряда, который на чет-

верть периода запаздывает от максимума поля. Этому сгустку соответствует короткий импульс лавинного тока $I_d(t)$ на границе $x = x_d$ между слоями умножения и дрейфа. Далее этот сгусток движется в слое дрейфа, пока не достигнет его границы $x = w$ при угле пролета $\theta_{др}$. Если $\theta_{др} < \pi$, то носители заряда в сгустке все время летят в тормозящем полупериоде поля и отдают ему свою кинетическую энергию, обеспечивая усиление поля.

На рис. 7.4 изображена также кривая наведенного тока $I_{нав}(t)$, созданного движением сгустка от $x = x_d$ до $x = w$. Первую гармонику этого тока можно определить разложением в ряд Фурье. В идеальном случае (угол пролета равен π) она находится в противофазе с полем. По амплитуде первой гармоники наведенного тока можно найти мощность, передаваемую сгустком носителей заряда электрическому полю.

Ток проводимости в слое умножения

Запишем уравнения непрерывности для слоя умножения:

$$S \partial p / \partial t = -(1/e) \partial I_p / \partial x + S \alpha V(n + p),$$

$$S \partial n / \partial t = (1/e) \partial I_n / \partial x + S \alpha V(n + p), \quad (7.10)$$

где V – скорость электронов и дырок, n и p – их концентрации, S – площадь поперечного сечения, I_n и I_p – электронный и дырочный токи.

Левая часть уравнений есть изменение за 1 секунду числа носителей в слое сечения S и длиной l см. Первое слагаемое правой части учитывает изменение числа носителей вследствие прохождения тока, второе – ударную ионизацию.

В слое умножения ток вызван дрейфовым движением носителей заряда в пренебрежении процессом диффузии. Это можно записать как

$$I = I_n + I_p = SeV(n + p), \quad (7.11)$$

$$\partial p / \partial t = (1/SeV) \partial I_p / \partial t, \quad \partial n / \partial t = (1/SeV) \partial I_n / \partial t. \quad (7.12)$$

Подставляя (7.11) и (7.12) в (7.10), получим:

$$(1/V) \partial I_p / \partial t = - \partial I_p / \partial x + \alpha I,$$

$$(1/V) \partial I_n / \partial t = \partial I_n / \partial x + \alpha I. \quad (7.13)$$

В (7.13) складываем оба уравнения:

$$(1/V) \partial I / \partial t = 2\alpha I + \partial I_n / \partial t - \partial I_p / \partial t \quad (7.14)$$

и принимаем допущение, что $I = \text{const}$, т.е. $\partial I / \partial t = dI/dt$.

Поскольку скорость носителей равна скорости насыщения, то время пролета слоя умножения можно определить как

$$\tau_{л} = x_{л}/V_{н} . \quad (7.15)$$

Интегрирование (7.14) в пределах $0 - x_{л}$ дает:

$$\tau_{л} dI/dt = 2I \int_0^{x_{л}} \alpha dx + [I_p(0) - I_n(0)] - [I_p(x_{л}) - I_n(x_{л})]. \quad (7.16)$$

Поскольку $I_p(x) + I_n(x) = I = \text{const}$, то

$$\begin{aligned} I_p(x_{л}) - I_n(x_{л}) &= I - 2I_n(x_{л}), \\ I_p(0) - I_n(0) &= 2I_p(0) - I. \end{aligned} \quad (7.17)$$

Таким образом, из (7.16) и (7.17) следует:

$$(\tau_{л}/2)dI/dt = I \left[\int_0^{x_{л}} \alpha dx - 1 \right] + I_T, \quad (7.18)$$

где $I_T = I_p(0) + I_n(0)$ – тепловой ток носителей при входе в слой умножения.

Обычно вводят среднее значение α_{cp} :

$$\alpha_{\text{cp}} = (1/x_{л}) \int_0^{x_{л}} \alpha dx . \quad (7.19)$$

Тогда (7.19) можно переписать:

$$(\tau_{л}/2)dI/dt = I(\alpha_{\text{cp}} x_{л} - 1) + I_T . \quad (7.20)$$

Поскольку при достаточно большом лавинном умножении тепловым током можно пренебречь, то окончательно:

$$dI/dt = 2I(\alpha_{\text{cp}} x_{л} - 1)/\tau_{л} . \quad (7.21)$$

Рассмотрим режим малых амплитуд переменной составляющей напряженности электрического поля. Постоянную составляющую при этом примем равной $E_{\text{кр}}$, достаточному для лавинного пробоя.

$$\begin{aligned} E &= E_{\text{кр}} + E_{л} e^{i\omega t}, \quad E_{л} \ll E_{\text{кр}}, \\ \alpha_{\text{cp}} &= \alpha_0 + \alpha_{л} e^{i\omega t}, \quad \alpha_{л} \ll \alpha_0, \\ I &= I_0 + I_{л} e^{i\omega t}, \quad I_{л} \ll I_0 . \end{aligned} \quad (7.22)$$

В первом приближении

$$\begin{aligned} \alpha_{л} &= (d\alpha/dE)E_{л} = \alpha' E_{л}, \\ \alpha_{\text{cp}} x_{л} &= \alpha_0 x_{л} + \alpha' E_{л} x_{л} e^{i\omega t}. \end{aligned} \quad (7.23)$$

По условию лавинного пробоя $\alpha_0 x_{л} = 1$, поэтому:

$$\alpha_{\text{cp}} x_{л} = 1 + \alpha' E_{л} x_{л} e^{i\omega t}. \quad (7.24)$$

Подставляя (7.24) и (7.22) в (7.21) и пренебрегая членами второго порядка малости, получим:

$$I_{\text{л}} = 2I_0 x_{\text{л}} E_{\text{л}} / i\omega\tau_{\text{л}}. \quad (7.25)$$

Если ширина слоя умножения сравнительно мала, то напряженность переменного электрического поля практически одинакова по всему слою, и для падения потенциала в слое можно записать:

$$U_{\text{л}} = E_{\text{л}} x_{\text{л}}, \quad (7.26)$$

т.е.
$$I_{\text{л}} = U_{\text{л}} / i\omega L_{\text{л}}, \quad L_{\text{л}} = \tau_{\text{л}} / 2I_0 \alpha'. \quad (7.27)$$

Величина $L_{\text{л}}$ названа *индуктивностью лавины*, так как ток лавины отстает от напряжения на 90° . Специальное решение (7.21) показывает, что и при увеличении амплитуды переменного напряжения и импульсном характере сигнала положение максимума тока остается прежним, т.е. слой лавинного умножения можно рассматривать как источник импульсов тока, запаздывающих на четверть периода по отношению к максимальному значению напряжения в слое.

Ток смещения в слое умножения

$$I_{\text{см}} = \epsilon S (\partial E / \partial t) = i\omega C_{\text{л}} U_{\text{л}}, \quad C_{\text{л}} = \epsilon S / x_{\text{л}}. \quad (7.28)$$

Полный ток слоя:

$$I_{\text{полн}} = I_{\text{л}} + I_{\text{см}} = U_{\text{л}} (1/i\omega L_{\text{л}} + i\omega C_{\text{л}}). \quad (7.29)$$

Полное сопротивление слоя:

$$Z_{\text{л}} = U_{\text{л}} / I_{\text{л}} = 1/i\omega C_{\text{л}} (1 - \omega_{\text{л}}^2 / \omega^2), \quad (7.30)$$

где величина $\omega_{\text{л}} = (L_{\text{л}} C_{\text{л}})^{-1/2}$ называется *лавинной частотой*.

С учетом (7.15), (7.27) и (7.28) получим:

$$f_{\text{л}} = \omega_{\text{л}} / 2\pi = (1/2\pi) (2J_0 \alpha' / V_{\text{н}} / \epsilon)^{1/2}, \quad J_0 = I_0 / S. \quad (7.31)$$

Лавинная частота пропорциональна корню из плотности тока J_0 и производной α' коэффициента ионизации от напряженности поля.

Ток проводимости в слое дрейфа

В слое дрейфа постоянная составляющая напряженности электрического поля меньше критического значения $E_{\text{кр}}$, но еще достаточна для того, чтобы скорость носителей была равна скорости насыщения. При постоянной скорости носителей ток проводимости в любом сечении x в момент t равен току в начале слоя дрейфа в момент $t - \tau_x$, где τ_x – время пролета до сечения x :

$$I_{\text{др}}(x, t) = I_0(0, t - \tau_x). \quad (7.32)$$

Переменная составляющая тока проводимости

$$I_{др}(x, t) = I_{л} \exp(-i\omega\tau_x) \exp(i\omega t). \quad (7.33)$$

Наведенный ток, создаваемый в слое дрейфа:

$$I_{нав}(t) = (w - x_{л})^{-1} \int_0^{w-x_{л}} I_{конв}(x, t) dx. \quad (7.34)$$

С учетом (8.33) получим:

$$I_{нав}(t) = [I_{л}/i\omega\tau_{др}] [1 - \exp(-i\omega\tau_{др})] \exp(i\omega t), \quad (7.35)$$

где $\tau_{др} = (w-x_{л})/V_n$.

Комплексная амплитуда наведенного тока:

$$I_{нав} = [I_{л}/i\omega\tau_{др}] [1 - \exp(-i\omega\tau_{др})]. \quad (7.36)$$

Емкостной ток слоя дрейфа:

$$I_{емк} = i\omega C_{др} U_{др}. \quad (7.37)$$

Полный ток слоя дрейфа:

$$I_{полн} = [I_{л}/i\omega\tau_{др}] [1 - \exp(-i\omega\tau_{др})] + i\omega C_{др} U_{др}. \quad (7.38)$$

Из (7.29), (7.30) можно найти связь $I_{полн}$ с $I_{л}$:

$$\beta = I_{л}/I_{полн} = [1 - \omega^2/\omega_{л}^2]^{-1}, \quad (7.39)$$

а из (7.40) – полное сопротивление слоя дрейфа:

$$Z_{др} = U_{др}/I_{полн} = (1/i\omega C_{др}) \{1 - (\beta/i\omega\tau_{др}) [1 - \exp(-i\omega\tau_{др})]\}. \quad (7.40)$$

После преобразования (7.40) сводится к виду:

$$Z_{др} = R_{др} + i X_{др}, \quad (7.41)$$

где

$$R_{др} = (\beta/\omega C_{др}) (1 - \cos\theta_{др})/\theta_{др}, \quad (7.42)$$

$$X_{др} = (1/\omega C_{др}) (\beta - \sin\theta_{др})/\theta_{др}. \quad (7.43)$$

При $\omega > \omega_{л}$ $\beta < 0$ и активное сопротивление слоя дрейфа отрицательно. Наибольшее значение модуля $R_{др}$ достигается при $\theta_{др} = \pi$. Из этого условия, с учетом $x_{л} \ll w$, можно определить *пролетную частоту*, соответствующую оптимальному режиму работы ЛПД:

$$f_{пр} = \omega_{пр}/2\pi = 1/2\tau_{пр} = V_n/w. \quad (7.44)$$

(При $w \sim 5$ мкм и $V_n \sim 10^7$ см/с это соответствует ~ 20 ГГц.)

Наличие отрицательного сопротивления позволяет использовать ЛПД в режимах усиления (УЛПД) и генерации (ГЛПД) СВЧ колебаний.

7.3. Параметры и характеристики генераторов и усилителей на ЛПД в пролетном режиме

На ЛПД можно создавать как генераторы, так и усилители СВЧ. В обоих случаях ЛПД включен в колебательную систему, и усиление или генерация СВЧ колебаний объясняется отрицательным сопротивлением ЛПД. Модуль этого сопротивления зависит от тока ЛПД, и поэтому в генераторах на ЛПД при заданном сопротивлении потерь существует минимальный пусковой ток, с которого начинается генерация. При токах, меньших пускового, обеспечивается только усиление.

Простейшая схема ГЛПД показана на рис. 7.5 ; УЛПД – на рис. 7.6.

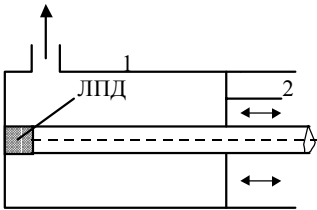


Рис. 7.5

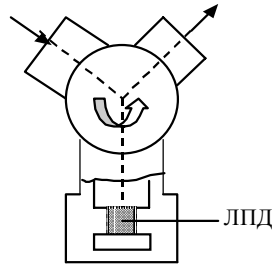


Рис. 7.6

Схема ГЛПД содержит коаксиальный резонатор 1, перестраиваемый с помощью поршня 2, и ЛПД, помещенный между центральным проводником резонатора и его торцом. Схема УЛПД представляет собой регенеративный усилитель отражательного типа. Источник сигнала и нагрузка включены в два плеча волноводного циркулятора. К третьему плечу присоединена колебательная система с ЛПД. Усиление сигнала происходит в результате его взаимодействия с колебательной системой, имеющей отрицательную добротность.

Выходная мощность и электронный КПД ГЛПД

Примем упрощение, что напряжение на ЛПД синусоидальное, импульсы лавинного тока короткие, а угол пролёта в слое дрейфа равен оптимальному. Если I_0 – среднее значение наведенного тока, то амплитуда его первой гармоники в ряде Фурье равна

$$I_1 = 4I_0/\pi . \quad (7.45)$$

Мощность СВЧ колебаний в слое дрейфа

$$P = 0,5I_1 U_{др1} \sim 0,25I_1 U_0 = I_0 U_0 / \pi. \quad (7.46)$$

Тогда для электронного КПД получим оценку

$$\eta_0 = P/P_0 \sim 1/\pi, \quad (7.47)$$

что весьма близко к лучшим экспериментальным результатам, полученным для ЛПД из арсенида галлия. Обычно в непрерывном режиме электронный КПД ГЛПД составляет примерно 20 %, при мощности генерируемых колебаний (в сантиметровом диапазоне) – 3–5 Вт. В импульсном режиме получены мощности до 50 Вт при КПД 10 %.

ЛПД нашли применение в усилителях промежуточных каскадов. Во входных каскадах их стараются не применять вследствие высокого уровня шума (20–30 Дб). Высокий уровень шума позволяет использовать ЛПД в генераторах шума. Эти генераторы просты, имеют большую плотность шума и выгодно отличаются от электровакуумных генераторов шума.

В заключение следует отметить существование аномально-го режима работы ЛПД – *режима с захваченной плазмой (TRAPPAT)*.

В режиме TRAPPAT в электронно-дырочном переходе создаются условия, когда фронт лавинного умножения движется со скоростью, в несколько раз превышающей скорость насыщения. В результате этого в переходе очень быстро образуется электронно-дырочная плазма, снижающая напряжение на переходе. Скорость носителей уменьшается, а время пролета увеличивается (захваченная плазма). Последнее приводит к снижению частоты генерации в несколько раз по сравнению с пролетным режимом работы ЛПД (IMPAT), однако, достоинством режима TRAPPAT является снижение потребляемой мощности вследствие уменьшения напряжения на диоде.

КПД в этих приборах достигает 50 %, а выходная мощность в непрерывном режиме (сантиметровый диапазон) увеличивается до 10 Вт, в импульсном режиме – до 150 Вт.

Контрольные вопросы по теме

1. Объясните лавинное умножение носителей заряда в p-n переходе.
2. Объясните пролетный режим работы ЛПД.
3. Объясните параметры и характеристики ГЛПД и УЛПД.

ТЕМА 8

ДИОДЫ ГАННА

8.1. Неустойчивость объемного заряда

Диоды Ганна (*приборы с объемной неустойчивостью*) – полупроводниковые приборы, в которых для генерации и усиления СВЧ колебаний используется отрицательная дифференциальная подвижность носителей заряда и его объемная неустойчивость.

Рассмотрим особенности арсенида галлия, для которого был впервые обнаружен и обоснован этот эффект. На рис. 8.1 показана связь энергии электронов ϵ с волновым числом k в валентной зоне и зоне проводимости арсенида галлия (k отложено в единицах π/a , где a – постоянная кристаллической решетки).

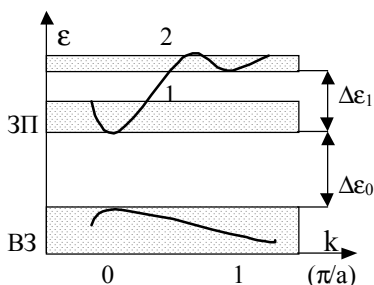


Рис. 8.1

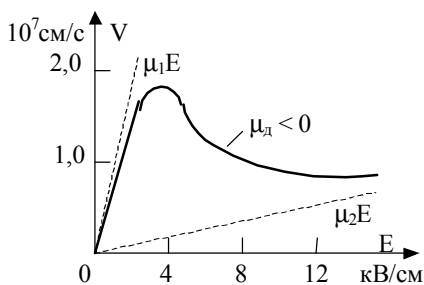


Рис. 8.2

Зависимость ϵ от k в зоне проводимости имеет два минимума, или долины (строго говоря, минимумов семь, но эту сложную схему при рассмотрении заменяют эквивалентной двухдолинной моделью). Интервал энергии между минимумами в долинах $\Delta\epsilon_1 = 0,36$ эВ. Ширина запрещенной зоны $\Delta\epsilon_0 = 1,4$ эВ. Поскольку волновое число определяет импульс частицы ($P = \hbar k$), то наличие двух долин эквивалентно появлению в зоне проводимости двух подзон, отличающихся друг от друга подвижностью и эффективной массой электронов. Эффективная масса электрона есть коэффициент пропорциональности между внешней силой и ускорением электрона и введена для того, чтобы учитывать совместное действие внешнего поля с периодическим полем пространственной решетки кри-

галла. Установлено, что эффективная масса в первой долине значительно меньше, чем во второй:

$$m_{\text{эф1}} = 0,07 m, \quad m_{\text{эф2}} = 1,2 m,$$

где m – масса свободного электрона. Подвижность у «тяжелых» электронов, соответственно, оказывается значительно меньше, чем у «легких»: $\mu_2 = 100 \text{ см}^2/\text{Вс}$, $\mu_1 = 5000 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Соотношение концентраций электронов в долинах:

$$n_2/n_1 = (m_{\text{эф2}}/m_{\text{эф1}})^{3/2} \exp(-\Delta\varepsilon_1/kT). \quad (8.1)$$

В нормальных условиях (комнатная температура, отсутствие сильного внешнего поля) $n_2/n_1 < 10^{-4}$, поэтому все электроны находятся в первой долине. Однако это соотношение сильно изменяется, если в кристалле создано сильное электрическое поле, увеличивающее среднюю кинетическую энергию электронов, что эквивалентно увеличению температуры электронов по сравнению с температурой решетки. (Такие электроны называют *горячими электронами*.) При напряженности внешнего электрического поля большей некоторого критического значения $E_{\text{п}} \sim 3 \text{ кВ/см}$ основная часть электронов переходит из первой долины во вторую. Переход из первой долины во вторую сопровождается потерей скорости электронов, что эквивалентно появлению отрицательной дифференциальной подвижности этих носителей (рис. 8.2). Как будет показано ниже, наличием эффекта отрицательной подвижности носителей заряда и объясняется работа диодов Ганна.

Доменная неустойчивость (эффект Ганна)

В 1963 году Дж.Ганн экспериментально обнаружил, что в образцах арсенида галлия с n-проводимостью при напряженностях внешнего электрического поля порядка 3 кВ/см и более появляются колебания тока с периодом, примерно равным времени пролета электронов в образце. Это явление, названное *эффектом Ганна*, объясняется только что рассмотренным влиянием поля на подвижность носителей.

Специальные исследования показали, что междолинный переход электронов происходит не по всей длине образца GaAs, а лишь в его некоторой узкой области, где имеется неоднородность концентрации примеси или флуктуация напряженности электрического поля.

Предположим, что на некотором участке с протяженностью δ (рис. 8.3а) концентрация донорной примеси несколько меньше, чем в остальной части образца (обычно такой участок создается искусственно вблизи электрода). Вследствие повышенного сопротивления на этом участке создается большая, чем в остальной части образца, напряженность электрического поля (рис. 8.3б). Пусть внешнее поле подобрано так, что на участке δ его локальная напряженность несколько выше, а вне δ – несколько ниже порогового значения $E_{\text{п}}$.

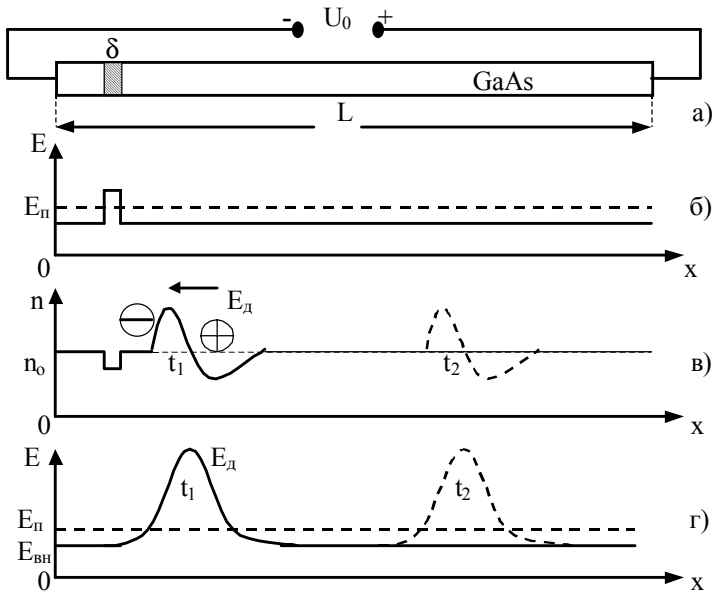


Рис. 8.3

Вследствие выполнения условия $E > E_{\text{п}}$ на участке δ начнется междолинный переход электронов с уменьшением их дрейфовой скорости. Электроны, совершившие переход во вторую долину, отстают от электронов, оставшихся в первой долине. В результате в левой части участка (рис. 8.3в) появляется избыток электронов (отрицательный объемный заряд), а в правой – их недостаток (положительный объемный заряд), поскольку совершившие переход электроны не успевают скомпенсировать пустые электронные орбиты донорных ионов.

Образуется двойной электрический слой объемного заряда, называемый *электрическим доменом*. В целом домен электрически нейтрален и движется в образце в направлении движения электронов (вправо) со скоростью, равной скорости насыщения. На рис. 8.3в изображено положение домена в различные моменты времени t_1 и t_2 . Образование домена приводит к увеличению локальной напряженности электрического поля на движущемся участке домена (рис. 8.3г) и, как следствие – к его уменьшению в остальной части образца до уровня, ниже порогового, что мешает образованию нового домена. Таким образом, в образце движется только один домен, образовавшийся на участке δ . Следующий домен начнет формироваться и двигаться по образцу только после того, как первый домен поглотится на аноде и в образце восстановится первоначальное распределение электрического поля (рис. 8.3б).

Как уже отмечалось выше, в однородном образце домен возникает вблизи катода, поэтому время его движения в образце:

$$T_0 = L / V_n. \quad (8.2)$$

Время T_0 называется *временем пролета доменов в образце*. Оно определяет периодичность прихода доменов к аноду и, следовательно, период импульсов тока во внешней цепи. При коротких образцах GaAs можно получить колебания СВЧ диапазона ($L = 5$ мкм, $V_n = 10^7$ см/с, $T_0 = 5 \cdot 10^{-11}$ с, $f = 20$ ГГц).

Волны объемного заряда

Отрицательная дифференциальная подвижность носителей заряда может привести к появлению еще одного эффекта объемной неустойчивости: возникновению нарастающих волн объемного заряда.

В образце, подчиняющемся закону Ома, любые флуктуации заряда с течением времени изменяются по закону:

$$Q(t) = Q_0 \exp(-t/t_m), \quad (8.3)$$

где Q_0 – флуктуация заряда в момент времени $t = 0$, $t_m = \epsilon / en_0 \mu_d$ – характерное время, называемое *временем максвелловской релаксации*, $\mu_d = dV/dE$ – дифференциальная подвижность носителей заряда.

Действительно, из уравнения непрерывности

$$\operatorname{div} \mathbf{I} + dQ/dt = 0$$

для одномерного случая следует:

$$dQ/dt + d(en_0 V)/dx = dQ/dt + en_0(dV/dE)(dE/dx) = \\ = dQ/dt + (en_0 \mu_d / \epsilon) Q = 0 \Rightarrow dQ/Q = - dt/t_m .$$

Если $E > E_n$, то $\mu_d < 0 \Rightarrow t_m < 0$. Следовательно, возникшая флуктуация заряда с течением времени будет нарастать по экспоненциальному закону, приводя к объемной неустойчивости.

Условие существования домена

Домен успевает сформироваться, если время T_0 пролета электронов больше характерного времени t_m :

$$T_0 = L / V_n > \epsilon / en_0 | \mu_d |^m . \quad (8.4)$$

Обычно это условие записывают в виде:

$$n_0 L > \epsilon / en_0 | \mu_d | = (n_0 L)_1 . \quad (8.5)$$

Таким образом, необходимым условием существования домена является достаточная концентрация электронов при выбранной длине образца. Если $n_0 L$ велико, то даже незначительное превышение E над пороговым значением приводит к образованию домена. Если $n_0 L$ мало, то домен не образуется при любом значении E . Исследование этого вопроса выявило следующую зависимость E_n от $n_0 L$ (рис. 8.4):

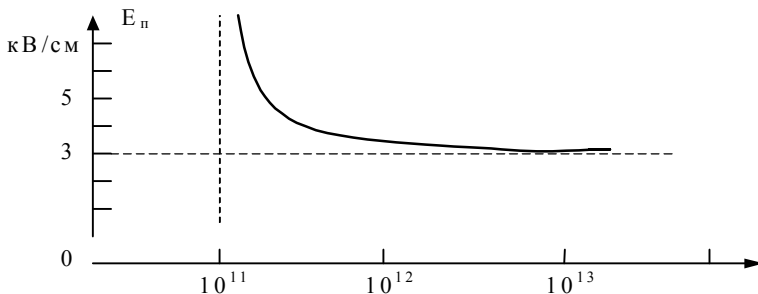


Рис. 8.4

При $n_0 L > (n_0 L)_1 = 5 \cdot 10^{11} (\text{см})^{-2}$ E_n практически не зависит от $n_0 L$.

Условие (8.5) можно считать условием существования пролетного режима, в котором частота следования доменов определяется временем пролета:

$$f = 1/T_0 = V_n / L = f_{\text{пр}} . \quad (8.6)$$

Используя (8.5), соотношение (8.6) можно записать как:

$$n_0 / f > 2 \cdot 10^5 \text{с} \cdot \text{см}^{-3} . \quad (8.7)$$

Последняя запись удобна для расчета генераторов.

В образцах с $n_0L < 5 \cdot 10^{11}(\text{см})^{-2}$ нет доменов, но могут существовать волны объемного заряда, которые используются для усиительного режима. Исследование этого вопроса показало, что существование нарастающих волн объемного заряда еще возможно, если:

$$n_0L > 10^{10}(\text{см})^{-2}. \quad (8.8)$$

Во всех остальных случаях дифференциальное сопротивление образца положительно на всех частотах и усиление невозможно.

8.2. Генераторы на диодах Ганна

Вольт-амперная характеристика диода Ганна

Доменные режимы генераторов на диодах Ганна характеризуются наличием сформировавшихся доменов,двигающихся через полупроводниковый образец. При этом необходимо учитывать влияние колебательной системы (нагрузки) на физические процессы в диоде, так как в режиме генерации на нем, кроме постоянного, имеется еще переменное напряжение. Для сравнения различных доменных режимов воспользуемся понятием вольт-амперной характеристики (рис. 8.5).

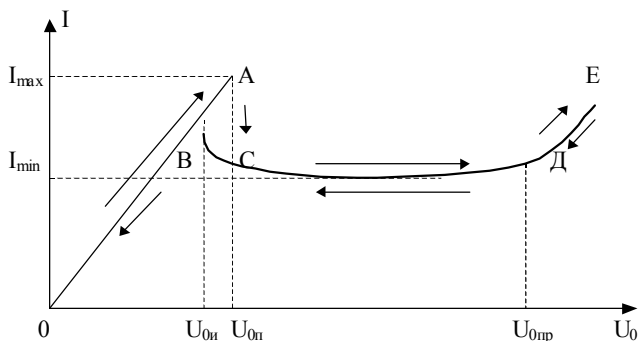


Рис. 8.5

При напряжении на образце, меньшем порогового значения $U_{0п}$ (участок OA), вольт-амперная характеристика линейна, так как ток пропорционален скорости электронов, а напряженность поля – напряжению на образце. После образования домена при $U_0 > U_{0п}$ ток скачкообразно переходит от значения I_{max} до I_{min} , что связано с уменьшением поля в остальной части образца. При дальнейшем

росте U_0 , когда напряженность поля в GaAs становится больше 150 кВ/см, в области домена начнется лавинный пробой, приводящий к росту тока (участок DE). При дальнейшем снижении напряжения от $U_{окр}$ до $U_{оп}$ изменение тока соответствует участку кривой DCB. Однако при $U_{оп}$ домен не исчезнет, а существует далее до напряжения $U_{он}$ (напряжения исчезновения). Перед исчезновением домена скорость электронов и напряженность поля вне его примерно соответствуют точке минимума D. При этом в образце течет минимальный ток, мало изменяющийся при снижении напряжения от $U_{оп}$ до $U_{он}$. Последнее можно объяснить тем, что при снижении напряжения на образце одновременно уменьшаются поле в домене и его протяженность, и следовательно, падение напряжения на домене. Напряженность поля вне домена и ток остаются практически постоянными, пока напряжение на приборе не станет меньше напряжения исчезновения домена $U_{он}$. Таким образом, наблюдается гистерезис: напряжение возникновения домена больше напряжения исчезновения ($U_{оп} > U_{он}$). Если $U_0 < U_{он}$, то произойдет увеличение тока, а при дальнейшем уменьшении напряжения ток определяется начальным участком OA.

Вольт-амперная характеристика прибора при большом напряжении U_0 ограничена лавинным пробоем. Опасность начала ударной ионизации в домене при напряженностях поля более 150 кВ/см определяет максимально возможное значение n_0L . Найдено, что при

$$n_0L > 10^{14} \text{см}^2 \quad (8.9)$$

прибор работает неустойчиво из-за появления лавинного пробоя. Это условие ограничивает длину образца при заданной концентрации и концентрацию при заданной длине.

Доменные режимы работы генераторов на диодах Ганна

Пролетный режим. Обычно так называют режим работы, в котором колебательная система имеет низкую добротность. В этом случае переменное напряжение на колебательной системе мало по сравнению с постоянным напряжением и не оказывает влияния на процессы в образце из GaAs. Если постоянное напряжение превышает пороговое, то в образце возникают импульсы тока,

частота следования которых определяется временем пролета (эффект Ганна).

Частота генерации определяется по (8.6) как

$$f = 1/T_0 = V_n / L = f_{пр} ,$$

где T_0 — время пролета домена.

Условие существования пролетного режима по (8.5):

$$n_0 L > (n_0 L)_1 = 5 \cdot 10^{11} (\text{см})^2 .$$

Теоретический анализ показывает, что КПД в пролетном режиме максимален, когда $n_0 L$ составляет от одной до нескольких единиц на 10^{12} см^2 . Домен при этом занимает примерно половину длины образца, а форма тока почти синусоидальная. Обычно КПД меньше 10 %. Из-за сильной зависимости мощности и КПД от частоты пролетный режим не нашел применения в СВЧ генераторах.

Режим с задержкой образования домена. В этом режиме каждый домен возникает через некоторое время после прихода к концу образца предыдущего домена. Для получения такого режима необходимо, чтобы время пролета домена T_0 было меньше периода переменного напряжения T , задающего периодичность появления доменов. Кроме того, домен не должен исчезнуть, прежде чем дойдет до конца образца. Он может преждевременно исчезнуть в том случае, когда результирующее напряжение на образце в некоторый момент времени станет меньше напряжения исчезновения домена $U_{он}$, т.е. при

$$U_0 + U_1 \sin \omega t < U_{он} .$$

Поэтому при выбранном постоянном напряжении U_0 амплитуда U_1 ограничена.

На рис. 8.6 показаны вольт-амперная характеристика прибора и изменение напряжения на нем во времени в режиме генерации колебаний с амплитудой U_1 .

Когда напряжение достигает порогового значения $U_{он}$, возникает домен и ток уменьшается в соответствии с участком АС вольт-амперной характеристики. Далее зависимость тока от напряжения изображается участком CDN, а после прохождения напряжения через амплитудное значение – обратным движением по ветви NDCB.

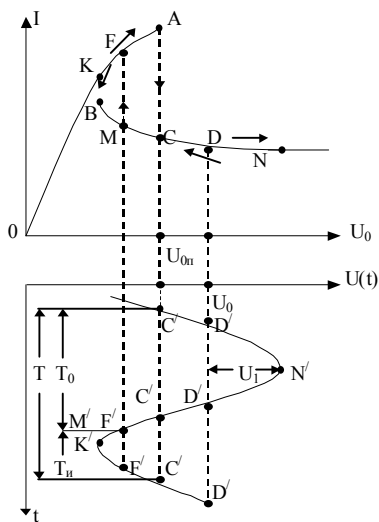


Рис. 8.6

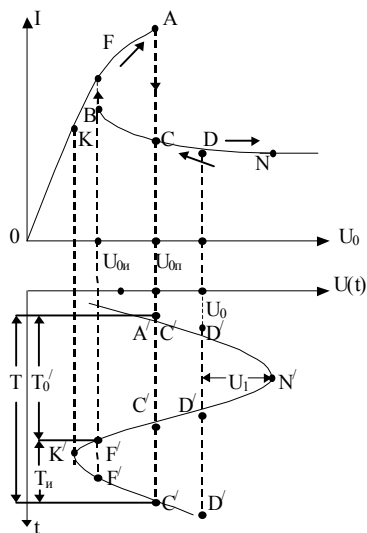


Рис. 8.7

Так как время пролета T_0 меньше периода T , то в момент прихода домена к концу образца напряжение меньше порогового (точки M, M') и домен исчезает. Следующий домен возникает только через время $T - T_0$, когда напряжение достигает снова порогового значения. В интервале $T_n = T - T_0$ (пассивная часть периода) образец эквивалентен обычному сопротивлению, и изменения тока и напряжения здесь показаны на характеристике участками FK и KFA . После этого возникает новый домен, и весь процесс повторяется.

Периодичность появления доменов определяется периодом колебаний, т.е. настройкой резонатора. При заданном времени пролета T_0 возможна механическая перестройка частоты в некотором диапазоне, зависящем от значений U_0 и U_{0n} , которые определяют отношение T к T_0 . Очевидно, что при $U_0 = U_{0n}$ $T/T_0 = 2$. Таким образом, при $U_0 = U_{0n}$ частота генератора может изменяться настройкой резонатора от пролетной частоты $f_{np} = 1/T_0$ до вдвое меньшего значения: $f_{np} > f > f_{np}/2$. Диапазон перестройки уменьшается при $U_0 > U_{0n}$.

Режим с задержкой образования домена энергетически более выгоден, чем пролетный режим, длительность импульсов тока в котором ограничивается суммой времени нарастания и

рассасывания домена. В режиме с задержкой образования домена длительность импульса может превышать эту сумму, что приводит к росту КПД. Максимальное значение КПД получается примерно при $T_{\text{и}} = T/2 = T_0$, т.е. на рабочей частоте, вдвое меньшей пролетной.

В режиме с задержкой образования домена теоретическая оценка КПД дает 25 %, а экспериментальная – 20 %.

Режим с подавлением домена. В этом режиме домен исчезает (подавляется) раньше, чем он дойдет до анода. Для этого необходимо, чтобы постоянное напряжение U_0 и амплитуда U_1 находились в таком соотношении, что в некоторый момент времени напряжение на образце станет меньше напряжения исчезновения. На рис. 8.7 этот момент смещен относительно момента возникновения домена на величину T'_0 , которую можно назвать *временем жизни домена*, или временем его существования, в отличие от времени пролета T_0 в пролетном режиме, когда домен проходит через весь образец. Следующий домен возникает лишь спустя время $T_0 - T'_0$, когда напряжение достигнет порогового значения.

Пользуясь вольт-амперной характеристикой, нетрудно определить изменение тока во времени. В интервале времени $t_{\text{и}} = T_0 - T'_0$ образец ведет себя как омическое сопротивление.

В режиме с подавлением домена время жизни домена меньше периода колебаний генератора ($T'_0 < T$). Частоту колебаний удобно сравнивать с возможной пролетной частотой, которая определяется временем пролета T_0 через образец. В нашем случае $T'_0 < T$ (домен гибнет, не доходя до конца образца). Само же время пролета может быть и больше периода колебаний, так как оно никак далее не влияет на процессы в образце. Таким образом, возможны два случая: $T'_0 < T_0 < T$ и $T'_0 < T < T_0$. Первому неравенству соответствует частота генерируемых колебаний меньше пролетной частоты образца. При $U_0 = U_{\text{он}}$ она составляет примерно $0,75f_{\text{пр}}$. Второе неравенство означает возможность получения частоты больше пролетной. Ограничение по частоте сверху связано с тем, что период колебаний не может быть меньше суммы времени формирования и исчезновения домена. Верхняя частота может в несколько раз превышать $f_{\text{пр}}$, и диапазон перестройки частоты в режиме с подавлением домена оказывается достаточно широким.

При заданном напряжении питания постоянная составляющая тока, амплитуда первой гармоники тока, выходная мощность, элек-

тронный КПД и сопротивление нагрузки зависят от амплитуды напряжения U_1 . При определенных значениях U_1 , соответствующих согласованной нагрузке генератора, КПД будет максимальным. Достоинством режима работы с подавлением домена является то, что в широком диапазоне рабочих частот мощность в нагрузке и КПД генератора при неизменном напряжении питания и нагрузке остаются постоянными.

Режим ограниченного накопления заряда и гибридный режим

Режим ограниченного накопления заряда (ОНОЗ). Название режима связано с тем, что появившийся у катода объемный заряд оказывается ограниченным и не приводит к образованию домена. Для получения такого режима период колебаний должен быть много меньше времени формирования домена. Предположим, что к образцу приложены постоянное напряжение, большее порогового значения ($U_0 > U_{on}$), и переменное напряжение с амплитудой $U_1 > (U_0 - U_{on})$, как показано на рис. 8.8.

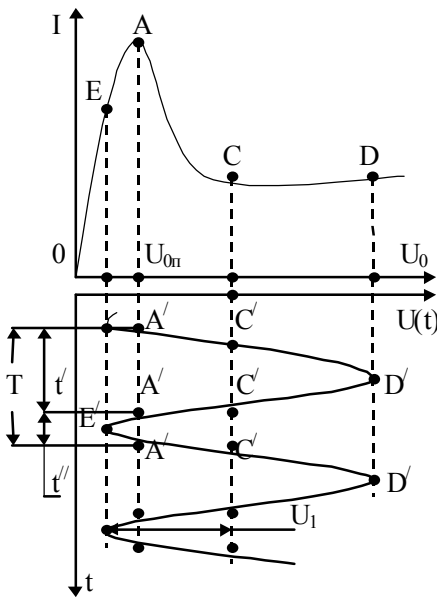


Рис. 8.8

Когда результирующее напряжение превысит U_{on} , начинает образовываться домен. Если в эту часть периода домен не успевает сформироваться (условие режима ОНОЗ), то зависимость тока от поля повторяет зависимость дрейфовой скорости от поля. При этом ток сначала уменьшается, а затем растет до значения I_{max} при $U_0 = U_{on}$. В течение этой части периода t' образец ведет себя как отрицательное сопротивление. В оставшуюся часть периода ($t'' = T - t'$) $U_0 < U_{on}$ и объемный заряд должен рассасываться. Если он не успевает исчезнуть, то за несколько

периодов накопится такой заряд, что прибор выйдет из режима ОНОЗ. В течение времени t прибор ведет себя как положительное сопротивление (поглощение мощности), а ток изменяется в соответствии с начальной ветвью вольт-амперной характеристики.

Требование, чтобы накопленный за время t заряд рассасывался за t (или t_p), ограничивает минимальное значение t_p / T , а следовательно, и минимальную амплитуду напряжения U_1 при заданном постоянном напряжении U_0 (чем меньше U_1 , тем меньше t_p). Максимальное же значение t_p определяется мощностью потерь. Мощность СВЧ, создаваемая в единице объема при амплитудах первой гармоники тока I_1 и напряжения $U_1 = E_1 L$, где E_1 – амплитуда напряженности поля, равна $P = 0,5 U_1 I_1$. Абсолютное значение отрицательного дифференциального образца $R = U_1^2 / 2P$, поэтому

$$PR \approx 0,58 E_1^2 L^2,$$

т.е. в режиме ОНОЗ произведение мощности на сопротивление не зависит от частоты и определяется амплитудой переменной составляющей поля в домене и длиной образца. Величина E_1 ограничена условием на время рассасывания.

Режим ОНОЗ особенно эффективен на высоких частотах, так как в нем, в отличие от других режимов, нет ограничения на время пролета, что позволяет увеличить длину образца и мощность. Однако, как уже отмечалось, имеется ограничение для частоты, связанное с тем, что на частотах более 20 ГГц зависимость дрейфовой скорости от поля заметно отличается от статической зависимости. Расчеты показывают, что максимальная частота генерации не превышает 200 ГГц. Наибольшая достигнутая частота в режиме ОНОЗ составляет 160 ГГц. Отмеченное принципиальное ограничение приводит к падению КПД с ростом частоты. Максимальное значение КПД на частоте около 20 ГГц составляет 20–25 %. Значение КПД можно несколько увеличить (до 30 %), если обеспечить получение несинусоидальной формы напряжения на приборе. Режим ОНОЗ характеризуется большой амплитудой колебаний, однако, ввод в этот режим труден. Частота колебаний в режиме ОНОЗ определяется резонатором, при этом применяют как механическую, так и электрическую перестройки с помощью варикапа.

Гибридный режим. Этот режим является промежуточным между режимами ОНОЗ и подавлением домена. Отличие от режима ОНОЗ состоит в том, что время формирования домена составляет большую часть периода, а от режима подавления – в том, что домен рассасывается, не успев полностью сформироваться.

При понижении рабочей частоты наблюдается плавный переход из режима ОНОЗ в гибридный режим, а далее из гибридного режима – в режим с подавлением домена. Таким образом можно изменять частоту в очень широком диапазоне, перекрывающем диапазоны отдельных режимов работы.

Особенности применения диодов Ганна в генераторах

Частотный диапазон, перекрываемый генераторами Ганна, очень широк и составляет 100 МГц – 150 ГГц. На частотах от 1 до 150 ГГц диоды Ганна используют в основном для создания СВЧ генераторов. Диоды Ганна включают в линии передачи и резонаторы, перестраиваемые по частоте. Коаксиально-волноводная секция с диодом Ганна, включаемая в волноводный тракт, показана на рис. 8.9.

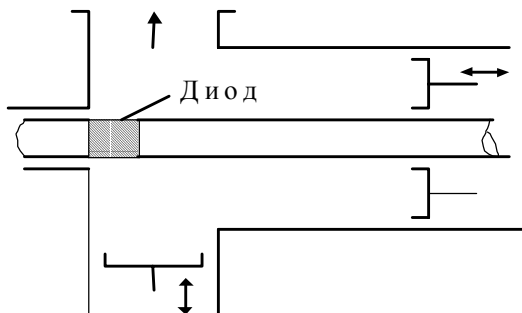


Рис. 8.9

Короткозамыкающие 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 $\eta \approx 30$ %. Мощность в непрерывном режиме достигает 0,62 Вт на частоте 12,8 ГГц при $\eta = 3\div 4$ %. В импульсном режиме

на частоте 7,0 ГГц получена мощность 2,1 кВт при $\eta = 4\%$, на частоте 100 ГГц – около 100 мВт при $\eta = 5\%$.

Генераторы на диодах Ганна перестраиваются по частоте изменением либо параметров резонаторов, либо напряжения питания. Механическую перестройку можно производить в широких пределах при условии плавного перехода из одного режима работы в другой. Кроме того, возможна перестройка с помощью 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.

В настоящее время генераторы на диодах Ганна находят применение в качестве СВЧ гетеродинов и генераторов в маломощных передатчиках в сантиметровом и миллиметровом диапазонах.

8.3. Усилители на диодах Ганна

Усилительный режим с использованием волн пространственного заряда возможен, когда параметр n_0L удовлетворяет условию

$$10^{10} \text{ см}^2 < n_0L < (n_0L)_1 \quad \text{или} \quad 10^{10} \text{ см}^2 < n_0L < 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^2.$$

Вместе с тем, существуют режимы стабильного усиления и при $n_0L > (n_0L)_1$, т.е. когда выполнено условие существования доменов. Диоды Ганна, в которых выполнено условие $n_0L > (n_0L)_1$, называют *сверхкритически легированными*. В случае выполнения условия $n_0L < (n_0L)_1$ диоды называют *субкритически легированными*.

Если n_0L лишь немного превышает $(n_0L)_1$, то устойчивость усилителя может быть обеспечена подключением к диоду положительного сопротивления. При большом значении n_0L стабилизирующим фактором может быть диффузия носителей заряда. Оказалось, что в коротких диодах Ганна при определенном законе распределения концентрации доноров N_d (рис. 8.10) устанавливается такое распределение поля, при котором у анода омического контакта образуется неподвижный домен сильного поля. Постоянство числа электронов в домене поддерживается вследствие диффузии электронов из анодного контакта. В той части

образца, где поле ниже порогового значения, сопротивление положительное, а ток меньше порогового. Усиление объясняется наличием в распределении напряженности поля падающего участка, соответствующего отрицательной дифференциальной подвижности. Необходимо, чтобы этот участок занимал возможно большую часть образца. Исследования показали, что подобные усилители теряют устойчивость при больших сигналах.

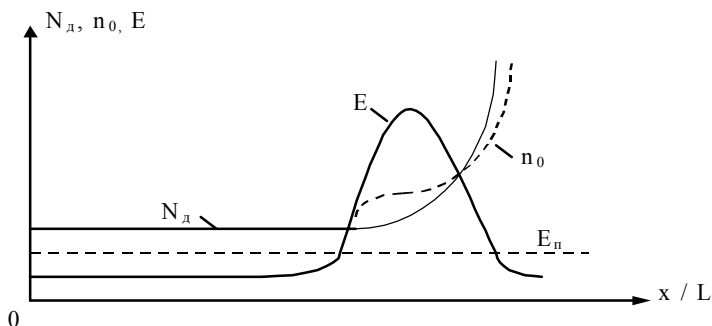


Рис. 8.10

Более перспективными из усилителей с большим значением n_0L являются усилители на диодах Ганна, имеющие узкий минимум в распределении концентрации примеси около катода (рис. 8.11). В области этого минимума напряженность поля возрастает выше порогового значения и остается постоянной в большей части образца практически до анода. В области, где поле значительно больше порогового, абсолютное значение отрицательной дифференциальной подвижности μ_d уменьшается. Следовательно, в этой области в соответствии с (8.5) увеличивается $(n_0L)_1$, что позволяет сохранить устойчивость усиления.

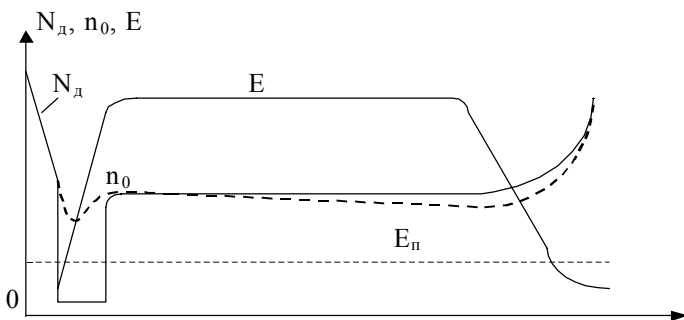


Рис. 8.11

Существует другой способ стабилизации, заключающийся в покрытии боковой поверхности образца диэлектрической пленкой с большой диэлектрической проницаемостью. Покрытие приводит к снижению напряженности электрического поля в образце, уменьшению дифференциальной подвижности носителей и, следовательно, к росту параметра n_0L .

Линейная теория позволяет получить аналитическое выражение для полного сопротивления диода Ганна с однородным распределением концентрации примеси. Активная составляющая этого сопротивления отрицательна на пролетной частоте и ее гармониках. Частотная зависимость подобна ЛПД. Однако практически удалось получить стабильное усиление только на пролетной частоте и второй гармонике.

Как уже отмечалось, длительность процесса передачи энергии от внешнего поля электронам составляет примерно 10^{-12} с. Это время определяет предельную частоту, выше которой нет отрицательного сопротивления. В реальных приборах предельную частоту ограничивает влияние размеров образца, так как для возбуждения бегущей волны необходимо, чтобы расстояние между электродами примерно равнялось половине длины волны ($L = 1$ мкм для 50 ГГц). Сверхкритически легированные диоды Ганна, работающие в режиме стабильного усиления, более предпочтительны. (Так в них для 50 ГГц $L = 2$ мкм.)

В этих диодах верхняя частота ограничивается временем установления скорости электронов, инжектированных из катода.

Сверхкритически легированные усилители уже работают на частоте 60 ГГц и выше. На рис. 8.12 показана схема конструкции однокаскадного усилителя бегущей волны пространственного заряда.

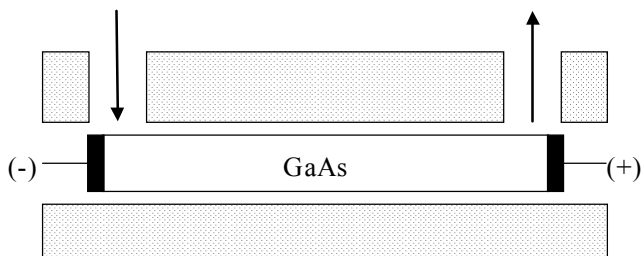


Рис. 8.12

Усилители на диодах Ганна из-за использования «горячих» электронов не могут быть малошумящими, но по сравнению с ЛПД имеют меньший коэффициент шума. При использовании в диодах GaAs коэффициент шума составляет примерно 15 дБ, в случае фосфида индия - на несколько децибел меньше.

Контрольные вопросы по теме

1. Объясните эффект неустойчивости объемного заряда.
2. Объясните доменные режимы работы генераторов на диодах Ганна.
3. Объясните режим ОНОЗ и гибридный режим.
4. Объясните особенности применения диодов Ганна в генераторах.
5. Объясните особенности применения диодов Ганна в усилителях.

Заключение

Основные направления развития электроники СВЧ в настоящее время обусловлены освоением миллиметрового и оптического диапазонов, а также переходом на новую элементную базу с повышением уровня интеграции аппаратуры. Поэтому в последние годы в электронике СВЧ наряду с электронными приборами прочное место завоевали квантовые приборы, позволившие отодвинуть верхнюю границу использования электромагнитных колебаний в радиоэлектронике от миллиметровых к ультрафиолетовым волнам. В настоящее время уже трудно провести границу между электроникой СВЧ и квантовой электроникой, и эта связь, по-видимому, будет еще больше расширяться и углубляться. (Как отмечалось во введении, квантовые приборы СВЧ в данном пособии не рассматривались в связи с тем, что им посвящен отдельный курс «Квантовая радиофизика».)

Однако наряду с развитием квантовой электроники продолжается и развитие «классических» электронных приборов СВЧ. Работы в этом направлении характеризуются улучшением основных параметров приборов: повышения мощности колебаний в генераторах и коэффициента усиления в усилителях, увеличения КПД, снижения уровня собственных шумов, расширения диапазона рабочих частот и т.д.

Среди новых мощных приборов миллиметрового диапазона следует отметить ЛБВ с выходной мощностью в импульсном режиме 1 кВт и коэффициентом усиления 50 дБ на частоте 94 ГГц, усилительного трехрезонаторного клистрона с распределенным взаимодействием с такой же выходной мощностью и коэффициентом усиления 30 дБ на частоте 95 ГГц. Активно идут разработки приборов, основанных на циклотронном резонансе. В настоящее время на гиротронах уже получена мощность излучения в непрерывном режиме 100 кВт на частоте 28 ГГц и 1 кВт на частоте 90 ГГц при КПД 95 %.

Усиленно развиваются и полупроводниковые приборы миллиметрового диапазона. Вполне понятно, что полупроводниковые приборы не могут конкурировать по мощности с электровакуумными приборами СВЧ, но иные их достоинства (малые габариты, высо-

кая надежность, низкий уровень шумов и т.д.) обеспечивают их дальнейшее широкое применение в различных областях электроники СВЧ.

Рекомендуемая литература

1. Дулин И.В. Электронные и квантовые приборы СВЧ. – М.: Энергия, 1972.
2. Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Т.1. Изд. 2-е. – М.: Высш. шк., 1970.
3. Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Т.2. Изд. 2-е. – М.: Высш. шк., 1972.
4. Тараненко В.П. Электронные и квантовые приборы СВЧ. – Киев: Вища школа, 1974.
5. Кацман Ю.А. Приборы сверхвысоких частот. Т.2. – М.: Высш. шк., 1973.
6. Андрушко Л.М., Федоров Н.Д. Электронные и квантовые приборы СВЧ. – М.: Радио и связь, 1981.
7. Рычков Ю.М. Прикладная электродинамика. – Гродно: ГрГУ, 1998.
8. Рычков Ю.М. Лабораторный практикум «Приборы сверхвысоких частот». – Гродно: ГрГУ, 1996.
9. СВЧ-полупроводниковые приборы и их применение.: Пер. с англ./ Под ред. Г.Уотсона. – М.: Мир, 1972.
10. Полупроводниковые приборы в схемах СВЧ: Пер. с англ./ Под ред. М.Хауэтса, Д.Моргана. – М.: Мир, 1979.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Тема 1. Общие сведения о приборах СВЧ	
1.1. Историческая справка	4
1.2. Основы работы электронных приборов СВЧ	5
1.3. Классификация электронных приборов СВЧ	8
1.4. Основные параметры приборов СВЧ	9
Тема 2. Триоды и тетроды СВЧ	
2.1. Полный ток в промежутке между электродами и во внешней цепи электровакуумных приборов	11
2.2. Работа триода на СВЧ	13
Тема 3. Клистроны	
3.1. Двухрезонаторный усилительный клистрон	17
3.2. Многорезонаторный усилительный клистрон	22
3.3. Отражательный клистрон	24
Тема 4. Лампы бегущей и обратной волны типа О	
4.1. Лампа бегущей волны типа О	30
4.2. Лампа обратной волны типа О	37
4.3. Гибридные приборы типа О	41
Тема 5. Приборы типа М	
5.1. Движение электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях	44
5.2. Лампа бегущей волны типа М (ЛБВМ)	50
5.3. Лампа обратной волны типа М (ЛОВМ)	53
5.4. Многорезонаторный магнетрон	57

5.5. Митрон	61
5.6. Платинотрон	63
5.7. Приборы с циклотронным резонансом	65

Тема 6. Полупроводниковые диоды и транзисторы СВЧ

6.1. Диоды с р-п переходом	67
6.2. Туннельный диод	68
6.3. Рп-диод	69
6.4. Диод с барьером Шотки	70
6.5. Биполярные транзисторы СВЧ	71
6.6. Полевые транзисторы СВЧ	71

Тема 7. Лавино-пролетные диоды (ЛПД)

7.1. Лавинное умножение носителей заряда	73
7.2. Пролетный режим работы ЛПД (ИМРАТТ)	75
7.3. Параметры и характеристики генераторов и усилителей на ЛПД в пролетном режиме	81

ТЕМА 8. Диоды Ганна

8.1. Неустойчивость объемного заряда	83
8.2. Генераторы на диодах Ганна	88
8.3. Усилители на диодах Ганна	97

Заключение	101
------------------	-----

Рекомендуемая литература	102
--------------------------------	-----

Учебное издание

Рычков Юрий Михайлович

**ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ
СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ**

Учебное пособие

Редактор Н.П.Дудко

Сдано в набор 08.07.2002. Подписано в печать 19.08.2002.

Формат 60x84/16. Бумага офсетная №1.

Печать офсетная. Гарнитура Таймс.

Усл.печ.л. 6,8. Уч.-изд.л. 6,4. Тираж 120 экз. Заказ .

Учреждение образования «Гродненский государственный
университет имени Янки Купалы».

ЛВ №96 от 02.12.97. Ул. Пушкина, 39, 230012, Гродно.

Отпечатано на технике издательского отдела

Учреждения образования «Гродненский государственный
университет имени Янки Купалы».

ЛП №111 от 29.12.97. Ул. Пушкина, 39, 230012, Гродно.