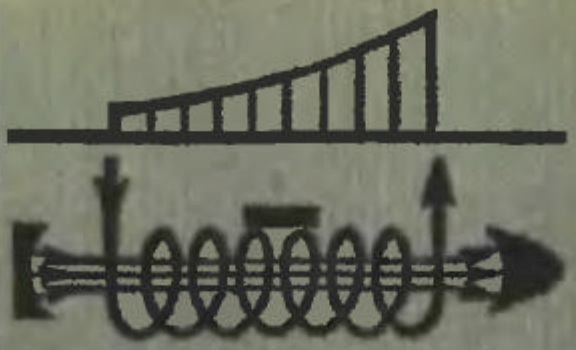
2



И. В. ЛЕБЕДЕВ

ТЕХНИКА И ПРИБОРЫ СВЧ

6ФО.31
Л33
УДК 621.385. 6(075 . 8)

Лебедев И. В.

Л33 Техника и приборы сверхвысоких частот. Т. II. Электровакуумные приборы СВЧ. Под ред. Н. Д. Девяткова. Изд. 2-е, переработ. и доп. Учебник для вузов по специальности «Электронные приборы», М., «Высшая школа», 1972.
376 с. и илл.

В книге рассматриваются физические основы электроники сверхвысоких частот и описываются основные типы современных электровакуумных приборов СВЧ: триоды, пролетные и отражательные клистроны, лампы бегущей и обратной волны типа О, генераторы и усилители М-типа, а также газоразрядные приборы СВЧ.

Книга предназначена в качестве учебника для студентов энергетических, электротехнических и радиотехнических вузов, а также может быть полезна инженерно-техническому персоналу промышленности и научно-исследовательских учреждений.

3—3—12
98—72

6Ф0.31

Рецензент — Зав. кафедрой электрофизических установок Московского инженерно-физического института, докт. техн. наук проф. Вальднер О. А.

Scan: *merkader, 2007;*
Correction, Djvuing: *merkader, 2008;*
Programs: *SkanKromsator v.5.6a; CorelPhotoPaint v.11; ForceVision v.3.35.1; DjVuSmall v.0.3.1; NameCreator v.1.0.*

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр
Предисловие ко второму изданию	5
Из предисловия к первому изданию	5
Глава первая. **Введение**	7
§ 1.1. Особенности электровакуумных приборов сверхвысоких частот	7
§ 1.2. Развитие методов генерирования и усиления колебаний СВЧ	8
Глава вторая. **Общие вопросы электроники сверхвысоких частот**	11
§ 2.1. Исходные предпосылки	11
§ 2.2. Время и угол пролета электронов	16
§ 2.3. Прохождение тока через электронные приборы при сверхвысоких частотах. Уравнение наведенного тока	22
§ 2.4. Отбор энергии от электронного потока	31
§ 2.5. Методы управления электронными потоками на сверхвысоких частотах	43
§ 2.6. Колебания в триодах с положительной сеткой Генератор тормозящего поля	48
§ 2.7 Проводимость зазора, пронизываемого электронным потоком. Монотрон и диод, генерирующий колебания	51
§ 2.8. Управление электронными потоками скоростной модуляцией	57
§ 2.9. Волны в электронных потоках	69
Глава третья. **Общие вопросы электронных генераторов и усилителей СВЧ**	75
§ 3.1. Эквивалентная схема генераторов с резонансной колебательной системой. Электронная проводимость	75
§ 3.2. Применение электронной проводимости для определения амплитуды и частоты генерируемых колебаний	78
§ 3.3. Роль внешней нагрузки в работе генераторов и усилителей СВЧ резонансного типа	86
§ 3.4. Особенности работы приборов СВЧ с нерезонансной колебательной системой	97
§ 3.5. Требования к генераторам и усилителям сверхвысоких частот	99
§ 3.6. Обзор типов генераторов и усилителей СВЧ	105
Глава четвертая. **Триоды и тетроды сверхвысоких частот**	108
§ 4.1. Общие замечания	108
§ 4.2. Электронные процессы в режиме малых амплитуд	110
§ 4.3. Особенности работы триодов СВЧ в режиме больших амплитуд	113
§ 4.4. Колебательная система триодных генераторов и усилителей СВЧ	119
§ 4.5. Вопросы конструирования триодов СВЧ	124
§ 4.6. Тетроды сверхвысоких частот	126
§ 4.7. Применение триодов и тетродов СВЧ	127
Глава пятая. **Клистроны**	129
§ 5.1. Общие вопросы	129
§ 5.2. Кинематическая теория группировки электронов при использовании преобразования методом дрейфа	131
§ 5.3. Двухрезонаторные клистронные усилители	142
§ 5.4. Двухрезонаторные клистронные генераторы и умножители частоты	149
§ 5.5. Многорезонаторные пролетные усилительные клистроны	154
§ 5.6. Типичные конструкции и параметры пролетных клистронов	168
§ 5.7 Отражательные клистроны	172

Стр.

§ 5.8. Электронная и механическая настройка отражательных клистронов 188
§ 5.9. Вопросы конструирования отражательных клистронов . . 196
§ 5.10. Применение отражательных клистронов 200
Глава шестая. **Лампы бегущей волны типа О** 204
§ 6.1. Общие вопросы. Принцип действия ЛБВ типа О 204
§ 6.2. Линейная теория усилительной ЛБВ типа О 207
§ 6.3. Влияние пространственного заряда на работу ЛБВ . . . 218
§ 6.4. Параметры и характеристики ЛБВ типа О 220
§ 6.5. Вопросы конструирования ламп бегущей волны типа О . . 232
§ 6.6. Лампы обратной волны типа О 242
§ 6.7. Типичные конструкции и параметры ламп обратной волны 252
§ 6.8. Каскадные усилители типа О 255
Глава седьмая. **Электронные приборы СВЧ со скрещенными полями** 256
§ 7.1. Магнетронные генераторы. Общие вопросы. 256
§ 7.2. Движение электронов в статическом магнетроне 257
§ 7.3. Свойства многорезонаторной колебательной системы магнетроных генераторов 265
§ 7.4. Движение электронов в пространстве взаимодействия магнетронного генератора 278
§ 7.5. Условия самовозбуждения многорезонаторного магнетрона 282
§ 7.6. К. п. д. магнетрона 288
§ 7.7. Рабочие и нагрузочные характеристики магнетронов . . . 293
§ 7.8. Вопросы конструирования магнетронов 296
§ 7.9. Импульсный режим магнетронных генераторов 306
§ 7.10. Лампы прямой и обратной волны М-типа 309
§ 7.11. Усилители М-типа с эмиттирующим отрицательным электродом. Платинотроны 319
§ 7.12. Генераторы и усилители, использующие циклотронный резонанс 332
Глава восьмая. **Газоразрядные приборы сверхвысоких частот** 338
§ 8.1. Свойства электронно-ионной плазмы при сверхвысоких частотах 338
§ 8.2. Газоразрядные антенные переключатели. Резонансные разрядники 346
§ 8.3. Вопросы конструирования резонансных разрядников . . . 354
§ 8.4. Прочие типы газоразрядных приборов СВЧ 361
Глава девятая. **Заключение** 365
Литература 369
Алфавитный указатель 372

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

За время, прошедшее после выхода в свет первого издания настоящей книги, продолжалось успешное развитие СВЧ электроники. Значительно выросла также подготовка инженеров высшими учебными заведениями.

Учитывая опыт использования первого издания этой книги, мы сочли возможным сохранить ее общую структуру также и во втором издании, предлагаемом теперь в качестве учебника. С учетом требований к объему книги сокращены разделы, посвященные ранним типам электронных приборов СВЧ. Часть материала по менее распространенным типам приборов переведена в петит. Наряду с этим более полно отражены новые приборы, получившие наиболее широкое применение в технике.

Мы полагаем, что эта книга вместе с первым томом, выпущенным вторым изданием в 1970 г. и посвященным технике СВЧ, будет способствовать улучшению подготовки специалистов для отечественной электронной техники.

Сентябрь 1969 г.

Н. Д. Девятков

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

Настоящая книга является вторым томом учебного пособия по технике и приборам СВЧ. Первый том этого пособия, вышедший из печати в 1961 г., посвящен линейным цепям сверхвысоких частот — волноводам, полым резонаторам, замедляющим системам и другим элементам техники СВЧ. Во втором томе в соответствии с вузовскими программами специальности «Электронные приборы» излагаются вопросы физики, теории и некоторые вопросы конструирования электровакуумных приборов СВЧ — триодов, пролетных и отражательных клистронов, магнетронов, ламп бегущей и обратной волны, а также газоразрядных приборов СВЧ. Имеющиеся в книге разделы, посвященные частным вопросам применения, имеют минимальный объем и служат в основном для пояснения и обоснования выбора основных параметров и конструкции соответствующих приборов. В книгу не включены также полупроводниковые и квантовые приборы СВЧ, представляющие самостоятельные научные и технические направления.

Особенностью данной книги является обсуждение в первых трех главах вопросов, являющихся общими для большинства электровакуумных приборов СВЧ. Такое изложение подчеркивает единые фи-

зические основы существующих приборов и должно обеспечить лучшее понимание принципов работы и теории вновь появляющихся приборов СВЧ. Описание основных типов приборов ведется по наиболее установившейся на практике классификации. Конечно, и в принятом изложении сходные по некоторым признакам приборы не всегда оказываются объединенными в один и тот же класс. В тексте книги по этим вопросам имеются достаточные пояснения.

Материал книги изложен в предположении, что читатель знаком не только с основами техники СВЧ, изложенными в первом томе [1], и основами электротехники и радиотехники [2—4], но и с принципами обычных электровакуумных приборов [5—6]. При изучении материала представляется полезным также ознакомление с общими принципами радиолокации [7].

Книга не является руководством для разработчиков отдельных типов приборов СВЧ. В настоящее время для углубленного изучения отдельных вопросов читатель должен обращаться к имеющейся отечественной [8—39] и иностранной [40—54] литературе, часть которой имеется в русском переводе. Особенно большую роль при этом должно играть регулярное изучение периодической литературы.

Мы полагаем, что настоящая книга, в которой систематизирован самый необходимый материал, окажет помощь студентам специальности «Электронные приборы». Книга будет полезна и для студентов смежных специальностей, а также для молодых инженеров и других работников, самостоятельно изучающих эту отрасль техники.

Октябрь 1962 г. *Н. Д. Девятков*

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ВВЕДЕНИЕ

§ 1.1 ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫХ ПРИБОРОВ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Электровакуумные приборы, предназначенные для работы в диапазоне сверхвысоких частот (СВЧ), занимают особое положение среди современных электронных и газоразрядных приборов. Большую роль в этом играет применение диапазона СВЧ в радиолокации, связи и других областях науки и техники. Вместе с тем существуют обстоятельства, принципиально отличающие электронику СВЧ от «обычной» (низкочастотной) электроники. Эти обстоятельства связаны прежде всего со специфическими свойствами диапазона сверхвысоких частот, рассмотренными в [1].

Первым важным физическим фактором, характеризующим электронику СВЧ, является *соизмеримость периода колебаний со временем пролета электронов между электродами электронного прибора*. Это время имеет в обычных лампах величину порядка 10^{-8}—10^{-9} *сек*. Следовательно, уже при частотах 10^8—10^9 *гц*, т. е. в диапазонах метровых и дециметровых волн, время пролета оказывается приблизительно равным периоду колебаний. В диапазонах сантиметровых и миллиметровых волн время пролета может превышать период колебаний на порядок и более. Электронный прибор на сверхвысоких частотах перестает быть своеобразным «безынерционным реле», каким он по существу является в классической низкочастотной электронике. Инерция электронов резко нарушает или затрудняет детектирование, усиление и генерирование колебаний и другие функции, которые успешно выполняются электровакуумными приборами на сравнительно низких частотах.

Второе основное затруднение в электронике при повышении рабочей частоты носит «схемный» характер. Для повышения резонансной частоты любой колебательной цепи необходимо уменьшать ее индуктивности и емкости. В результате этого уже на волнах метрового диапазона *индуктивности вводов лампы и междуэлектродные емкости оказываются соизмеримыми с параметрами внешней цепи*. Дальнейшее укорочение рабочей длины волны требует соответственного уменьшения внутриламповых индуктивностей и емкостей.

Трудности возрастают ввиду того, что *длина волны становится соизмеримой с геометрическими размерами внешней цепи*, а также с размерами электродов и вводов самой лампы. «Классическое» устройство электронной лампы рассчитано на то, что она включается в элек-

трическую цепь с сосредоточенными постоянными. Принципиальные недостатки, присущие таким цепям, требуют пересмотра путей конструирования электронных приборов при переходе к дециметровому и особенно к сантиметровому и миллиметровому диапазонам волн.

Одним из путей преодоления отмеченных затруднений является миниатюризация или микроминиатюризация ламп — сокращение междуэлектродных расстояний и уменьшение геометрических размеров электродов и вводов. При этом, с одной стороны, удается уменьшить время пролета электронов между электродами прибора. С другой стороны, миниатюризация позволяет уменьшить внутриламповые индуктивности и емкости, а также ослабить излучение из контура, составной частью которого является электронная лампа. Уменьшения индуктивностей можно достичь также путем использования вводов, выполненных в виде металлических дисков или цилиндров.

В результате миниатюризации и выбора более рациональной конструкции удается, не меняя принципов действия ламп, создавать приборы малой мощности, способные работать вплоть до сантиметрового диапазона длин волн. Это направление не исчерпано полностью до настоящего времени. Тем не менее, для продвижения маломощных электронных приборов в область волн короче 2—3 *см* и для получения во всем диапазоне СВЧ больших мощностей необходимо коренное изменение принципов работы сверхвысокочастотных приборов. В электровакуумных приборах СВЧ тесно переплелись физические проблемы, обусловленные инерцией электронов, с не менее важными и принципиальными проблемами электродинамики колебательных систем СВЧ.

Специфические особенности техники СВЧ привели к тому, что современный сверхвысокочастотный электровакуумный прибор, как правило, включает в себя всю колебательную систему и другие элементы, функции которых относились ранее к классической радиотехнике. Раздельное рассмотрение «лампы» как таковой и «цепи» или «схемы», существующей независимо и обособленно от «лампы», на сверхвысоких частотах оказывается совершенно неприемлемым. Поэтому разработка приборов СВЧ требует знаний не только в области физической электроники и электровакуумной технологии, но и в области волноводов, полых резонаторов и других элементов техники сверхвысоких частот.

§ 1.2. РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ГЕНЕРИРОВАНИЯ И УСИЛЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ СВЧ

Генерирование и усиление колебаний — основная проблема при освоении всякого нового диапазона частот. Принципиальные трудности, существующие в диапазоне СВЧ, придают вопросу генерирования и усиления первостепенное значение. По существу история электроники СВЧ сводится в основном к истории развития методов генерирования и усиления колебаний. Некоторое внимание уделялось и другим задачам нелинейных преобразований (детектирование, модуляция

и др.). Тем не менее, проблема генерирования и усиления до настоящего времени остается основным стержнем электроники СВЧ

Наибольший интерес для современной радиоэлектроники представляют *когерентные* колебания. Понятие когерентности в диапазоне СВЧ в своей основе не отличается от общепринятого определения, известного из физики. Когерентность — согласованное протекание во времени и в пространстве нескольких процессов. Когерентными являются два колебания, которые за время, достаточное для наблюдений, имеют постоянную разность фаз и, следовательно, одинаковые частоты.

В качестве меры когерентности можно рассматривать, например, *длину когерентности* — максимальную разность хода двух сигналов, расщепленных от одного и того же генератора, при которой возможна их интерференция. Идеально когерентный источник генерирует незатухающие колебания неизменной частоты и характеризуется бесконечно большой длиной когерентности*. Существуют и другие способы количественной оценки степени когерентности колебаний.

Основным путем генерирования когерентных СВЧ колебаний является применение потоков свободных электронов, двигающихся в высоком вакууме. Газоразрядные приборы до сих пор не нашли широкого применения в этой области радиоэлектроники, за исключением коммутации передающих линий и генерирования шумовых (некогерентных) колебаний.

До середины 30-х годов разработки и исследования электронных приборов СВЧ носили в основном лабораторный характер. Крутой подъем в электронике сверхвысоких частот был ознаменован созданием нескольких принципиально новых типов приборов: *клистронов*, *магнетронов* и — несколько позднее — *ламп бегущей* и *обратной волны*. Большие успехи были достигнуты и в развитии более обычных типов электронных приборов СВЧ — триодов и тетродов. Значительная роль в создании этих приборов принадлежала советским ученым: Н. Д. Девяткову, М. С. Нейману, С. Д. Гвоздоверу, В. Ф. Коваленко, М. Т. Греховой, Ю. А. Кацману, С. А. Зусмановскому и др.

Быстрое развитие приборов СВЧ продолжается и сейчас. Непрерывно увеличивается количество типов принципиально различных электронных приборов. Резко повышаются требования к мощности генерируемых колебаний, стабильности частоты и другим параметрам генераторов и усилителей. Непрерывно расширяется круг применений СВЧ генераторов и усилителей. Помимо радиолокации и связи, эти приборы применяются сейчас в телевидении, радиоуправлении, промышленной электронике, атомной технике, радиоспектроскопии, радиоастрономии, медицине и ряде других отраслей науки и техники. Особенно широкие перспективы перед электроникой СВЧ открывает освоение космического пространства.

Исследования в областях молекулярной физики и физики твердого тела показали, что приборы, использующие движение свободных элек-

---

* В случае обычных (некогерентных) источников света длина когерентности не превышает 1—3 *м*.

тронов в вакууме, не являются единственно возможными источниками сверхвысокочастотных колебаний. В результате работ советских ученых В. А. Фабриканта, А. М. Прохорова и Н. Г. Басова, а также ряда зарубежных ученых созданы и находят все более широкое применение *квантовые генераторы и усилители*, работающие на дискретных частотах атомных и молекулярных энергетических переходов. Большие успехи достигнуты в области *параметрических усилителей*, использующих полупроводниковые диоды с нелинейной емкостью. Разработаны и продолжают совершенствоваться полупроводниковые транзисторы, способные работать в дециметровом и даже сантиметровом диапазонах волн. Наконец, созданы и быстро совершенствуются маломощные генераторы и усилители СВЧ колебаний, использующие отрицательное сопротивление некоторых типов полупроводниковых диодов.

Уже один перечень достижений в области «невакуумных», или «неэлектронных», приборов СВЧ указывает на возникновение нескольких новых самостоятельных научно-технических направлений. Тем не менее, в большинстве случаев, за исключением малошумящих усилителей и маломощных генераторов, электровакуумные приборы СВЧ до сих пор остаются вне конкуренции со стороны квантовых и полупроводниковых приборов. С учетом этого обстоятельства, а также ввиду резкого различия в физических принципах эти направления здесь подробно рассматриваться не будут.

Для современного уровня развития электроники СВЧ и, в частности, методов генерирования и усиления характерно чрезвычайное разнообразие конкретных типов и классов электровакуумных приборов. Поэтому в дальнейшем изложении изучению приборов предпосылаются разделы, посвященные физическим основам СВЧ электроники и инженерным методам трактовки различных классов генераторов и усилителей.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ЭЛЕКТРОНИКИ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

§ 2.1. ИСХОДНЫЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

Законы, лежащие в основе электроники сверхвысоких частот, не могут отличаться от общих законов, известных в физике, электротехнике и в «обычной» низкочастотной электронике. Переходя к изучению особенностей электровакуумных приборов сверхвысоких частот, следует пересмотреть допустимость тех или иных упрощающих предположений, которые делаются при построении теории «обычных» электровакуумных приборов. Как будет показано в дальнейшем, многие привычные положения низкочастотной электроники не имеют в действительности общего характера и применимы лишь в тех случаях, когда можно пренебречь временем пролета электронов в сравнении с периодом колебаний. Существенную роль в ряде случаев может играть также соизмеримость рабочей длины волны и геометрических размеров лампы и электрической цепи.

а. Уравнения Максвелла

Наиболее общий подход к явлениям электродинамики на низких, высоких и сверхвысоких частотах обеспечивается применением теории электромагнитного поля и уравнений Максвелла. С этой точки зрения основные уравнения, используемые при рассмотрении передающих линий и колебательных систем СВЧ [1, 2], требуют в случае электровакуумных приборов СВЧ лишь учета существования свободных зарядов (электронов, реже ионов).

С учетом движущихся свободных зарядов система уравнений Максвелла относительно векторов напряженностей электрического и магнитного полей **E** и **H**, а также векторов индукции **D** и **B** может быть записана в виде*

$$\operatorname{rot}\mathbf{H}=\mathbf{J}_{\text{полн}}=\sigma\mathbf{E}+\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t}+\rho\mathbf{v}; \tag{2.1}$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{E}=-\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}; \tag{2.2}$$

$$\operatorname{div}\mathbf{D}=\rho; \tag{2.3}$$

$$\operatorname{div}\mathbf{B}=0, \tag{2.4}$$

* Здесь и далее, если не будет сделано специальных оговорок, применяется международная (практическая рационализованная) система единиц СИ, определяемая ГОСТ 9867—61.

где

$$\mathbf{B} = \mu\mu_0 \mathbf{H}; \tag{2.5}$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \mathbf{E}. \tag{2.6}$$

Через ε, μ и σ здесь, как обычно, обозначены относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды и ее удельная проводимость. Поскольку рабочей средой в электровакуумных приборах является вакуум или газ, величины ε и μ могут быть в дальнейшем положены равными единице, а удельная проводимость среды σ — равной нулю.

Величины диэлектрической и магнитной проницаемостей вакуума ε_0 и μ_0 равны

$$\varepsilon_0 \cong 0{,}886 \cdot 10^{-11} \frac{а \cdot сек}{в \cdot м}; \quad \mu_0 \cong 1{,}256 \cdot 10^{-6} \frac{в \cdot сек}{а \cdot м}. \tag{2.7}$$

Через ρ и $\mathbf{v}$ в уравнениях (2.1) и (2.3) обозначены объемная плотность свободных зарядов и скорость движения этих зарядов. Величина $\rho\mathbf{v}$ определяет плотность конвекционного тока $\mathbf{J}_{конв}$ (тока переноса):

$$\mathbf{J}_{конв} = \rho\mathbf{v} \tag{2.8}$$

и характеризует количество электрического заряда, проходящего за единицу времени через единицу поверхности, нормальной к вектору скорости $\mathbf{v}$. Полная плотность тока $\mathbf{J}_{полн}$, входящая в (2.1), в любом сечении при $\sigma = 0$ является суммой плотностей конвекционного тока и тока смещения.

6. Уравнение движения

Система уравнений Максвелла является неполной для решения задач при наличии свободных заряженных частиц, поскольку скорость $\mathbf{v}$ зависит не только от начальных условий, но и от напряженностей полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ в каждой точке, где находится рассматриваемая частица.

Зависимость скорости заряженных частиц от величин электрического и магнитного полей определяется уравнением движения, которое с учетом силы Лоренца может быть записано в общем виде

$$\frac{d(m\mathbf{v})}{dt} = \mathbf{F} = q\{\mathbf{E} + [\mathbf{v}\mathbf{B}]\}, \tag{2.9}$$

где q — заряд частицы, предполагаемый здесь точечным, m — масса частицы и $\mathbf{F}$ — сила, действующая на заряд.

Если скорость частицы много меньше скорости света c в свободном пространстве, уравнение (2.9) принимает вид

$$m_0 \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\{\mathbf{E} + [\mathbf{v}\mathbf{B}]\}, \tag{2.10}$$

где m_0 — масса покоящейся частицы.

В наиболее распространенном случае, когда рассматриваемыми зарядами являются свободные электроны, необходимо положить $q = -e$. Абсолютная величина заряда электрона и величина массы покоящегося электрона равны:

$$e \cong 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ к; \quad m_0 \cong 9{,}11 \cdot 10^{-31}\ кг. \tag{2.11}$$

Величины e и m_0 часто встречаются в конкретных расчетах электронных приборов*.

Уравнение движения широко используется при анализе и расчете различных электронных приборов СВЧ. Напряженность электрического поля **E** и индукция магнитного поля **B**, входящие в (2.10), могут быть как постоянными во времени, так и иметь переменную составляющую. Практически, однако, в большинстве случаев достаточно учитывать, кроме постоянных составляющих **E** и **B**, лишь переменную составляющую электрического поля, пренебрегая высокочастотной составляющей магнитного поля. Для иллюстрации рассмотрим участок передающей линии, возбужденной на поперечной электромагнитной волне (волне типа ТЕМ). Положим для простоты постоянные во времени поля равными нулю. Силу, действующую на свободный электрон при вакуумном наполнении, можно записать в виде

$$\mathbf{F} = -e\mathbf{E} - e\mu_0 [\mathbf{v}\mathbf{H}] = \mathbf{F}_E + \mathbf{F}_H,$$

где $\mathbf{F}_E$ и $\mathbf{F}_H$ — составляющие, обусловленные действием электрического и магнитного высокочастотных полей.

Максимальная величина силы Лоренца $|\mathbf{F}_H|$ равна $e\mu_0 |\mathbf{v}|\,|\mathbf{H}|$. Отсюда

$$\frac{|\mathbf{F}_H|}{|\mathbf{F}_E|} \leqslant \mu_0 |\mathbf{v}| \frac{|\mathbf{H}|}{|\mathbf{E}|}.$$

Отношение $|\mathbf{H}|/|\mathbf{E}|$ является обратной величиной характеристического сопротивления [1], равного в рассматриваемом случае $Z_{\text{ТЕМ}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$. Подставляя эту величину в полученное выше отношение и учитывая, что $1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = c$, имеем:

$$\frac{|\mathbf{F}_H|}{|\mathbf{F}_E|} \leqslant \frac{v}{c}.$$

Похожий результат можно получить и в других случаях, например, при движении заряда в волноводе или полом резонаторе.

Таким образом, если скорость электронов много меньше скорости света в свободном пространстве, то действием высокочастотного магнитного поля в сравнении с действием высокочастотного электрического поля можно обычно пренебречь. Далее будет показано, что условие малости скорости электронов в сравнении со скоростью света выпол-

* Более точные значения e и m_0 составляют соответственно $1{,}60091 \times 10^{-19}$ *к* и $9{,}1082 \cdot 10^{-31}$ *кг*.

няется в большинстве современных приборов СВЧ. Однако и в тех случаях, когда эти скорости оказываются соизмеримыми, от действия высокочастотного магнитного поля удается, как правило, отвлечься, так как в пространстве взаимодействия обычно присутствует преимущественно электрическое поле.

Объединение уравнений Максвелла (2.1)—(2.4) с уравнением движения (2.9) имеет некоторые внутренние противоречия. В самом деле, в уравнении движения фигурирует дискретный (точечный) заряд q, в то время как в уравнениях поля рассматривается непрерывно распределенный в пространстве заряд с плотностью ρ, подобный плавно переливающейся жидкости. Второе противоречие заключается в пренебрежении квантовым характером энергетического взаимодействия между электрическими зарядами и полем. Оба указанных обстоятельства, однако, не играют большой практической роли в случае электронных приборов СВЧ. Учет квантовых процессов необходим лишь на значительно более высоких частотах, когда величина энергии кванта становится соизмеримой с энергией теплового движения. Дискретный характер электронов представляет практический интерес главным образом лишь с точки зрения флуктуационных шумов.

в. Уравнения непрерывности и скорости электронов в потенциальном электрическом поле

Кроме рассмотренных основных уравнений (2.1)—(2.4) и (2.9), важную роль при анализе электронных процессов играют два других соотношения — так называемое уравнение непрерывности и уравнение, определяющее скорость заряженной частицы, двигающейся в потенциальном электрическом поле.

Уравнение непрерывности вытекает непосредственно из уравнений Максвелла. Рассмотрим выражение плотности полного тока

$$\mathbf{J}_{\text{полн}} = \rho\mathbf{v} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \tag{2.12}$$

По уравнению (2.1) полный ток всегда имеет чисто вихревой характер, поэтому

$$\operatorname{div} \mathbf{J}_{\text{полн}} = \operatorname{div} \operatorname{rot} \mathbf{H} = 0,$$

или

$$\operatorname{div}(\rho\mathbf{v}) + \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \mathbf{D} = 0.$$

Подставляя в это выражение уравнение (2.3), получаем уравнение непрерывности в виде

$$\operatorname{div}(\rho\mathbf{v}) = -\frac{\partial \rho}{\partial t}. \tag{2.13}$$

Уравнение (2.13) особенно полезно при рассмотрении волновых процессов в электронных потоках, например, в лампах бегущей и обрат-

ной волны. По своему физическому смыслу это уравнение сводится к закону сохранения заряда.

Для вычисления скорости электрона, приобретенной в потенциальном электрическом поле, обычно исходят из закона сохранения энергии:

$$eU = \frac{m_0 v^2}{2}; \qquad v = \sqrt{\frac{2e}{m_0} U}. \tag{2.14}$$

Через U в этих уравнениях обозначена разность потенциалов между рассматриваемой точкой пространства и точкой, где скорость электрона равна нулю.

Подставляя в (2.14) величины e и m_0, получаем расчетное уравнение

$$v\,[м/сек] \cong 5{,}95 \cdot 10^5 \sqrt{U}\,[в]. \tag{2.15}$$

Уравнения (2.14) и (2.15) формально показывают возможность достижения сколь угодно высоких скоростей электронов при неограниченном повышении ускоряющего напряжения U. Этот физически неправильный вывод легко устраняется с помощью теории относительности. В общем случае кинетическая энергия электрона $W_к$ должна определяться не из подразумевавшегося выше соотношения $W_к = \frac{m_0 v^2}{2}$, а из условия

$$W_к = mc^2 - m_0 c^2,$$

где

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}.$$

Приравнивая кинетическую энергию $W_к$ и исходную потенциальную энергию электрона, равную eU, получим:

$$v = c \frac{\sqrt{1 + \frac{2m_0 c^2}{eU}}}{1 + \frac{m_0 c^2}{eU}}. \tag{2.16}$$

Уравнение (2.16) может быть переписано в виде

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} U} \cdot \frac{\sqrt{1 + \frac{eU}{2m_0 c^2}}}{1 + \frac{eU}{m_0 c^2}}. \tag{2.17}$$

Если ускоряющее напряжение U невелико, так что выполняется условие $eU \ll m_0 c^2$, то $v \ll c$ и уравнение (2.17) приводится к более привычному виду (2.14). Этим уравнением можно пользоваться при расчетах электронных приборов, пренебрегая релятивистскими поправками, вплоть до значений U порядка нескольких десятков киловольт. Нетрудно найти, например, что при $U = 50$ *кв* погрешность

расчета скорости в сравнении со строгим уравнением (2.17) составляет менее 8%. Однако при ускоряющих напряжениях порядка сотен киловольт, используемых, например, в некоторых типах сверхмощных клистронов, расчет по уравнению (2.14) или (2.15) может привести к совершенно неправильным не только количественным, но и качественным результатам ($v > c$!).

Следует сделать еще одно важное замечание, связанное с применением уравнений (2.14)—(2.17). Эти уравнения не учитывают возможного изменения величины U за время движения частицы и поэтому могут быть применены, строго говоря, только в случаю статического электрического поля или — приближенно — к случаю, когда время пролета частиц много меньше периода изменения напряжения. Когда же время пролета соизмеримо с периодом колебаний, следует учитывать изменение напряжения и длительность пролета. Этот вопрос рассматривается более подробно в дальнейшем.

Система рассмотренных основных уравнений электроники СВЧ требует для своего решения задания граничных и начальных условий. Такими условиями, кроме обычных условий для электрического и магнитного полей на поверхностях раздела сред, являются начальные скорости частиц (электронов) на фиксированных поверхностях в фиксированные моменты времени. Необходимость учета пространственно-временно́го распределения электронов в отличие от учета только пространственного распределения при низких частотах является одной из принципиальных особенностей электроники сверхвысоких частот.

§ 2.2. ВРЕМЯ И УГОЛ ПРОЛЕТА ЭЛЕКТРОНОВ

а. Время пролета

Важным параметром, характеризующим электронные приборы сверхвысоких частот, является *время пролета* электрона τ между двумя заданными электродами лампы, например, между катодом и анодом в диоде, между катодом и сеткой в триоде, между двумя сетками в многосеточной лампе или в клистроне и т. д.

Время пролета электрона, как и любой другой материальной частицы, может быть определено интегрированием соответствующего уравнения движения. Если известны напряженности полей **E** и **H**, а также заданы начальные условия, то интегрирование уравнения (2.10) по времени позволяет вычислить скорость электрона v в любой точке пролетного пространства. Дальнейший расчет времени пролета может быть сведен к нахождению интеграла вида

$$\tau = \int_{s_1}^{s_2} \frac{ds}{v},$$

где s_1 и s_2 — координаты рассматриваемых электродов.

Другой очевидный метод расчета времени пролета сводится к повторному интегрированию уравнения (2.10) и нахождению урав-

нения движения электрона в виде $s = f(t)$. Подставляя поочередно в полученное уравнение координаты рассматриваемых электродов s_1 и s_2, можно найти интересующее нас время пролета τ, как разность соответствующих времен t_1 и t_2:

$$\tau = t_2 - t_1.$$

Рассмотрим для примера простейший плоский диод, электроды которого образованы двумя бесконечно протяженными параллельными плоскостями *1*, *2*, расположенными на расстоянии d одна от другой (рис. 2.1). Как будет показано в дальнейшем, системы, приближающиеся к плоскоэлектродным, находят широкое применение во многих современных приборах СВЧ диапазона.

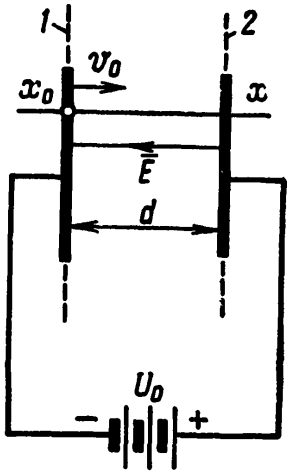


Рис. 2.1 Плоский диод

Напряжение U_0 будем считать постоянным во времени; внешнее магнитное поле положим равным нулю. Релятивистских поправок учитывать не будем, считая $v \ll c$.

Уравнение движения (2.10) в данном случае при отсутствии пространственного заряда имеет простейший вид:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -e\left(-\frac{U_0}{d}\right).$$

Через m без индекса здесь и в дальнейшем для простоты обозначена масса покоящегося электрона.

При интегрировании уравнения движения используем следующее начальное условие: в плоскости $x = x_0$ при $t = t_0$ скорость электрона равна v_0. Тогда

$$v = v_0 + \frac{eU_0}{md}(t - t_0); \tag{2.18}$$

$$x = x_0 + v_0(t - t_0) + \frac{eU_0}{md}\frac{(t-t_0)^2}{2}. \tag{2.19}$$

Вычислим время пролета электрона по второму методу, указанному выше. Подставим в (2.19) координату второго электрода $x = x_0 + d$. Тогда $t - t_0 = \tau$ и уравнение (2.19) принимает вид

$$\frac{eU_0}{md}\frac{\tau^2}{2} + v_0\tau = d.$$

При $v_0 = 0$ (случай, близкий к обычному диоду с накаленным катодом) получаем простое уравнение, определяющее время пролета в режиме насыщения диода:

$$\tau = d\sqrt{\frac{2m}{eU_0}}. \tag{2.20}$$

Для электроники СВЧ представляет интерес и другой случай, когда $U_0 = 0$, но начальная скорость электронов v_0 отлична от нуля. Подобная ситуация встречается, например, в клистронах, где элект-

роны, поступающие в плоский зазор через отверстия в первом электроде, двигаются далее по инерции. Время пролета через такой зазор равно

$$\tau = \frac{d}{v_0}. \tag{2.21}$$

Как указывалось во введении, величина τ для большинства обычных ламп имеет порядок 10^{-8}—10^{-9} *сек*. Действительно, если промежуток катод—анод в плоском диоде имеет, например, протяженность 2 *мм* и анодное напряжение равно 100 *в*, то по формуле (2.20) время пролета в режиме насыщения составляет $0{,}68 \cdot 10^{-9}$ *сек*.

Пространственный заряд в междуэлектродном пространстве влияет на величину времени пролета, ослабляя ускоряющее поле вблизи катода. Можно показать, что при полном пространственном заряде в плоском диоде с накаленным катодом время пролета ровно в 1,5 раза больше, чем в том же диоде, работающем в режиме насыщения, и определяется уравнением

$$\tau = 1{,}5d\sqrt{\frac{2m}{eU_0}}. \tag{2.22}$$

Перейдем к обсуждению времени пролета в случае, когда между электродами плоского зазора приложено переменное напряжение $u = U_m \sin\omega t$ (рассмотрение несинусоидального напряжения практического интереса для диапазона СВЧ пока не представляет). Отвлечемся от волновых явлений в междуэлектродном пространстве, т. е. от возможного запаздывания поля по фазе. Начальную скорость электронов v_0 и пространственный заряд для простоты учитывать снова не будем. Исходное уравнение движения электронов имеет вид

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{eU_m}{d}\sin\omega t.$$

После первого интегрирования получаем:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{eU_m}{\omega md}(\cos\omega t_0 - \cos\omega t),$$

где через t_0, как и прежде, обозначен момент входа электрона в зазор. Второе интегрирование дает:

$$x = x_0 + \frac{eU_m}{\omega^2 md}[(\omega t - \omega t_0)\cos\omega t_0 - \sin\omega t + \sin\omega t_0]. \tag{2.23}$$

Отсюда можно, как и прежде, попытаться определить время пролета из условий $x = x_0 + d$; $\tau = t - t_0$. Отвлекаясь от вычислительных трудностей, заметим, что время пролета имеет теперь различную величину для электронов, вошедших в зазор в разные моменты времени t_0. Это обстоятельство делает невозможным введение понятия «истинного» времени пролета, которое характеризовало бы рассматриваемый промежуток при заданной амплитуде переменного напря-

жения в отсутствие наложенного на те же электроды постоянного напряжения.

Если на электроды одновременно наложены постоянное и переменное напряжения, т. е. $u = U_0 + U_m \sin\omega t$, то в общем случае при соизмеримых величинах U_0 и U_m время пролета электронов также может различаться в зависимости от начального момента времени t_0. Однако при $U_m \ll U_0$ часто можно пренебречь малыми изменениями времени пролета, обусловленными переменной составляющей напряжения, и вычислять «невозмущенное» время пролета.

б. Угол пролета

Абсолютная величина времени пролета сама по себе недостаточно полно характеризует влияние инерции электронов на работу прибора. Как указывалось во введении, поведение электронного прибора в значительной степени зависит от того, является ли время пролета соизмеримым с периодом колебания. Поэтому более важным является *отношение* времени пролета к периоду колебаний T, т. е. величина $\frac{\tau}{T}$.

При анализе пролетных явлений в электронных приборах принято рассматривать *угол пролета* электронов θ, пропорциональный отношению $\frac{\tau}{T}$ и определяемый уравнением

$$\theta = 2\pi \frac{\tau}{T}. \tag{2.24}$$

Поскольку период T связан с круговой частотой колебаний ω соотношением $\omega = 2\pi/T$, уравнение (2.24) может быть переписано в виде

$$\theta = \omega\tau. \tag{2.25}$$

Угол пролета θ по (2.24) и (2.25) выражается в радианах. Его величину можно выражать также в градусах по соотношению

$$\theta = 360^\circ \frac{\tau}{T}. \tag{2.26}$$

С физической точки зрения угол пролета показывает изменение фазы напряжения, приложенного к рассматриваемым электродам, за время движения электрона между этими электродами.

Зная время пролета и рабочую частоту, нетрудно вычислить угол пролета электронов. Так, в случае рассматривавшегося выше плоского зазора при исчезающе малом переменном напряжении, наложенном на большое постоянное напряжение, т. е. при $U_m \ll U_0$, невозмущенный угол пролета электронов при отсутствии пространственного заряда согласно уравнениям (2.20) и (2.25) равен

$$\theta = \omega d \sqrt{\frac{2m}{eU_0}}. \tag{2.27}$$

Если электроны, обладающие значительной начальной скоростью v_0, поступают в зазор, на который наложено только малое переменное напряжение, то невозмущенный угол пролета по (2.21) и (2.25) описывается уравнением

$$\theta = \frac{\omega d}{v_0}. \tag{2.28}$$

Последнее уравнение можно применять лишь при условии

$$U_m \ll \frac{m v_0^2}{2e},$$

т. е. когда амплитуда переменного напряжения много меньше постоянного напряжения U_0, соответствующего скорости v_0.

Выражения (2.24)—(2.28) широко используются в расчетах разнообразных электронных приборов СВЧ при рассмотрении режима *малых амплитуд*. Как будет показано в дальнейшем, теория малых колебаний или малых амплитуд является наиболее распространенным и доступным приемом трактовки работы приборов СВЧ.

В качестве примера определим угол пролета в плоском диоде при режиме, соответствующем разобранному выше примеру ($U_0 = 100$ *в*, $d = 2$ *мм*). В этом случае $\tau = 0{,}68 \cdot 10^{-9}$ *сек*. При частоте 1 *Мгц* ($\lambda = 300$ *м*) по уравнению (2.26) получаем: $\theta = 0{,}24°$. Тот же диод в прежнем режиме при частоте 1 *Гц* ($\lambda = 30$ *см*) характеризуется углом пролета, равным 245^0.

Таким образом, если при частоте 1 *Мгц* напряжение можно считать практически неизменным за время пролета электрона, то уже при частоте 1 *Гц* электрон, вылетевший из катода, например, в начале положительного полупериода, прибудет на анод при тормозящем высокочастотном напряжении. Влияние инерции электронов в последнем случае весьма значительно.

Ввести угол пролета, однозначно характеризующий движение электронов при соизмеримости переменной и постоянной составляющих напряжения, по изложенным выше причинам нельзя. Однако в случае, когда $U_0 = 0$ и к диоду приложено только переменное напряжение с амплитудой U_m, принято условно использовать в расчетах величину угла пролета в том же зазоре при постоянном напряжении, численно равном амплитуде переменного напряжения в отсутствие пространственного заряда.

Такой угол пролета является *фиктивным*. Его следует рассматривать как некоторый обобщенный параметр, имеющий размерность угла пролета и связывающий частоту, амплитуду напряжения на зазоре и расстояние между электродами.

Обозначим фиктивный угол пролета через α, чтобы отличать его от реального угла пролета θ, соответствующего случаю малых амплитуд. По аналогии с уравнением (2.27), в соответствии с указанным выше определением фиктивного угла пролета α, можно написать:

$$\alpha = \omega d \sqrt{\frac{2m}{eU_m}}. \tag{2.29}$$

Следует подчеркнуть условность величины α, отнюдь не являющейся какой-то «средней» величиной реального угла пролета. Понятие фиктивного угла пролета находит лишь ограниченное применение при расчетах электронных приборов СВЧ.

в. Пространственно-временные диаграммы

Движение электронов между электродами можно наглядно иллюстрировать графиками зависимости координаты электрона от времени — так называемыми *пространственно-временны́ми диаграммами.*

На рис. 2.2, *а* приведено семейство парабол, являющихся по уравнению (2.19) графиками движения электронов в плоском диоде в отсутствие постоянного магнитного поля и пространственного заряда при нулевых начальных скоростях v_0. На электроды диода при этом наложено только постоянное напряжение U_0. Следует отметить, что

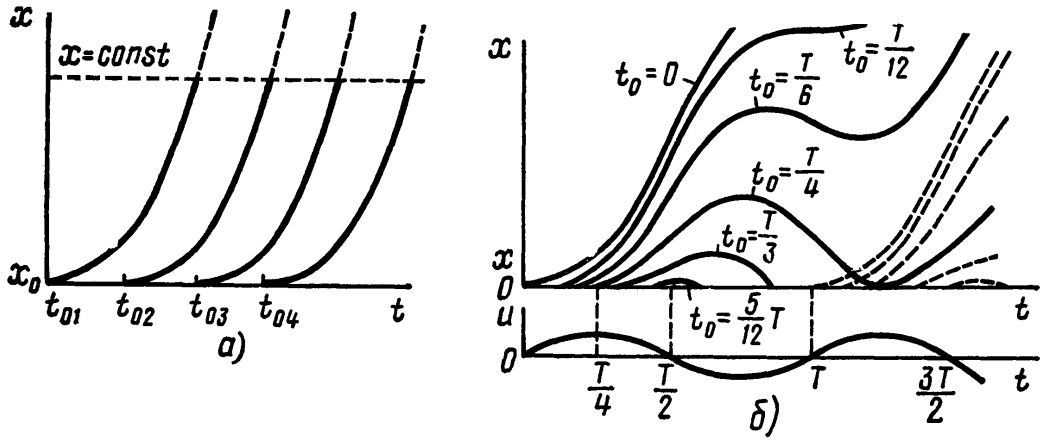


Рис. 2.2 Пространственно-временные диаграммы движения электронов в плоском диоде:

а — в отсутствие переменного напряжения на аноде при $U_0 > 0$; *б* — при $U_m > 0$; $U_0 = 0$

графики, построенные для различных начальных моментов времени t_{01}, t_{02} и т. д., одинаковы. Электроны, вышедшие из катода через любые равные интервалы времени, достигают анода или любой плоскости $x = \text{const}$ также через равные интервалы.

Пространственно-временна́я диаграмма, описывающая движение электронов под действием переменного напряжения при равенстве нулю постоянной составляющей, может быть построена по уравнению (2.23). На рис. 2.2, *б* приведен вид подобной диаграммы при $v_0 = 0$; пространственный заряд не учтен. Как видно из рисунка, не все электроны, эмиттированные катодом, достигают анода (анод на рис. 2.2, *б* может представлять любая линия $x = \text{const}$). При большом междуэлектродном расстоянии d или, что то же, при большом фиктивном угле пролета α, до половины всех вышедших электронов возвращаются на катод, рассеивая на нем свою кинетическую энергию. Некоторые электроны достигают анода лишь после нескольких «качаний» в междуэлектродном пространстве.

Пространственно-временна́я диаграмма позволяет сделать и другие важные выводы. Если кривые, характеризующие движение различных электронов, построены для достаточно большого числа электронов, выходящих из катода через равные промежутки времени, то по густоте кривых, пересекающих линию $x = \text{const}$, можно судить

о мгновенной плотности конвекционного тока на фиксированном расстоянии от катода, например, на аноде. Касательная к кривой на пространственно-временно́й диаграмме определяет мгновенную скорость и, следовательно, кинетическую энергию электрона в каждой точке пространства в любой момент времени. Одновременно могут быть следаны выводы о мгновенной и средней мощности, рассеиваемой электронами на аноде и на катоде.

Метод пространственно-временны́х диаграмм широко применяется при рассмотрении пролетных явлений в приборах сверхвысоких частот, в том числе в приборах, где используются не только электрические, но и магнитные поля.

§ 2.3. ПРОХОЖДЕНИЕ ТОКА ЧЕРЕЗ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ. УРАВНЕНИЕ НАВЕДЕННОГО ТОКА

а. Наведение тока при движении свободных зарядов в плоском зазоре

Вопрос о связи между движением электронов в лампе и током, протекающим во внешней цепи лампы, лежит в основе всей современной электроники. Однако, несмотря на принципиальную общность явлений при низких, высоких и сверхвысоких частотах, физические представления о токе в «низкочастотной» электронике оказываются недостаточными для применения в диапазоне СВЧ.

С мгновенным током, протекающим во внешней цепи какого-либо электрода, на низких частотах отождествляется конвекционный ток, т. е. попадание электронов на тот же электрод. Если отвлечься от обычного емкостного тока, существующего независимо от присутствия свободных электронов, то ток в цепи электрода, на котором не оседают электроны внутри лампы, должен быть с этой точки зрения всегда равен нулю. Этот кажущийся очевидным аргумент в основном подтверждается в электронике низких частот, но противоречит опыту при сверхвысоких частотах.

Рассмотрим для простоты плоский вакуумный зазор, изображенный на рис. 2. 3. Во внешней цепи зазора включен источник постоянного или переменного напряжения U, имеющий нулевое внутреннее сопротивление.

Если свободные заряды отсутствуют, то на электродах зазора, как и во всяком плоском конденсаторе, имеются поверхностные заряды $+Q_0$ и $-Q_0$, определяемые в любой момент времени по теореме Гаусса в виде

$$Q_0 = \varepsilon_0 E_0 S,$$

где $E_0 = \frac{U}{d}$. Через d и S обозначены соответственно расстояние между электродами и поверхность каждого электрода.

При внесении в зазор заряда $+q$ на электродах по закону электростатической индукции наводятся поверхностные заряды $-q_1$ и $-q_2$, связанные с величиной q уравнением сохранения заряда

$$q-q_1-q_2=0.$$

Картина электрического поля, созданного точечным зарядом и зарядом в виде тонкого слоя, качественно показана на рис. 2.3, *а*, *б*. Это поле накладывается на электрическое поле E_0, существующее в

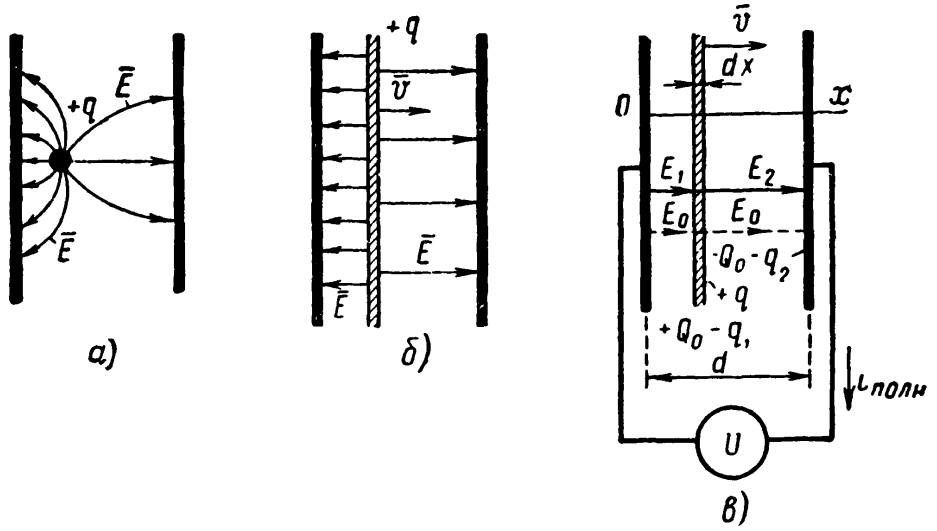


Рис. 2.3. Наведение тока во внешней цепи при движении заряда $+q$ в плоском зазоре

зазоре в отсутствие заряда. Напряженность поля в зазоре слева и справа от слоя заряда (рис. 2.3, *в*) оказывается равной

$$E_1=+\frac{+Q_0-q_1}{\varepsilon_0 S};\quad E_2=-\frac{-Q_0-q_2}{\varepsilon_0 S}.$$

Знаки в последних уравнениях обусловлены направлением электрических силовых линий по отношению к электродам зазора.

Поскольку к зазору приложено напряжение U, можно записать:

$$E_1 x+E_2(d-x)=U=E_0 d,$$

где x — текущая координата заряженного слоя, имеющего толщину dx. Выражая E_1, E_2 и E_0 через соответствующие заряды, получаем:

$$q_2(d-x)-q_1 x=0.$$

Используя закон сохранения зарядов, связывающий величины q, q_1 и q_2, имеем:

$$q_2=q\frac{x}{d};\quad q_1=q\left(1-\frac{x}{d}\right).$$

Таким образом, полные мгновенные заряды на каждой из пластин равны

$$Q_1=Q_0-q\left(1-\frac{x}{d}\right);\quad Q_2=-Q_0-q\frac{x}{d}.$$

Полный мгновенный ток, регистрируемый во внешней цепи, может быть теперь определен, как

$$i_{\text{полн}} = +\frac{dQ_1}{dt} = -\frac{dQ_2}{dt}; \quad i_{\text{полн}} = \frac{dQ_0}{dt} + \frac{q}{d}\frac{dx}{dt}$$

или

$$i_{\text{полн}} = \frac{dQ_0}{dt} + \frac{qv}{d}. \tag{2.30}$$

Через v здесь обозначена скорость рассматриваемого заряда.

Следовательно, ток во внешней цепи слагается из обычного емкостного тока зазора $\frac{dQ_0}{dt}$ и тока, созданного движущимся зарядом. Физический смысл интересующей нас второй компоненты полного тока может быть легко понят из рассмотрения электрических силовых линий, выходящих из точечного заряда и оканчивающихся на одном из электродов (рис. 2.3, *а*). По мере движения заряда количество этих линий изменяется, результатом чего и является переход электрических зарядов с одного электрода на другой через внешнюю цепь, соединяющую рассматриваемые электроды.

Ток, создаваемый во внешней цепи движущимся электрическим зарядом, принято называть *наведенным током*. Величина этого тока в случае плоского зазора в соответствии с уравнением (2.30) равна

$$i_{\text{навед}} = \frac{qv}{d}. \tag{2.31}$$

Выражение (2.31), широко используемое в дальнейшем, является простейшей формой более общего уравнения наведенного тока — так называемого уравнения Рамо.

б. Энергетический вывод общего уравнения наведенного тока

Рассмотрим несложный вывод общего уравнения Рамо применительно к точечному заряду, движущемуся относительно любого числа электродов произвольной конфигурации, произвольным образом соединенных между собою. Пусть заданы величина заряда $+q$ и вектор его мгновенной скорости **v**. Для вычисления тока в цепи интересующего нас электрода А (см. рис. 2.4) мысленно подадим на этот электрод относительно всех других электродов (в том числе земли) потенциал U. Обозначим через **E** напряженность электрического поля в точке, где в данный момент должен находиться заряд q. Тогда работа, производимая полем над зарядом при перемещении последнего на расстояние $d\mathbf{r}$ за время dt, определяется скалярным произведением вектора силы **F**, действующей на заряд, и вектора $d\mathbf{r}$:

$$dW = \mathbf{F}\,d\mathbf{r} = q\mathbf{E}d\mathbf{r}.$$

С другой стороны, энергия, отдаваемая источником напряжения U за интервал времени dt, связана с наведенным мгновенным током $i_{\text{навед}}$, протекающим во внешней цепи, очевидным соотношением

$$dW = i_{\text{навед}}\,U\,dt.$$

По закону сохранения энергии имеем:

$$i_{\text{навед}}\, U dt = q\mathbf{E} d\mathbf{r};\quad i_{\text{навед}} = q\frac{\mathbf{E}}{U}\frac{d\mathbf{r}}{dt}.$$

Поскольку величина $\frac{d\mathbf{r}}{dt}$ есть вектор скорости $\mathbf{v}$ рассматриваемого заряда, получаем:

$$i_{\text{навед}} = q\frac{\mathbf{E}}{U}\mathbf{v}. \qquad (2.32)$$

Уравнение (2.32), полученное из энергетических соображений, показывает самый общий путь вычисления наведенного тока. Величина $\frac{\mathbf{E}}{U}$, входящая в это уравнение, имеет размерность обратной длины и соответствует напряженности электрического поля в точке, где находится в данный момент электрический заряд, при условии, что на рассматриваемый электрод подан единичный потенциал $U = 1$ по отношению ко всем другим электродам. Обозначая $\frac{\mathbf{E}}{U}$ через $\mathbf{E}_1$, можно переписать (2.32) в виде

$$i_{\text{навед}} = q\mathbf{E}_1\mathbf{v}. \qquad (2.32\text{а})$$

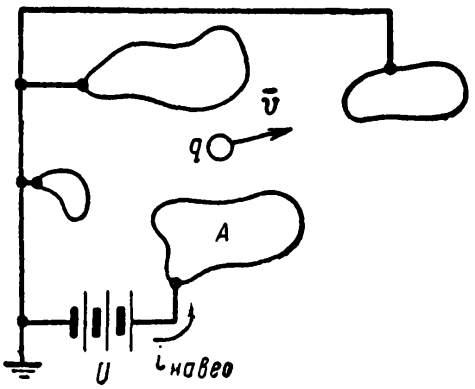


Рис. 2.4. К выводу общего уравнения наведенного тока

Таким образом, для определения наведенного тока по (2.32, а) необходимо найти скалярное произведение вектора электрической напряженности $\mathbf{E}_1$ и вектора скорости $\mathbf{v}$, имея в виду, что величина $\mathbf{v}$ определяется полями, реально существующими в рассматриваемой системе, и в общем случае не зависит от $\mathbf{E}_1$. Максимум наведенного тока соответствует коллинеарности векторов $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{v}$, т. е. движению рассматриваемого заряда вдоль силовой линии электрического поля. В случае движения n зарядов необходимо произвести суммирование наведенных токов от всех зарядов:

$$i_{\text{навед}} = \sum_n q_n \mathbf{E}_{1n}\mathbf{v}_n. \qquad (2.33)$$

Отметим, что уравнения (2.32) и (2.33) одинаково применимы в случае пространственного заряда. Однако при выводе уравнения наведенного тока не учтены явления, связанные с запаздывающими потенциалами, а также отсутствуют релятивистские поправки.

Нетрудно видеть, что уравнение (2.32) в случае плоского зазора приводится к виду (2.31). Действительно, здесь $E = \frac{U}{d}$ и, следовательно, $E_1 = \frac{1}{d}$. Поскольку векторы $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{v}$ здесь коллинеарны, имеем: $i_{\text{навед}} = q\frac{1}{d}v$, т. е. в точности уравнение (2.31).

Проделанный вывод уравнения Рамо весьма показателен с точки зрения простоты вычислений, что типично для всех расчетов, исходя-

щих из закона сохранения энергии. Однако процесс наведения тока раскрывается при этом менее полно, чем в § 2.3, а.

Необходимо подчеркнуть, что уравнения (2.32)—(2.33) применимы на любых частотах и, следовательно, определяют ток во внешней цепи не только приборов диапазона СВЧ, но и любых других электронных и газоразрядных приборов.

в. Форма импульсов наведенного тока

Для того, чтобы яснее представить важность выводов из уравнения наведенного тока, рассмотрим форму импульсов тока, протекающих во внешней цепи плоского диода при движении в нем точечных зарядов (одиночных электронов).

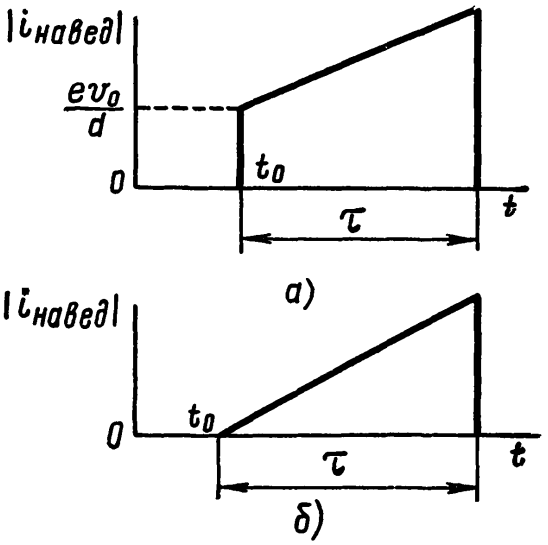


Рис. 2.5. Форма импульсов наведенного тока при движении электрона в плоском зазоре в отсутствие пространственного заряда: *а* — при $v_0 \neq 0$; *б* — при $v_0 = 0$

Для определения наведенного тока согласно уравнениям (2.31) и (2.32) необходимо знать скорость заряда. В рассматриваемом плоском диоде по уравнению (2.18) скорость электрона при отсутствии пространственного заряда записывается в виде

$$v = v_0 + \frac{eU_0}{md}(t - t_0),$$

где t_0 — момент, когда электрон находится в плоскости первого электрода и начинает свое движение в зазоре, и v_0 — начальная скорость электрона в плоскости первого электрода.

Подставляя скорость v и заряд $q = -e$ в (2.31), получаем:

$$i_{\text{навед}} = -\left[\frac{ev_0}{d} + \frac{e^2 U_0}{md^2}(t - t_0)\right]. \quad (2.34)$$

На рис. 2.5, *а* показана форма импульса наведенного тока, построенная по (2.34). До появления электрона в зазоре наведенный ток равен нулю. В момент $t = t_0$ абсолютная величина наведенного тока скачком становится равной $\frac{ev_0}{d}$, после чего ток изменяется линейно во времени. Наконец, в момент попадания электрона на второй электрод наведенный ток падает скачком до нуля.

Рассмотренный случай соответствует наведению тока в пространстве сетка — анод триода или тетрода. Если же первый электрод является катодом и эмиттирует электроны с нулевой начальной скоростью, то импульсы наведенного тока имеют форму треугольника (рис. 2.5, *б*). Именно такими импульсами образован постоянный ток, проходящий во внешней цепи любого диода, если его катод работает в режиме насыщения*. Наконец, при движении электронов между

* В случае полного пространственного заряда импульсы наведенного тока в плоском диоде удлиняются в 1,5 раза и перестают быть строго треугольными в результате уменьшения напряженности поля вблизи катода.

двумя сетками с постоянной скоростью v_0 импульсы наведенного тока имеют форму прямоугольника. Нетрудно убедиться, что во всех случаях площадь одиночного импульса (полный заряд, переносимый электроном с одного электрода на другой) в точности равна заряду электрона e.

Длительность импульсов тока от отдельных электронов весьма мала и равна времени пролета τ в данном зазоре. Поэтому при большом периоде колебания напряжения, приложенного к электродам, в первом приближении можно считать, что прохождение импульса тока совпадает во времени с ударом электрона об анод. Однако в действительности ток не возникает, а *прекращается* в момент попадания электрона на электрод. Оседание электронов на электроде не является необходимым для протекания тока. Если второй электрод сделать «прозрачным» для электронов, но «непрозрачным» для поля, выполнив его в виде идеальной сетки, то процесс наведения тока при движении электронов будет происходить без изменений. Это важнейшее заключение более подробно обсуждается в § 2.4, в.

Проведенное рассуждение позволяет сделать следующие выводы. Полный ток, протекающий во внешней цепи *любого* электронного прибора, имеет две основные составляющие:

1) наведенный ток, обусловленный движением всех зарядов, находящихся в междуэлектродном промежутке;

2) ток смещения, обусловленный «холодной» электрической емкостью между электродами, существующей в отсутствие свободных зарядов.

Третья, менее существенная с принципиальной точки зрения составляющая полного тока во внешней цепи лампы соответствует току проводимости (утечки), обусловленному омической проводимостью изоляторов и баллона лампы.

Следует подчеркнуть, что мгновенный ток во внешней цепи какого-либо электрода отнюдь не тождественен *конвекционному* току (току переноса), поступающему на этот электрод. Конвекционный ток никогда не может быть компонентой полного внешнего тока. Он является лишь фактором, который обусловливает появление наведенного тока, реально измеряемого нами во внешней цепи лампы.

Как будет показано далее, только в одном случае, при отсутствии переменной составляющей или при пренебрежимо малом угле пролета, ток во внешней цепи электрода численно в точности равен конвекционному току, попадающему на данный электрод. Это привело в «классической» электронике к удобной, но, строго говоря, неправильной концепции, исходящей из тождественности конвекционного электронного тока и тока во внешней цепи лампы. Именно поэтому в низкочастотной электронике не принято отдельно рассматривать и даже упоминать о существовании конвекционного и наведенного токов, хотя процессы наведения протекают одинаково как при сверхвысоких, так и при низких частотах.

Таким образом, полный ток, протекающий во *внешней* цепи прибора благодаря движению свободных зарядов в междуэлектродном пространстве, всегда является наведенным током. Но полный ток

должен иметь неизменную величину в любом участке последовательной цепи, в том числе и *внутри* рассматриваемого зазора. Обращаясь снова к рис. 2.3, можно заметить, что на участках внутри зазора, где свободные заряды в данный момент отсутствуют, полный ток представлен током смещения, численно равным наведенному току. Соответственно в тех точках, где в рассматриваемый момент времени находятся движущиеся заряды, полный ток в точности равен мгновенному току переноса.

Неизменность полного тока в любом участке последовательной цепи определяет и направление наведенного тока. Если ток создается движущимися электронами (отрицательный знак заряда q), то наведенный ток направлен *навстречу* движению электронов в зазоре.

г. Наведение тока в плоском зазоре при прохождении модулированного по плотности электронного потока

Обратимся к наведению тока во внешней цепи двухсеточного зазора, изображенного на рис. 2.6. В отличие от рис. 2.3 и 2.4 будем рассматривать не дискретный движущийся заряд q, а *непрерывный поток*, имеющий переменную объемную плотность ρ при неизменной скорости электронов, равной v_0.

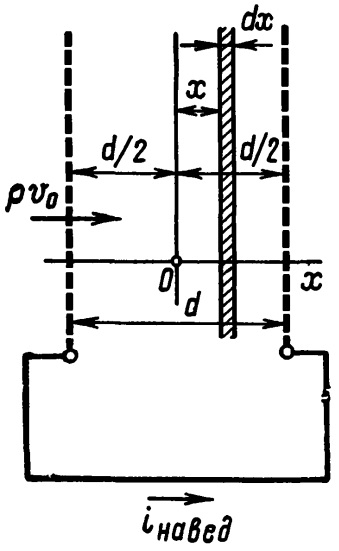


Рис. 2.6. Короткозамкнутый плоский зазор, пронизываемый модулированным по плотности электронным потоком

Пусть плотность пучка, поступающего в зазор через входную сетку, изменяется во времени по гармоническому закону:

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 \sin \omega t.$$

Через ρ_0 здесь обозначена плотность заряда в немодулированном потоке; ρ_1 — амплитуда переменной составляющей плотности заряда.

В фиксированной плоскости, через которую проходит электронный поток, конвекционный ток определяется выражением

$$i_{\text{конв}} = \rho S v_0 = I_0 + I_m \sin \omega t, \qquad (2.35)$$

где $I_0 = \rho_0 S v_0$ и $I_m = \rho_1 S v_0$. Через S обозначена площадь сечения потока.

Найдем, пользуясь общим уравнением наведенного тока, величину тока $i_{\text{навед}}$, протекающего во внешней цепи зазора, когда сетки соединены между собой накоротко. Направление наведенного тока на рис. 2.6 указано с учетом отрицательного знака заряда электронов.

Выберем начало координат по оси x в середине рассматриваемого зазора и рассмотрим элементарный слой заряда толщиной dx, заштрихованный на рис. 2.6. Обозначим через t_0 момент прохождения этого слоя через центр зазора. Заряд, содержащийся в рассматриваемом слое, равен $dq = i_{\text{конв}} dt$, где $dt = \frac{dx}{v_0}$.

Используем уравнение (2.31) и найдем ток $di_{\text{навед}}$, созданный зарядом dq во внешней цепи зазора:

$$di_{\text{навед}} = dq\frac{v_0}{d} = i_{\text{конв}}\frac{dx}{d}. \tag{2.36}$$

Предполагается, что скорость электронов v_0 внутри зазора остается такой же, как на входе в зазор. Это справедливо, разумеется, лишь при условии короткого замыкания во внешней цепи, когда электрическое поле внутри зазора равно нулю.

Для нахождения суммарного наведенного тока, протекающего во внешней цепи, следует произвести интегрирование написанного выше уравнения по всей ширине зазора. Подставляя выражение (2.35) в (2.36) и производя несложные тригонометрические преобразования, получаем:

$$i_{\text{навед}} = \int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} \left\{I_0 + I_m \sin\left(\omega t_0 + \frac{\omega x}{v_0}\right)\right\}\frac{dx}{d} =$$

$$= I_0 + I_m \sin\omega t_0 \frac{\sin\frac{\omega d}{2v_0}}{\frac{\omega d}{2v_0}}.$$

Угол пролета электронов через данный зазор равен $\theta = \frac{\omega d}{v_0}$.

Введем обозначение

$$M = \frac{\sin\frac{\theta}{2}}{\frac{\theta}{2}}. \tag{2.37}$$

Окончательно с учетом (2.37) уравнение тока, наведенного модулированным электронным потоком, приобретает вид

$$i_{\text{навед}} = I_0 + MI_m \sin\omega t_0. \tag{2.38}$$

Множитель M, входящий в (2.38) и определяющийся формулой (2.37), обычно называют *коэффициентом взаимодействия* электронного потока с электрическим полем зазора. Зависимость коэффициента M от угла пролета θ показана на рис. 2.7.

Если угол пролета пренебрежимо мал, то $M \to 1$ и наведенный ток численно оказывается равным конвекционному току, проходящему через зазор. Действительно, при $\theta \to 0$ уравнение (2.38) совпадает с (2.35). Однако с увеличением θ в соответствии с (2.38) происходит уменьшение амплитуды наведенного тока, равной MI_m. При $\theta = 2\pi$ переменная составляющая наведенного тока обращается в нуль несмотря на то, что конвекционный ток, поступающий в зазор, остается неизменным и по-прежнему описывается уравнением (2.35).

Коэффициент взаимодействия M играет важную роль в теории электронных приборов СВЧ и определяет эффективность наведения тока в зазоре. Чем меньше угол пролета, тем больше амплитуда наведенного тока, равная в пределе амплитуде конвекционного тока. Отсюда становится понятнее, почему в низкочастотной электронике практически можно пренебречь принципиальными различиями между конвекционным и наведенным токами.

Из уравнения (2.38) можно сделать и другой вывод. Плоский зазор, характеризуемый конечным углом пролета, может быть с точки зрения законов наведения тока заменен при расчетах эквивалентным зазором нулевой протяженности, совпа-

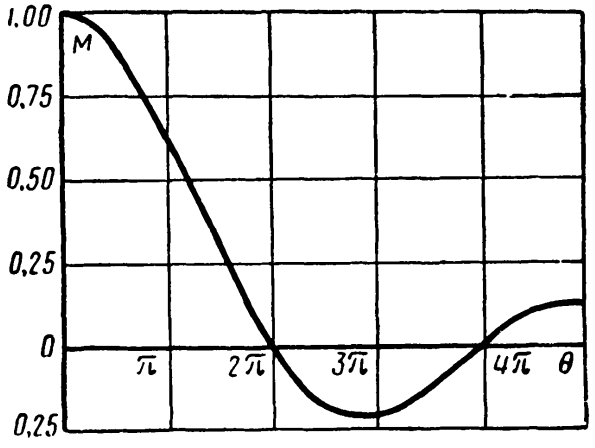


Рис. 2.7. Зависимость коэффициента взаимодействия поля плоского зазора с электронным потоком от угла пролета через зазор

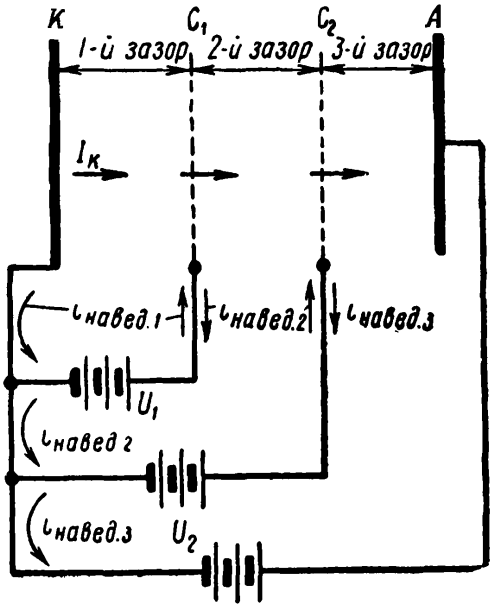


Рис. 2.8. Протекание наведенных токов в многоэлектродном электронном приборе

дающим с центром реального зазора, при условии уменьшения амплитуды переменного конвекционного тока в M раз. Промодулированный электронный поток играет при этом для зазора роль генератора тока.

При несинусоидальном характере конвекционного тока, часто встречающемся в реальных приборах, следует применить разложение функции тока в гармонический ряд

$$i_{\text{конв}} = I_0 + \sum A_n \sin(n\omega t) + \sum B_n \cos(n\omega t), \qquad (2.39)$$

после чего воспользоваться уравнениями (2.38) и (2.37) для интересующей гармоники тока. В общем случае форма кривых конвекционного и наведенного токов оказывается различной, так как коэффициент M имеет неодинаковую величину для разных гармоник.

Постоянная составляющая наведенного тока I_0 согласно (2.38) не зависит от угла пролета θ и всегда равна постоянной составляющей конвекционного тока. Заметим, однако, что ток, протекающий на какой-либо электрод и реально измеряемый в его внешней цепи, следует рассматривать с учетом токов, протекающих в цепях смежных электродов. Для примера на рис. 2.8 показана система, состоящая из

накаленного катода K, двух плоских сеток C_1 и C_2 и анода (коллектора) A. Это устройство можно мысленно разделить на три плоских двухэлектродных зазора, к которым полностью применимы рассмотренные выше положения (для простоты предполагается, что сетки непрозрачны для электрических полей).

Если электроны не оседают на сетках C_1 и C_2, то постоянные составляющие наведенных токов $i_{\text{навед 1}}$, $i_{\text{навед 2}}$ и $i_{\text{навед 3}}$ в цепях всех трех зазоров одинаковы и равны постоянному конвекционному току с катода $I_к$ независимо от величин постоянных напряжений U_1 и U_2 и присутствия переменных составляющих напряжений и токов.

Во вводах сеток наведенные токи текут в противоположных направлениях. Поэтому мгновенные токи первой и второй сеток равны соответственно

$$i_{c1} = i_{\text{навед 1}} - i_{\text{навед 2}};$$
$$i_{c2} = i_{\text{навед 2}} - i_{\text{навед 3}}.$$

Постоянная составляющая сеточных токов оказывается равной нулю, что вполне согласуется с обычными интуитивными представлениями, используемыми в низкочастотной электронике. Однако переменные составляющие наведенных токов во внешней цепи в общем случае не уничтожают друг друга, что играет важную роль, например, в работе сверхвысокочастотных триодов (см. § 2.5, а).

§ 2.4. ОТБОР ЭНЕРГИИ ОТ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА

Конечной цепью работы подавляющего большинства электровакуумных приборов СВЧ, в том числе всех генераторных и усилительных приборов, является преобразование энергии постоянного тока в высокочастотную энергию. Поэтому большой интерес представляют механизм отбора высокочастотной энергии от электронного потока и условия, при которых может быть достигнуто наиболее полное превращение энергии.

а. Отбор энергии от одиночного электрона

Обратимся снова к плоскому двухсеточному зазору, в который поступает точечный заряд (электрон) или короткий электронный сгусток.

Если две сетки зазора соединены между собою, то мощность, выделяющаяся в короткозамкнутой внешней цепи, равна нулю. Иначе обстоит дело, если между электродами зазора включено активное сопротивление R, как показано на рис. 2.9, *а*. В этом сопротивлении рассеивается мощность, обусловленная протеканием наведенного тока.

Поскольку наведенный ток течет только во время движения электрона, рассеяние мощности во внешнем сопротивлении R происходит только до момента удара электрона о вторую сетку или до момента выхода электрона из зазора. Если электрон оседает на второй сет-

ке, то это не оказывает никакого влияния на отбор энергии. В результате удара электрона о сетку происходит лишь ее нагревание.

Процесс отбора энергии от электрона можно объяснить следующим образом. Наведенный ток, проходя по внешнему сопротивлению R, создает на нем падение напряжения с полярностью, обозначенной на рис. 2.9, *а*. Электрод, по направлению к которому двигается электрон, оказывается под отрицательным потенциалом. Внутри зазора в момент прохождения электрона или сгустка автоматически создается *тормозящее электрическое поле*. Скорость электрона по мере движения в тормозящем поле уменьшается, в результате чего кинетическая энергия электрона при выходе из зазора оказывается меньше, чем на входе в зазор. Разность между этими значениями кинетической энергии электрона в точности равна энергии, отданной во внешнюю цепь и рассеянной в сопротивлении R. Оставшаяся кинетическая энергия электрона рассеивается на второй сетке зазора или на другом электроде (коллекторе), находящемся позади зазора.

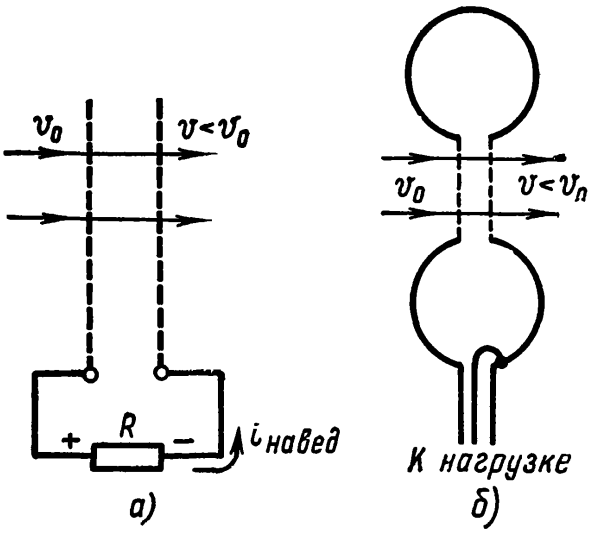


Рис. 2.9. Отбор энергии от электронов в плоском зазоре. Знаками + и — обозначена полярность напряжения, созданного на сопротивлении R в результате протекания наведенного тока

Наибольшая величина наведенного тока достигается при коллинеарности векторов **E** и **v**. Следовательно, в общем случае для более полного отбора энергии от электрона его следует пропускать по возможности вдоль силовых линий электрического поля.

Проведенное рассуждение позволяет сделать важные выводы о характере взаимодействия электронов с электрическим полем зазора. *Энергия передается во внешнюю цепь в процессе движения электронов в продольном тормозящем электрическом поле.* Рассеивание энергии (в результате электронной бомбардировки) на электродах, входящих в состав основной высокочастотной цепи, не является необходимым. Таким образом, принципиально возможны разделение функций электродов ламп и создание электродов, служащих только для отбора энергии от электронов и для передачи ее во внешнюю цепь, и электродов, специально приспособленных для собирания «отработанных» электронов и рассеивания неиспользованной части их энергии. Эти простые с физической точки зрения положения лежат в основе конструирования многих электронных приборов, рассматриваемых далее.

В диапазоне сверхвысоких частот вместо сосредоточенного активного сопротивления R, показанного на рис. 2.9, *а*, может быть использована согласованная передающая линия. Как известно, входное сопротивление согласованной линии без потерь является чисто

активным и равно характеристическому (волновому) сопротивлению Z_c. Другой путь создания активного сопротивления на СВЧ связан с использованием полого резонатора. В самом деле, на дискретных частотах собственных резонансов всякий полый резонатор обладает высоким чисто активным полным сопротивлением, равным обратной величине эквивалентной активной проводимости G [1]. Естественным решением является конструктивное объединение зазора, пересекаемого электронным потоком, с полым резонатором, как показано на рис. 2.9,*б* на примере тороидального полого резонатора. В соответствии с рассмотренными принципами, электроны следует пропускать через емкостную часть резонатора, где сосредоточено преимущественно электрическое высокочастотное поле.

б. Отбор энергии от модулированного электронного потока. Идеальная форма кривой конвекционного тока

Если пропустить через зазор одиночный электрон или один короткий электронный сгусток, то колебания, возбуждаемые ударом в полом резонаторе (см. рис. 2.9, *б*), будут затухающими. Подавая в резонатор модулированный по плотности электронный поток, т. е. периодически следующие сгустки электронов, можно компенсировать потери мощности в резонаторе и получить в установившемся режиме незатухающие колебания. Условием отдачи энергии здесь снова является прохождение каждого сгустка через зазор при тормозящем электрическом поле. Отсюда следует, что *наибольший отбор энергии от электронного потока достигается при равенстве резонансной частоты использованного резонатора и частоты следования сгустков.*

Ограничимся пока случаем, когда время пролета электрона через зазор много меньше периода колебаний. Постоянное электрическое поле в зазоре положим равным нулю. Рассмотрим с качественной точки зрения, какова оптимальная форма электронных сгустков, т. е. при какой форме кривой конвекционного тока от времени будет достигнута наибольшая колебательная мощность в нагрузке. Начальную скорость электронов будем полагать одинаковой и равной v_0.

На рис. 2.10, *а*, *б* построены графики высокочастотного напряжения на зазоре резонатора и произвольной периодической функции конвекционного тока электронного пучка при равенстве частоты сгустков и частоты колебаний в резонаторе. Форма волны напряжения принята синусоидальной, что соответствует колебаниям в высокодобротном полом резонаторе на одном из видов колебаний.

Амплитуда напряжения U_m зависит по закону Ома от амплитуды наведенного тока и величины сопротивления R на «зажимах» зазора (см. рис. 2.9, *а*). Однако величина U_m при бесконечно узком зазоре не может превышать постоянного напряжения U_0, соответствующего скорости электронов при входе в зазор. Действительно, в противном случае та часть электронов, которая поступает в зазор при наибольшем тормозящем поле, не сможет пройти зазор и будет отброшена назад. При этом расходуется часть колебательной энергии резона-

тора, что приводит к автоматическому уменьшению амплитуды U_m. В предельном случае при $U_m = U_0$ электроны, проходящие зазор при максимальном тормозящем поле, полностью отдают свою энергию и останавливаются в плоскости второй сетки.

Для достижения высокого к. п. д. необходимо, чтобы количество электронов, проходящих через зазор в моменты ускоряющего электрического поля, было значительно меньше, чем в моменты тормозящего поля (рис. 2.10, *б*). Далее, желательно, чтобы электроны проходили через зазор при возможно более сильном тормозящем поле. Следовательно, наиболее полный отбор энергии обеспечивается при пропускании электронов через зазор очень короткими прямоугольными сгустками в моменты максимального тормозящего поля, как показано на рис. 2.10, *в*. В промежутках между импульсами конвекционный ток должен быть равен нулю.

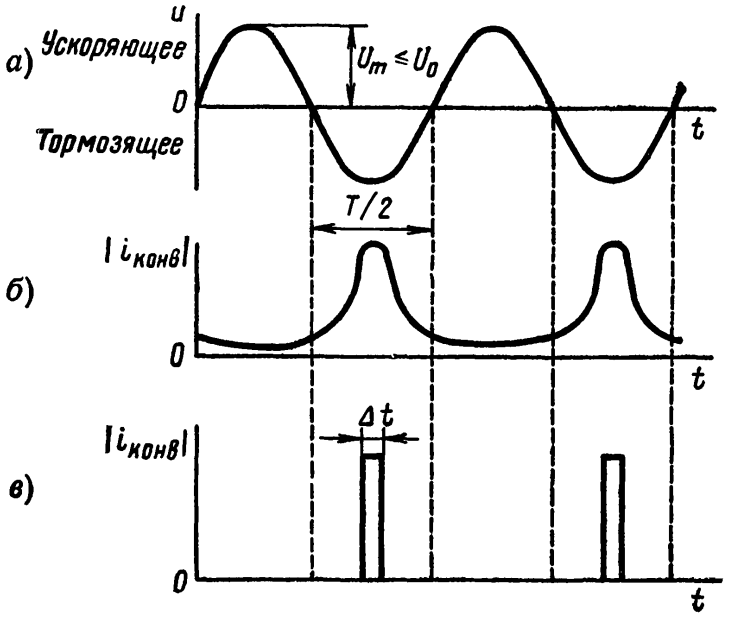


Рис. 2.10. К вопросу об оптимальной форме кривой конвекционного тока для полного отбора энергии от электронов

При длительности импульсов конвекционного тока, много меньшей половины периода колебаний, т. е. при $\Delta t \ll \frac{T}{2}$, электрическое поле в зазоре остается практически неизменным за время прохождения сгустка. Это означает, что при $U_m = U_0$ вся кинетическая энергия электронных сгустков будет полностью использована и преобразована в энергию сверхвысокочастотных колебаний. Коэффициент полезного действия электронного прибора без учета потерь в колебательной системе будет приближаться к 100%. С математической точки зрения рассмотренная идеальная форма кривой конвекционного электронного тока соответствует δ-функции Дирака.

Период высокочастотного напряжения на зазоре может не только равняться периоду следования электронных сгустков, но и быть кратным ему. Это означает, что импульсы конвекционного тока, изображенные на рис. 2.10, *в*, могут поступать не в каждый тормозящий полупериод, но всякий раз будут полностью отдавать свою кинетическую энергию. К. п. д. и в этом случае приближается к 100%. Подобный режим соответствует работе идеального электронного *умножителя частоты*, в отличие от описанного выше режима идеального генератора или усилителя.

На практике не удается осуществить идеальную форму конвекционного тока, изображенную на рис. 2.10, *в*. Тем не менее, получение возможно более коротких, хорошо очерченных электронных сгустков является одной из важнейших проблем электроники сверхвысоких частот.

Для выполнения условия $\Delta t \ll \frac{T}{2}$ необходимо, чтобы геометрическая протяженность каждого сгустка в направлении движения электронного потока даже при $v_0 \to c$ была много меньше половины рабочей длины волны в свободном пространстве. Это требование в значительной мере ограничивает возможности создания генераторов и усилителей для наиболее коротковолнового участка диапазона СВЧ.

Следует заметить, что требование создания коротких импульсов конвекционного тока для достижения высокого к. п. д. встречается не только на сверхвысоких, но и на значительно более низких частотах. Это условие лежит, в частности, в основе высокого к. п. д. усилителей, работающих в классе *C*, а также обычных автогенераторов при малых углах отсечки [8]. Однако упрощенные методы описания низкочастотных электронных приборов не дают достаточно полного представления о физической стороне происходящих здесь процессов.

в. Применение резонансных колебательных систем для отбора энергии от электронов

В электронных приборах, работающих на сравнительно низких частотах, отбор колебательной энергии и рассеяние в виде тепла избыточной кинетической энергии электронов осуществляются при участии одного и того же электрода — анода. Конструкция анода накладывает серьезные ограничения на повышение рабочей частоты приборов и на увеличение их мощности. В этом легко убедиться на примере «обычных» электронных приборов, в частности триодов. С укорочением длины волны размеры электродов должны уменьшаться, поэтому удельная рассеиваемая мощность неизбежно возрастает. Увеличение удельной рассеиваемой мощности усугубляется падением к. п. д. приборов при переходе к более высоким частотам. В результате оказывается необходимым резко снижать мощность питания, подводимую к прибору, и довольствоваться весьма малой выходной высокочастотной мощностью. С этой точки зрения анод обычной лампы, выполняющий одновременно функции высокочастотного электрода и коллектора электронов, является далеко не совершенным выходным устройством.

На сверхвысоких частотах те же функции могут успешно выполняться тремя электродами — рассматривавшимся двухсеточным зазором, входящим в состав полого резонатора, и коллектором, расположенным позади зазора (рис. 2.11, *а*). Как зазор, так и коллектор могут в простейшем случае находиться под одинаковым постоянным напряжением. Коллектор может быть совершенно не связан по высокой частоте с зазором и должен лишь улавливать «отработанные» электроны. Функции высокочастотного зазора, наоборот, заключаются в «улавливании» энергии по возможности без оседания электронов на сетках. Тем самым значительно облегчается тепловой режим высокочастотных электродов, что позволяет резко увеличить мощность прибора.

Эквивалентная схема зазора с полым резонатором, возбужденным на одном из видов колебаний, показана на рис. 2.11, *б*. Активная проводимость $G_{полн}$, изображенная на этой схеме, включает в себя эквивалентные активные проводимости собственно резонатора и нагрузки, определенные по отношению к сечению зазора. Реактивная проводимость резонатора B вблизи резонанса линейно связана с частотой и зависит от величины нагруженной добротности. При настройке резонатора точно на частоту наведенного тока $B = 0$.

Наведенный ток, протекающий по внутренней поверхности стенок резонатора, зависит от формы сгустков и в общем случае может иметь резко несинусоидальный характер. Тем не менее, при использовании

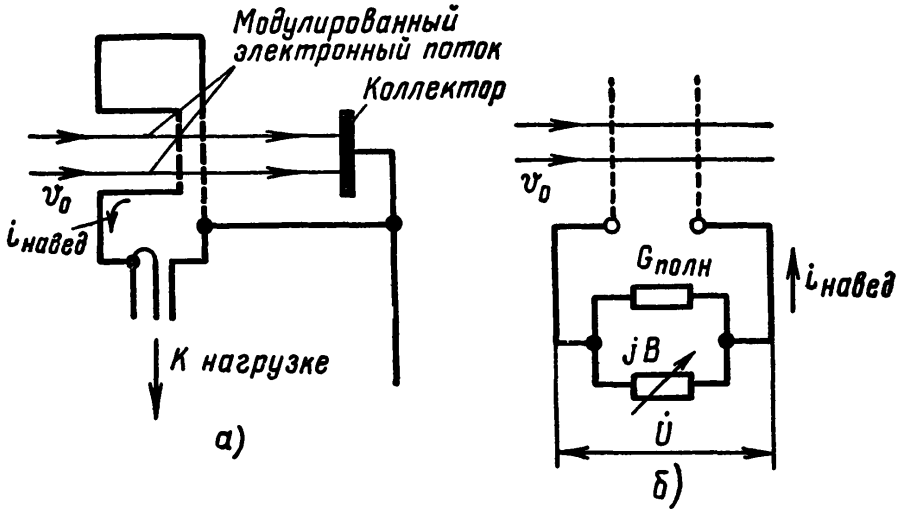


Рис. 2.11. Полый резонатор для отбора энергии от модулированного по плотности электронного потока и его эквивалентная схема

полого резонатора достаточно рассматривать лишь одну гармонику наведенного тока, имеющую частоту ν, близкую к резонансной частоте резонатора ν_0. Для токов всех других гармоник полый резонатор представляет практически короткое замыкание. Отбор энергии происходит только на одной частоте.

Если при неизменной частоте следования сгустков изменять настройку выходного резонатора, то частота колебаний, передаваемых в нагрузку, изменяться не может. Изменяется лишь амплитуда колебаний в резонаторе и, следовательно, величина выходной СВЧ мощности. Максимум мощности достигается при условии $B = 0$. Если резонатор допускает перестройку в очень широких пределах, при повышении собственной частоты ν_0 до величины, близкой к удвоенной частоте следования сгустков, будет достигнут новый максимум выходной мощности. Частота выходного сигнала скачкообразно станет в два раза больше частоты электронных сгустков и т. д. На этом основан принцип *умножения частоты.*

Суммарная активная проводимость резонатора и нагрузки $G_{полн}$, необходимая для отбора наибольшей мощности от электронного потока, может быть оценена из следующих соображений. Амплитуда напря-

жения U_m на бесконечно узком зазоре при наиболее полном отборе мощности, согласно изложенному ранее, равна U_0. Амплитуда наведенного тока $I_{\text{навед } m}$ зависит от формы кривой конвекционного тока и пропорциональна постоянной составляющей тока I_0. Теоретически предельная величина $I_{\text{навед } m}$ составляет $2I_0$. В этом нетрудно убедиться, раскладывая в ряд Фурье прямоугольные импульсы тока, изображенные на рис. 2.10, *в*, и полагая $\frac{\Delta t}{T} \to 0$*.

В дальнейшем будет показано, что модуляция плотности электронного потока в реальных приборах обеспечивает максимальную величину $I_{\text{навед } m}$ порядка $(1{,}0—1{,}5)I_0$. Полагая для простоты $I_{\text{навед } m} = I_0$, можно сделать вывод, что суммарная активная проводимость нагруженного резонатора должна составлять

$$G_{\text{полн}} = \frac{I_{\text{навед } m}}{U_m} \approx \frac{I_0}{U_0} = G_0, \qquad (2.40)$$

где G_0 — активная проводимость электронного потока по постоянному току.

На основании (2.40) иногда говорят о необходимости *согласования* активных проводимостей (или активных сопротивлений) колебательной системы и электронного потока**.

Условие (2.40) позволяет уточнить требования к выходным колебательным системам электронных приборов СВЧ. Так, например, при $U_0 = 1$ *кв* и $I_0 = 50$ *ма* активная проводимость $G_{\text{полн}}$ должна иметь порядок $5 \cdot 10^{-5}$ *ом*$^{-1}$. Иначе говоря, резонансное сопротивление системы должно составлять 20 *ком*. Реализовать подобные величины сопротивлений и проводимостей с помощью контуров с сосредоточенными постоянными в диапазоне СВЧ невозможно, что еще раз показывает необходимость использования полых резонаторов.

Для эффективного отбора энергии коэффициент взаимодействия зазора с электронным потоком должен быть возможно более высоким, чтобы не происходило значительного уменьшения амплитуды наведенного тока в сравнении с амплитудой конвекционного тока (см. § 2.3, г). Угол пролета электронов через зазор не должен превышать примерно π и во всяком случае должен быть меньше 2π. По этой причине большинство электронных приборов, использующих полые резонаторы, принято относить к классу устройств *с кратковременным взаимодействием* электронов с электромагнитным полем. Наиболее подходящими в этом случае являются полые резонаторы вогнутого типа, в частности, тороидальные резонаторы, а также коаксиальные и цилиндрические резонаторы с укорачивающей емкостью [1].

Зазор, являющийся частью полого резонатора, можно осуществлять в виде плоских сеток или отверстий небольшого диаметра, не за-

---

* К такому же выводу можно прийти более наглядным путем, если сравнить выражения высокочастотной мощности P, отдаваемой электронным потоком в активную нагрузку, и мощности P_0, сообщаемой электронному потоку источником ускоряющего напряжения U_0. Очевидно, что $P = {}^1/_2 U_m I_{\text{навед } m}$ и $P_0 = I_0 U_0$. На основании закона сохранения энергии при 100%-ном к. п. д. и при $U_m = U_0$ имеем: $I_{\text{навед } m} = 2I_0$.

** Здесь согласование понимается в ином (более условном) смысле, чем согласование в передающих линиях [1].

крытых сетками, как показано на рис. 2.12. Выходной резонатор не обязательно должен целиком находиться в вакуумной части электронного прибора. Принцип наведения тока позволяет размещать резонатор снаружи вакуумной оболочки лампы при условии, что она выполнена из диэлектрика, например из стекла. Этот прием несмотря на ограниченные возможности его практического использования ввиду ослабления поля зазора в области, где проходит электронный поток, показателен с физической точки зрения.

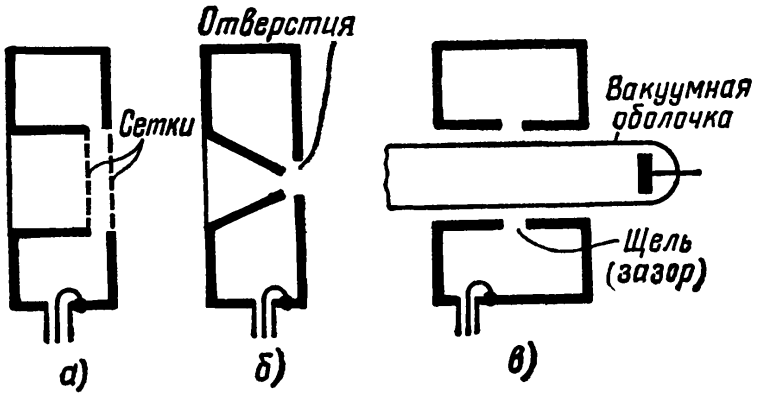


Рис. 2.12. Варианты устройства выходного полого резонатора

г. Отбор энергии от электронного потока с помощью нерезонансных колебательных систем

Недостатком устройства, в котором для отбора энергии использован полый резонатор, является его частотная селективность, или, как принято говорить, *узкополосность*. Для расширения рабочей полосы частот можно увеличивать связь с нагрузкой, т. е. снижать внешнюю и нагруженную добротности резонатора $Q_{вн}$ и $Q_н$ при неизменной собственной добротности Q_0. Как известно, при этом достигается также некоторое повышение к. п. д. резонатора. Но это приводит к уменьшению резонансного сопротивления контура, т. е. к увеличению суммарной активной проводимости $G_{полн}$ (рис. 2.11, *б*), за счет роста активной проводимости нагрузки, трансформированной к сечению зазора. При неизменной величине тока пучка I_0 увеличение проводимости $G_{полн}$ приводит в свою очередь к снижению тормозящего высокочастотного напряжения на зазоре. В результате происходит уменьшение энергии, отбираемой зазором от электронного потока, и снижение полного к. п. д.

Вторым путем расширения полосы частот является отказ от использования резонансной цепи и включение зазора в состав передающей линии, на конце которой расположена согласованная нагрузка. Однако характеристическое (эквивалентное) сопротивление большинства передающих линий СВЧ сравнительно невелико (десятки и сотни омов). Достичь «согласования» сопротивлений линии и электронного потока в этих условиях обычно не удается. Поэтому для того, чтобы полнее использовать кинетическую энергию электронов, следует использовать достаточно большое число одинаковых зазоров, включенных в общую передающую линию. Электронные сгустки должны проходить каждый зазор в одной и той же фазе — в момент максимального тормозящего электрического поля.

Условие постоянства фазы высокочастотного поля в каждом из зазоров по отношению к электронным сгусткам означает, что фазовая скорость $v_ф$ волны, бегущей по линии, соединяющей зазоры, должна быть приблизительно равна скорости электронов v_0. Требование

$v_0 \approx v_ф$ обычно называют условием *синхронизма* электронов и бегущей волны. Но скорость электронов не может быть равна скорости света c в свободном пространстве и тем более не может превышать ее; обычно $v_0 \ll c$. Отсюда следует, что передающая линия, соединяющая зазоры, должна обладать свойствами линии задержки, как показано на рис. 2.13, *а*.

В качестве линии задержки в диапазоне СВЧ может быть использована замедляющая система — спираль, гребенка, система встречных штырей и т. п. Двухсеточные зазоры, изображенные на рис. 2.13, не являются принципиально необходимыми и лишь затрудняли бы прохождение электронного потока вдоль замедляющей системы. Продольное электрическое поле, создаваемое этими зазорами, может быть заменено провисающими (краевыми) полями, существующими во всякой замедляющей системе при волнах электрического типа.

Следует учитывать, однако, что поле замедленной волны быстро убывает при удалении от поверхности системы [1]. Поэтому электронный поток желательно пропускать возможно ближе к проводникам замедляющей системы. Далее, напряженность высокочастотного электрического поля в замедляющей системе тем больше, чем выше ее сопротивление связи $R_{св}$. Следовательно, для эффективного взаимодействия между электронным потоком и замедленной электромагнитной волной желательно использовать замедляющие системы с достаточно высокой величиной $R_{св}$.

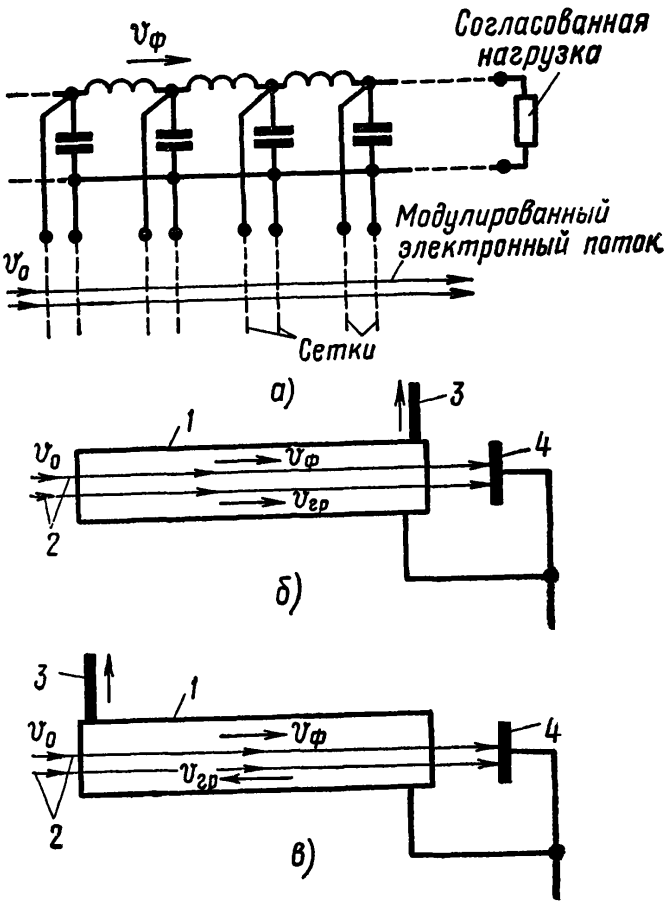


Рис. 2.13. Принципиальная схема нерезонансного выходного устройства с несколькими зазорами, включенными в линию задержки (*а*), и использование замедляющих систем с положительной (*б*) и отрицательной (*в*) дисперсией:

1 — замедляющая система; *2* — модулированный электронный поток; *3* — вывод энергии; *4* — коллектор

Ширина полосы частот рассматриваемого устройства определяется дисперсионной характеристикой замедляющей системы, т. е. зависимостью фазовой скорости волны от частоты. Чем слабее дисперсия, тем больше полоса частот, в пределах которой при заданной скорости электронов обеспечивается синхронизм между электронами и волной. Применяя такие замедляющие системы, как спираль, можно обеспечить полосу частот порядка 50—100% от средней частоты. Это ценное свойство широко используется в настоящее время в широкополосных усилительных лампах бегущей волны. Для сравнения полезно напом-

нить, что полоса частот одиночного полого резонатора обратно пропорциональна нагруженной добротности $Q_н$ и даже при сравнительно низкой величине $Q_н$ (порядка 50—100) составляет лишь 1—2% от средней частоты.

Характер дисперсии замедляющей системы оказывает влияние на место включения внешней нагрузки. Если система обладает положительной (прямой) дисперсией, то направления фазовой $v_ф$ и групповой $v_{гр}$ скоростей совпадают. Направление же фазовой скорости всегда

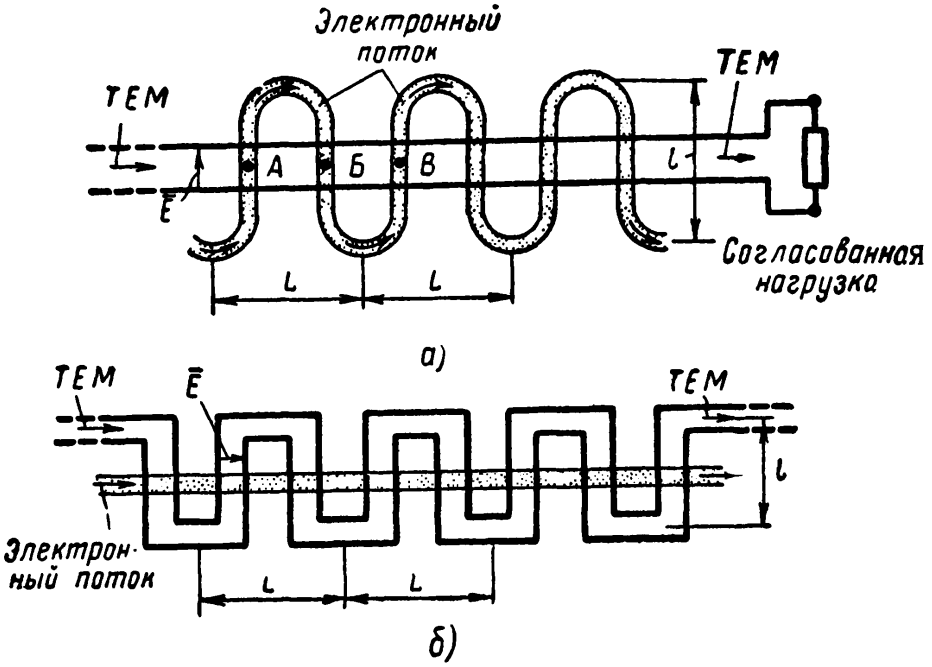


Рис. 2.14. Взаимодействие электронного потока с нерезонансной линией:

а—при периодическом электронном потоке и линии с незамедленной волной; *б*—при прямолинейном потоке и периодической замедляющей системе

должно совпадать с направлением движения электронов, удовлетворяя условию синхронизма $v_ф \approx v_0$. Следовательно, вывод энергии должен располагаться на конце замедляющей системы, обращенном к коллектору, как показано на рис. 2.13, *б*. При использовании пространственных гармоник с отрицательной (обратной) дисперсией энергия должна отбираться в нагрузку с конца системы, обращенного в сторону источника электронного потока (рис. 2.13, *в*). Это нетрудно понять, если вспомнить, что отрицательная дисперсия соответствует случаю, когда фазовая и групповая скорости имеют взаимно противоположные направления.

Передача энергии от электронов полю бегущей волны может происходить на большом протяжении замедляющей системы и носит многократный или непрерывный характер. Поэтому электронные приборы, использующие отрезки замедляющих систем, принято относить к классу приборов с *длительным взаимодействием* электронов с электромагнитным полем. Типичными представителями приборов с длительным взаимодействием являются лампы прямой бегущей волны (ЛБВ), лампы обратной волны (ЛОВ), а также магнетроны, платинотроны и др.

На первый взгляд может показаться, что осуществить длительное взаимодействие электронов с полем незамедленных волн типов ТЕМ, ТЕ и ТМ нельзя, поскольку при $v_ф \geqslant c$ не обеспечивается условие фазового синхронизма. Преодолеть эту трудность можно, используя непрямолинейный электронный поток, периодически взаимодействующий с полем незамедленной волны. На рис. 2.14, *а* изображена для примера двухпроводная или ленточная линия, возбуждаемая на волне типа ТЕМ. Модулированный по плотности электронный поток, периодически пересекающий эту линию, взаимодействует с электрическим полем линии, которое по отношению к движению электронов имеет продольный характер. Условие синхронизма, т. е. постоянства фазы СВЧ поля при прохождении одного и того же сгустка в точках *А*, *Б*, *В* на рис. 2.14, *а*, может быть обеспечено выбором длины периода L и «размахом» l электронной траектории.

Для сравнения на рис. 2.14, *б* показан более простой случай, когда прямолинейный электронный поток взаимодействует с периодической замедляющей системой, образованной волнообразно изогнутой ленточной передающей линией*. Нетрудно заметить принципиальное сходство обеих задач. В случае непрямолинейного периодического электронного потока синхронизм может рассматриваться между незамедленной волной, бегущей по линии, и одной из пространственных гармоник электронного потока.

Применение незамедленных волн представляет особенный интерес в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн, где геометрические размеры замедляющих структур становятся весьма малыми.

д. Общая блок-схема электронных генераторов и усилителей СВЧ

Рассмотренные методы преобразования энергии постоянного тока в энергию сверхвысокочастотных колебаний позволяют понять принцип построения современных электронных приборов СВЧ. На рис. 2.15 приведены общие блок-схемы генераторов и усилителей СВЧ, различающихся характером взаимодействия электронов с полем.

Электронный поток, эмиттируемый катодом K, ускоряется с помощью ускоряющего электрода (анода) A и поступает в *управляющее* (группирующее) устройство. Назначение управляющего устройства — модуляция конвекционного тока пучка, т. е. создание периодически следующих один за другим электронных сгустков**. Эти сгустки, проходя в дальнейшем через выходной полый резонатор или замедляющую систему, наводят сверхвысокочастотный ток и отдают полю часть своей энергии. Отработанные электроны попадают на коллектор, где рассеивают в виде тепла оставшуюся у них кинетическую энергию. Управ-

---

* Свойства периодических замедляющих систем и пространственных гармоник рассмотрены в [1].

** Не следует смешивать управляющее устройство, создающее электронные сгустки под действием СВЧ поля, с так называемым управляющим электродом, применяемым в некоторых типах приборов для формирования электронного потока с помощью постоянных полей, а также для импульсной или другой низкочастотной модуляции.

ляющее и выходное устройства, а также коллектор в простейшем случае могут быть соединены по постоянному току с ускоряющими электродами.

Если рассматриваемый прибор является усилителем, то управляющий сигнал подается от внешнего источника СВЧ колебаний. Для самовозбуждения, т. е. для превращения усилителя в генератор (автогенератор), достаточно осуществить положительную обратную связь между выходным и управляющим устройствами, как обозначено пунктиром на рис. 2.15.

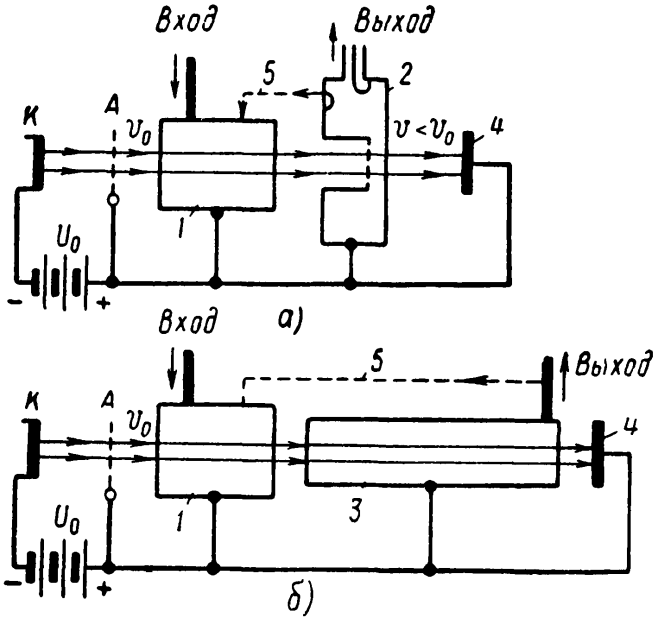


Рис. 2.15. Принципиальная схема усилительных и генераторных приборов СВЧ, использующих кратковременное (*а*) и длительное (*б*) взаимодействие электронов с полем в выходном устройстве:

1 — управляющее (группирующее) устройство; *2* — выходной резонатор; *3* — выходная замедляющая система; *4* — коллектор; *5* — цепь обратной связи

В устройствах , показанных на рис. 2.15, особенно ясно выступает роль электронов, как накопителей энергии и как «промежуточной инстанции» в преобразовании энергии постоянного тока от источника ускоряющего напряжения U_0 в энергию СВЧ колебаний. Идеальным режимом преобразования является случай, когда скорость электронов, пролетевших выходное устройство, стремится к нулю.

Некоторые современные сверхвысокочастотные приборы, например пролетные клистроны, непосредственно воспроизводят своим устройством схему, изображенную на рис. 2.15, *а*. Тем не менее, реальное устройство усилителей и генераторов СВЧ может внешне значительно отличаться от описанной схемы. Так, управляющее устройство и ускоряющий электрод могут быть расположены в обратной последовательности (случай триодов и тетродов СВЧ). Функции коллектора и выходного устройства могут в ряде случаев выполняться одними и теми же электродами. Возможен и такой случай, когда функции всех устройств совмещены в одном и том же двухэлектродном промежутке. Примерами подобных устройств являются магнетронный генератор, а также простейший диод, генерирующий СВЧ колебания (см. § 2.7). Тем не менее, и в этом конструктивно самом простом случае можно рассматривать все основные описанные выше процессы — ускорение электронов, модуляцию потока по плотности и отбор энергии за счет взаимодействия электронных сгустков с тормозящим полем СВЧ.

Может возникнуть вопрос, почему рассмотренные принципы не используются непосредственно в низкочастотных электронных приборах. С одной стороны, проблема рассеивания мощности на выходном устройстве при низких частотах не является столь острой, как в диапазоне СВЧ, поскольку нет принципиальных ограничений в размерах

и конструкциях электродов. Ввиду этого нежелательно вводить вместо одного анода три электрода (две сетки и коллектор), что лишь усложняет конструкцию лампы. С другой стороны, применением полых резонаторов и замедляющих систем привело бы на низких частотах к неоправданно большим и даже физически нереальным размерам подобных устройств. Эти соображения снова показывают специфический характер электровакуумных приборов сверхвысоких частот.

§ 2.5. МЕТОДЫ УПРАВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПОТОКАМИ НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

а. Электростатическое управление

Управляющее устройство, изображенное на рис. 2.15, может в простейшем случае выполнять функции мгновенно действующего затвора или обтюратора, вырезывающего из равномерного электронного потока сгустки (пакеты), следующие с требуемой сверхвысокой частотой. Идеальной формой конвекционного тока, создаваемого управляющим устройством, согласно §2.4, являются короткие прямоугольные импульсы (рис. 2.10, *в*). Электронный поток может иметь при этом вид тонких (в пределе бесконечно тонких) пластинок или дисков, двигающихся по направлению к выходному устройству на одинаковых расстояниях один от другого.

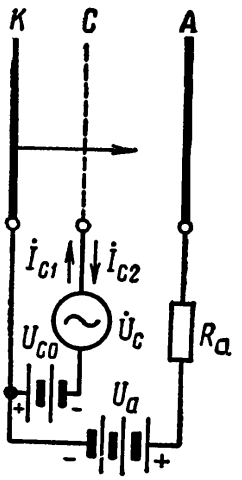


Рис. 2.16. Электростатическое управление электронным потоком в триоде

Для получения переменной составляющей конвекционного электронного тока на низких и умеренно высоких частотах обычно применяется метод *электростатического управления* с помощью сетки, находящейся под отрицательным потенциалом по отношению к катоду (рис. 2.16). По существу все современные приемно-усилительные и генераторные лампы обычных типов используют этот метод управления электронным потоком.

В зависимости от величины постоянного смещения на сетке U_{c0} и амплитуды переменного напряжения U_c конвекционный электронный ток i_a, поступающий в пространство сетка — анод, при низких частотах изменяется по времени, как показано на рис. 2.17. В режиме больших амплитуд (классе *C*) метод электростатического управления позволяет получать импульсы конвекционного тока в виде отсеченных снизу участков косинусоиды. Уменьшая угол отсечки Θ путем увеличения напряжения сеточного смещения U_{c0} и повышения амплитуды управляющего напряжения U_c, можно получить весьма короткие сгустки электронов.

Наиболее ценной и характерной особенностью электростатического управления при низких частотах в обычных схемах включения ламп является практически нулевое потребление мощности от источника управляющего напряжения, если электроны не оседают на управляющей сетке. Однако при сверхвысоких частотах, как показывает опыт, уп-

равление с помощью отрицательной сетки начинает требовать затраты конечной мощности, быстро возрастающей с ростом частоты. Это обстоятельство, наряду с другими нежелательными явлениями, затрудняет создание усилителей и генераторов СВЧ с электростатическим управлением для волн короче 3 — 5 *см*. Основным фактором, ухудшающим управляющее действие сетки, является значительный угол пролета электронов в пространстве между катодом и сеткой.

Рассмотрим влияние угла пролета электронов в лампе на потребление мощности в пространстве между управляющей сеткой и катодом. Для простоты ограничимся рассмотрением триода, включенного по схеме с общим катодом*, в режиме малых амплитуд. Сделанные выводы могут быть качественно использованы для объяснения режима работы других типов ламп с электростатическим управлением, в частности тетродов.

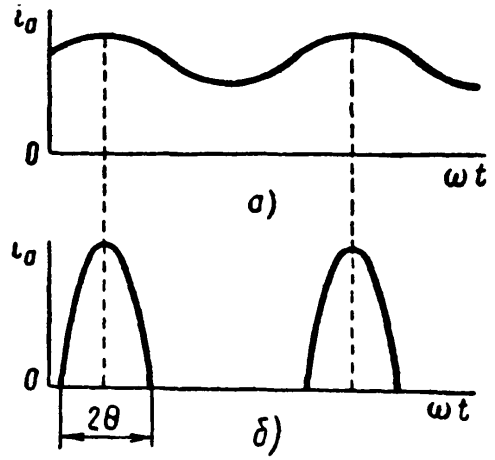


Рис. 2.17. Конвекционный ток при электростатическом управлении в режимах малых (*а*) и больших (*б*) амплитуд управляющего напряжения

Обратимся снова к рис. 2.16 и рассмотрим плоский триод, сетка которого находится под отрицательным потенциалом по отношению к катоду. Кроме постоянного смещения U_{c0}, на сетку подано малое управляющее переменное напряжение U_c. Влияние сопротивления в анодной цепи для простоты учитывать не будем.

Если проницаемость D триода очень мала, то его можно рассматривать как совокупность двух независимых плоских зазоров, имеющих один общий электрод (сетку) и пронизываемых одним и тем же потоком электронов, двигающихся от катода к аноду. К каждому из зазоров могут быть применены выводы, полученные выше при рассмотрении наведенных токов.

Электронные сгустки, двигающиеся в пространстве катод—сетка, создают наведенный ток с комплексной амплитудой первой гармоники I_{c1}, протекающий в направлении, показанном на рис. 2.16. В результате движения электронов в пространстве сетка—анод в цепи сетки течет наведенный ток I_{c2}. Таким образом, полный сеточный ток в общем случае не равен нулю, а является векторной разностью токов I_{c1} и I_{c2}:

$$\dot{I}_c = \dot{I}_{c1} - \dot{I}_{c2}.$$

Аналогичное соотношение для мгновенных значений наведенных токов рассматривалось выше в § 2.3, г.

---

* Под общим электродом в усилительной лампе принято понимать тот электрод, к которому подключены как входная, так и выходная цепи (см. также § 4.4).

Если фазы и модули токов $\dot{I}_{c1}$ и $\dot{I}_{c2}$ одинаковы, то суммарный сеточный ток равен нулю (при условии, что электроны не оседают на сетке). Однако за счет конечного времени пролета в зазоре катод — сетка максимум наведенного тока I_{c1} запаздывает относительно максимума управляющего сеточного напряжения. Соответствующая векторная диаграмма изображена на рис. 2.18.

Сдвиг по фазе φ_1 между током $\dot{I}_{c1}$ и напряжением $\dot{U}_c$ однозначно связан с углом пролета $\theta_{кс}$ в пространстве катод—сетка, хотя и не равен ему в точности. В самом деле, если скорость электронов оставалась бы постоянной, то зазор катод — сетка, согласно выводам § 2.3, г, можно было заменить эквивалентным зазором нулевой протяженности, расположенным в середине реального зазора. При этом фазовый сдвиг тока I_{c1} составлял бы половину реального угла пролета катод—сетка, равного $\theta_{кс}=\omega\tau_{кс}$. Поэтому в общем случае можно полагать $\theta_{кс} > \varphi_1 > 0$.

Угол пролета электронов в пространстве сетка—анод $\theta_{са}$ обычно значительно меньше величины $\theta_{кс}$ ввиду того, что скорость электронов увеличивается под действием более высокого анодного напряжения. Тем не менее наведенный ток $\dot{I}_{c2}$ отстает от тока $\dot{I}_{c1}$ на угол φ_2, который может вообще превышать величину $\theta_{са}$. Это обстоятельство легко понять, если предположить $\theta_{са} = 0$. Тогда фаза тока $\dot{I}_{c2}$ по отношению к напряжению $\dot{U}_c$ должна отставать в точности на величину $\theta_{кс}$. С учетом угла пролета в пространстве сетка—анод дополнительное отставание наведенного тока $\dot{I}_{c2}$ должно иметь порядок $\theta_{са}/2$. Следовательно, при $\theta_{са} > 0$ можно записать: $\varphi_1 + \varphi_2 \geqslant \theta_{кс}$, т. е. $\varphi_2 \geqslant \theta_{кс} - \varphi_1$.

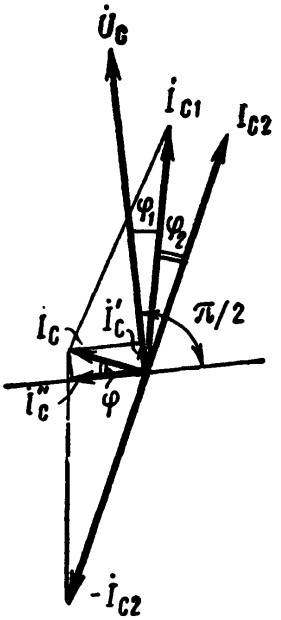


Рис. 2.18. Векторная диаграмма токов, наведенных во входной цепи при электростатическом управлении в схеме с общим катодом

Под $\theta_{са}$ и $\theta_{кс}$ подразумеваются углы пролета, определяемые по уравнениям типа (2.28), т. е. при малой амплитуде переменных составляющих анодного и сеточного напряжений.

Как видно на рис. 2.18, результирующий ток $\dot{I}_c$, наведенный во входной цепи, отличен от нуля и при не очень больших φ_1 и φ_2 опережает напряжение $\dot{U}_c$ на угол $\varphi' = \frac{\pi}{2} - \varphi$. Следовательно, несмотря на то, что электроны не попадают на сетку, в цепи сетки протекает ток с составляющей $\dot{I}_c'$, синфазной с напряжением $\dot{U}_c$.

Тем самым качественно доказано, что при конечных углах пролета входная цепь в случае электростатического управления требует активной мощности от источника управляющего напряжения. Кроме активной составляющей тока $\dot{I}_c'$, сеточный наведенный ток имеет емкостную реактивную составляющую $\dot{I}_c''$, обычно значительно превышающую I_c'.

Эффект протекания в сеточной цепи наведенного тока $\dot{I}_c'$, синфазного с управляющим напряжением $\dot{U}_c$, можно представить как появление активной составляющей входной проводимости сетка—катод, равной $G_{вх} = \frac{\dot{I}'_c}{\dot{U}_c}$. Анализ показывает, что при указанных выше допущениях и при не очень больших углах пролета $\theta_{кс}$ величина $G_{вх}$ описывается приближенным уравнением

$$G_{вх} = kS\theta_{кс}^2, \tag{2.41}$$

где S — статическая крутизна триода и k — некоторый числовой коэффициент.

Таким образом, при электростатическом управлении входная активная проводимость, обусловленная инерцией электронов, в случае схемы с общим катодом изменяется в первом приближении пропорционально квадрату угла пролета катод—сетка. Следовательно, при фиксированных прочих параметрах она растет пропорционально квадрату частоты. Этот вывод подтверждается экспериментальными данными. Реактивная входная проводимость, обусловленная инерцией электронов, играет менее существенную роль и здесь рассматриваться не будет.

Рост потерь во входной цепи усилителя с общим катодом при повышении частоты ограничивает применение электростатического управления в лампах СВЧ. Так, например, при $\theta_{кс} \sim 50°$ входная активная проводимость в типовых приемно-усилительных и генераторных лампах доходит примерно до 10^{-3} *ом*$^{-1}$ и быстро растет с повышением частоты. В случае генераторов это явление требует передачи все большей части мощности из выходной цепи в сеточную цепь для обеспечения необходимой положительной обратной связи. Наконец, достигается частота, при которой мощность, потребляемая в сеточной цепи, равна всей мощности, генерируемой лампой. Передача энергии во внешнюю нагрузку становится невозможной, генератор перестает функционировать.

Может показаться неясным, где рассеивается мощность, потребляемая на входе лампы, поскольку бомбардировки сетки электронами не происходит. В действительности указанные эффекты обусловливают в среднем увеличение кинетической энергии электронов, проходящих по направлению к аноду. Энергия «перекачивается» и рассеивается в виде тепла на аноде лампы (или на коллекторе).

б. Динамическое управление

В обычных лампах с электростатическим управлением время пролета электронов всегда является отрицательным фактором. Недостатки электростатического управления побудили поиски других систем, в которых время пролета не играло бы отрицательной роли, а по возможности использовалось для модуляции электронного потока по плотности. Такой механизм, полезно использующий конечное время пролета электронов, принято называть *динамическим управлением.*

Слабым местом управления с помощью обычной сетки на СВЧ является то, что последняя непосредственно создает модуляцию конвекционного тока. Как было показано выше, это неизбежно приводит в каждый момент времени к неодинаковой плотности заряда по обе стороны сетки и как результат к наведению тока, имеющего активную составляющую. Поэтому для кардинального решения задачи необходимо полностью отказаться от принципа управления током путем прямого изменения плотности заряда.

В конечном счете от управляющего устройства требуется, чтобы в некоторой плоскости, соответствующей выходному устройству лампы, конвекционный электронный ток изменялся по закону

$$i_{\text{конв}} = I_0 + i(t),$$

где $i(t)$ — периодическая функция времени и I_0 — постоянная составляющая конвекционного тока.

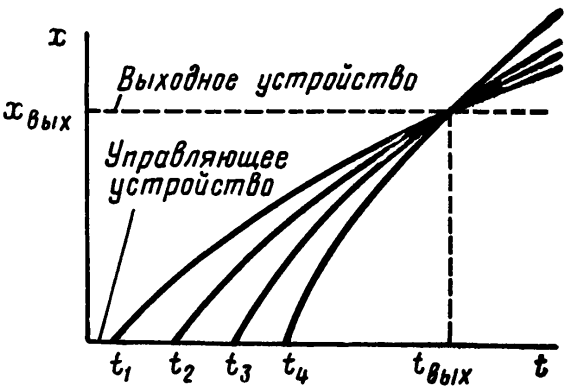


Рис. 2.19. Пространственно-временная диаграмма группирования электронов, выходящих из управляющего устройства в разные моменты времени, но одновременно поступающих в выходное устройство

Отметим, что переменная составляющая конвекционного тока $i(t)$ не обязательно должна создаваться в самом управляющем устройстве. Следовательно, наиболее целесообразно применять такое воздействие на электронный поток, чтобы электроны, двигаясь в пространстве между управляющим и выходным устройствами, постепенно группировались, образуя сгустки как раз при входе в выходное устройство. При этом плотность заряда на выходе из управляющего устройства могла бы не изменяться, что особенно важно для устранения активной входной проводимости.

На рис. 2.19 построена гипотетическая пространственно-временная диаграмма движения электронов, выходящих из управляющего устройства через равные интервалы времени в моменты t_1, t_2, t_3 и т. д. Для того, чтобы эти электроны образовали сгусток и одновременно попали в выходное устройство, необходимо, чтобы графики движения рассматриваемых электронов пересекались в точке с координатами ($x_{\text{вых}}$, $t_{\text{вых}}$). Но пересечение графиков движения возможно лишь при различной величине производных $\frac{dx}{dt}$, т. е. при различных скоростях рассматриваемых электронов.

Проведенное элементарное рассуждение содержит в себе важнейший вывод о возможности динамического управления электронным потоком путем предварительного периодического изменения скоростей электронов с последующим преобразованием этого изменения в модуляцию конвекционного тока. Такое периодическое изменение скорости электронов, производимое в специальном управляющем устройстве, получило название *модуляции электронного потока по скорости* или, сокращенно, *скоростной модуляции*.

В случае динамического управления, рассмотренного на рис. 2.19, полезно используется время пролета электронов в пространстве между управляющим и выходным устройствами.

Скоростная модуляция электронных потоков лежит в основе большого класса электронных приборов СВЧ — *отражательных и пролетных* (прямопролетных) *клистронов*. Принципы этого механизма управления электронными потоками рассматриваются ниже в § 2.8 и в гл. 5.

Группирование электронов при динамическом управлении не обязательно должно производиться с помощью управляющего устройства, существующего отдельно и независимо от других устройств электронного прибора. Уже на ранних этапах развития электроники СВЧ были обнаружены системы, в которых имеется неявный («внутренний») автоматически действующий механизм динамического управления. Время пролета электронов в этих системах также играет полезную роль и, в частности, в значительной мере определяет частоту генерируемых колебаний. Примерами приборов с «внутренним» механизмом динамического управления являются триод с положительной сеткой (генератор тормозящего поля) и монотрон, рассматриваемые ниже, а также некоторые другие генераторные приборы СВЧ.

Динамическое управление электронными потоками в широком смысле слова лежит в основе подавляющего большинства современных электровакуумных приборов сверхвысоких частот.

§ 2.6. КОЛЕБАНИЯ В ТРИОДАХ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ СЕТКОЙ. ГЕНЕРАТОР ТОРМОЗЯЩЕГО ПОЛЯ

Рассмотрим триод, на сетку которого по отношению к катоду подан не отрицательный, а высокий постоянный положительный потенциал U_c (десятки или сотни вольт). На анод триода подан нулевой или небольшой отрицательный потенциал U_a по отношению к катоду. Электроны, выходящие из катода при такой необычной схеме включения, ускоряются сеткой и попадают в постоянное тормозящее поле в пространстве сетка — анод. Не долетая до анода, электроны возвращаются обратно и, снова ускоряясь сеткой, совершают многократные колебания в «потенциальной яме», показанной на рис. 2.20, пока не перехватываются сеткой. Соответствующая пространственно-временна́я диаграмма движения электронов при отсутствии СВЧ колебаний изображена на рис. 2.21, *а*.

Пользуясь представлениями о наведенных токах, можно заключить, что электроны наводят ток на электродах лампы, изменяющийся с частотой качаний. Период колебаний T тока в цепи сетка — анод оказывается равным времени пролета электронов τ от сетки до «поверхности поворота» и обратно к сетке, т. е.

$$\tau = T. \tag{2.42}$$

Время пролета электронов τ при $U_a \to 0$ пропорционально $1/\sqrt{U_c}$ Поэтому период наведенных колебаний также должен зависеть от постоянного потенциала сетки в виде $T = \frac{k}{\sqrt{U_c}}$, где k — некоторая константа. Отсюда, используя связь длины волны генерируемых колебаний λ с периодом T, можно получить соотношение*

$$\lambda^2 U_c = \text{const}. \tag{2.43}$$

* Под λ здесь и в дальнейшем подразумевается длина волны в свободном пространстве, определяемая соотношением $\lambda = cT$, где c — скорость света, равная приблизительно $3 \cdot 10^8$ *м/сек*.

Опыт подтверждает справедливость этого интересного соотношения. Триоды с положительной сеткой могут генерировать колебания дециметрового и сантиметрового диапазонов; длина волны генерируемых колебаний при низкой нагруженной добротности колебательной системы почти не зависит от параметров внешней цепи и определяется уравнением типа (2.43). Такой источник СВЧ колебаний получил название *генератора тормозящего поля**.

Таким образом, даже из элементарных рассуждений можно построить рабочую гипотезу, качественно объясняющую возникновение колебаний во внешней цепи рассматриваемого триода. Однако для полного объяснения колебаний во внешней цепи гипотезы «электронных качаний» внутри лампы недостаточно. Действительно, следует учесть равномерность эмиссии из катода, в результате чего в каждый момент времени число электронов, двигающихся от сетки к аноду, равно числу электронов, двигающихся в противоположном направлении. При этих условиях токи, наведенные во внешней цепи различными электронами, должны в любой момент времени полностью компенсироваться.

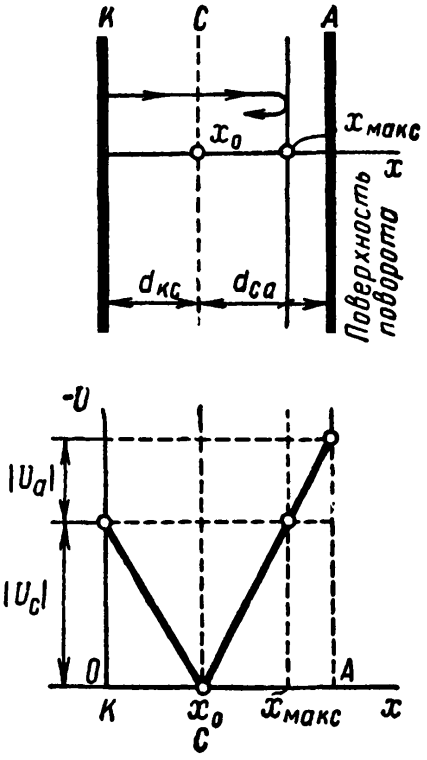


Рис. 2.20. Распределение постоянного потенциала в плоском триоде с положительной сеткой в отсутствие пространственного заряда

Упорядоченные колебания во внешней цепи могут существовать только при упорядоченном движении электронов, или, иначе говоря, при условии модуляции электронного потока по плотности. В этом отношении механизм передачи энергии от электронов во внешнюю цепь в схеме тормозящего поля должен быть принципиально таким же, как в общей схеме, изображенной на рис. 2.15. Поскольку внешнего, явно выраженного механизма управления электронным потоком в схеме тормозящего поля не существует, следует рассмотреть внутренние факторы, которые могли бы создать модуляцию электронного потока по плотности. Сам по себе факт генерирования колебаний в триодах с положительной сеткой позволяет постулировать существование подобного механизма.

Рассмотрим случай, когда внешний колебательный контур связан только с анодом и сеткой триода. Такое включение может иметь место, например, в случае, когда выводы анода и сетки образуют резонатор, замкнутый на конце емкостным мостиком.

Для объяснения механизма генерирования колебаний используем следующий прием, находящий широкое применение при анализе работы самых разнообразных приборов СВЧ. Допустим, что колебания в схеме уже возникли, и рассмотрим качественно баланс энергии электронов и высокочастотного поля. Если действие переменного электрического поля приводит к тому, что электроны в среднем за период приобретают от поля меньше энергии, чем отдают ее полю, то амплитуда колебаний должна увеличиваться, и, следовательно, должно иметь место самовозбуждение. Напротив, при балансе энергии, приводящем в среднем к переходу энергии от внешнего контура к электронному потоку, колебания, даже если они по каким-либо причинам возникли, должны затухать Следовательно, при подобных условиях система, состоящая из колебательного контура и электронного потока, не может обеспечить самовозбуждения колебаний. С физической точки зрения подобная трактовка вполне правомерна, так как первоначальные колебания во всякой системе существуют за счет тепловых флуктуаций и дро-

---

* Не следует смешивать постоянное тормозящее поле, существующее в пространстве сетка — анод данного генератора, и тормозящее высокочастотное поле, взаимодействующее с электронами и обеспечивающее переход энергии во внешнюю цепь в этом и любом электронном генераторе и усилителе СВЧ (см. § 2.4).

бового эффекта, а также возникают при первом включении системы за счет неизбежных переходных процессов.

Итак, допустим, что в анодно-сеточной цепи возникли колебания, определяемые уравнениями (2.42) и (2.43). Рассмотрим, как изменяется движение электронов при наличии переменной составляющей напряжения сетка — анод u_{ca}. На рис. 2.21, *б* построены пространственно-временные диаграммы для двух типичных электронов, вылетевших из катода в различные моменты времени.

Электрон типа *1* входит в пространство сетка — анод в момент перехода высокочастотного поля с тормозящего на ускоряющее и двигается к аноду в течение ускоряющего полупериода, поглощая энергию высокочастотных колебаний. В результате амплитуда качания электрона возрастает и он, преодолевая постоянное тормозящее поле, приближается к аноду. Если амплитуда высокочас-

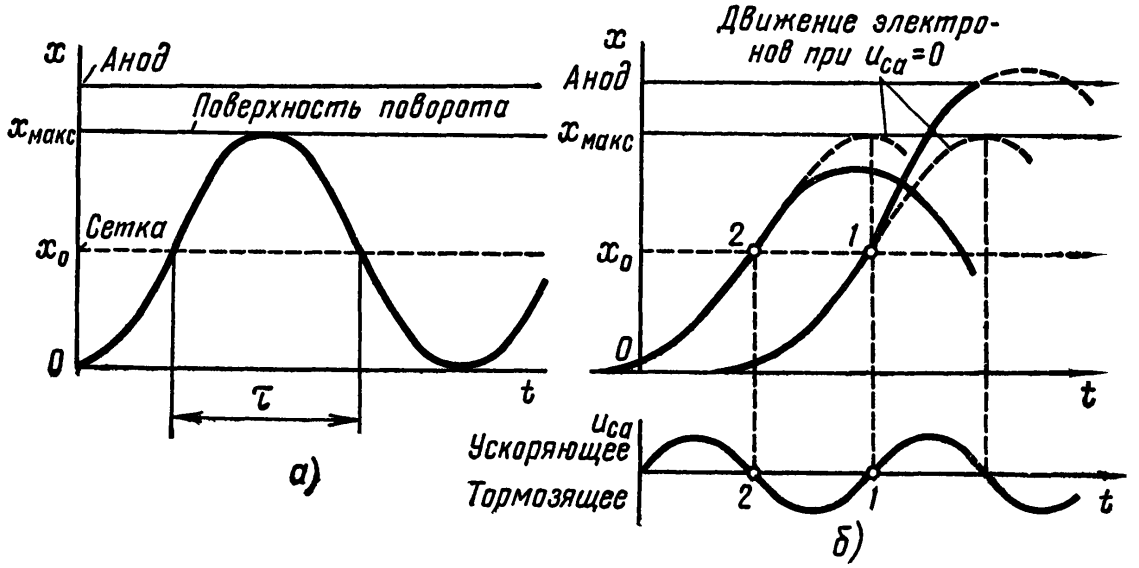


Рис. 2.21. Пространственно-временные диаграммы движения электронов в триоде с положительной сеткой при отсутствии (*а*) и при наличии (*б*) СВЧ колебаний в цепи сетка — анод

тотного напряжения достаточно велика и если постоянный отрицательный потенциал анода невелик, то электрон достигает анода. Дальнейшее движение электрона после удара об анод прекращается.

Таким образом, электрон типа *1*, поглощающий энергию от внешней цепи и являющийся наиболее «неблагоприятным» с точки зрения возбуждения колебаний, может двигаться в пространстве сетка—анод только в течение половины периода высокочастотных колебаний. Этот электрон устраняется из общего «танца» и попадает на анод триода. В анодной цепи триода появляется постоянный ток несмотря на то, что анод имеет отрицательный потенциал по отношению к катоду.

Перейдем к рассмотрению движения электрона типа *2*, начинающего свое движение в пространстве сетка—анод на полпериода позднее или на полпериода раньше, когда высокочастотное поле становится тормозящим (рис. 2.21, *б*). Электрон *2*, непрерывно теряя энергию за счет действия тормозящего высокочастотного поля, не может достигнуть не только анода, но и поверхности с координатой $x_{макс}$ (поверхности поворота электронов в отсутствие колебаний). Этот электрон возвращается к сетке и снова отдает энергию поля, поскольку при $\tau \approx T$ оно изменило знак одновременно с изменением направления движения электрона Процесс передачи энергии от электрона типа *2* продолжается, таким образом, в течение двух полупериодов высокочастотного поля, после чего он попадает на сетку или проходит в пространство сетка — катод. Достичь катода электрон типа *2* не может и должен снова начать двигаться по направлению к сетке. При соответствующем подборе времени пролета в пространстве катод—сетка электрон типа *2* может вторично попасть в тормозящее высокочастотное поле в зазоре сетка—анод, где снова будет происходить отбор энергии, и т. д. С точки зрения поддержания колебаний во внешней цепи электрон типа *2* является наиболее «благоприятным».

Проведенное рассуждение показывает, что «благоприятные» («правильнофазные») электроны присутствуют в высокочастотном электрическом поле в течение значительно более длительного времени, чем «неблагоприятные» («неправильнофазные») электроны. «Неблагоприятные» электроны автоматически отсортировываются на аноде, в результате чего в пространстве сетка — анод устанавливается упорядоченное движение электронов. От анода к сетке периодически возвращаются сгустки «благоприятных» электронов, двигающихся в тормозящем высокочастотном поле. Общий баланс энергии неизбежно приводит к увеличению энергии колебаний, что указывает на склонность триода с положительной сеткой к самовозбуждению.

Описанный механизм упорядочения движения электронов получил название *анодной сортировки* или *анодной селекции*. Этот механизм дает ответ на вопрос о существовании динамического управления электронным потоком и модуляции потока по плотности в генераторах тормозящего поля.

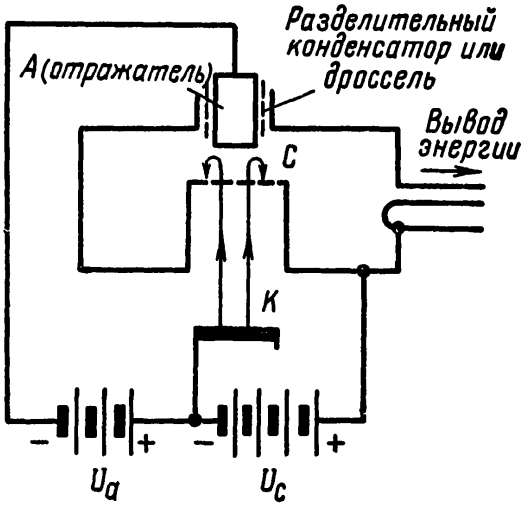


Рис. 2.22. Схема генератора тормозящего поля

Анализ механизма возбуждения колебаний позволяет сделать некоторые выводы и о роли внешней колебательной цепи. Нельзя рассматривать движение электронов изолированно от контура, так как механизм сортировки может функционировать лишь при наличии переменного напряжения на электродах лампы. Это напряжение создается в результате протекания наведенного тока через контур, включенный между электродами. Таким образом, сортировка электронов и самовозбуждение возможны лишь при условии включения колебательного контура с достаточно малой активной проводимостью. Несмотря на то, что в уравнении (2.43) параметры контура не фигурируют в явном виде, тесная увязка «контура» и «электроники» является необходимым условием для генерации колебаний в схеме тормозящего поля.

На рис. 2.22 показана схема генератора, использующего тороидальный резонатор, включенный между сеткой и анодом лампы. Эта схема имеет большое сходство со схемой отражательного клистрона, рассматриваемого в гл. 5. Подобные генераторы позволяют получать в сантиметровом диапазоне волн мощность порядка долей ватта при к. п. д. до 5—7%.

Генераторы тормозящего поля сыграли большую роль в развитии основных физических представлений электроники СВЧ. В свое время эти лампы являлись одним из наиболее распространенных и доступных генераторов дециметровых и сантиметровых волн. С помощью ламп подобного типа удавалось получать даже колебания миллиметрового диапазона. В ходе исследований ламп тормозящего поля были впервые открыты магнетронные колебания. Наконец, создание отражательных клистронов теснейшим образом связано со схемой тормозящего поля.

В настоящее время в связи с широким применением отражательных клистронов и других типов маломощных СВЧ генераторов интерес к генераторам тормозящего поля значительно ослабел. Не исключено, однако, что в будущем этот тип ламп получит более широкое распространение в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн.

§ 2.7. ПРОВОДИМОСТЬ ЗАЗОРА, ПРОНИЗЫВАЕМОГО ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ. МОНОТРОН И ДИОД, ГЕНЕРИРУЮЩИЙ КОЛЕБАНИЯ

Работа многих генераторных и усилительных приборов СВЧ связана с прохождением электронного потока через зазор, на который извне наложено переменное напряжение. Рассмотрим случай, когда в плоский двухсеточный зазор поступает электронный поток, формиру-

емый обычной электронной пушкой и не имеющий предварительной модуляции по плотности (рис. 2.23).

Подобная ситуация может встретиться, например, в общей схеме генератора и усилителя, изображенной на рис. 2.15, если двухсеточный зазор выполняет роль управляющего устройства. Дальнейшим прохождением электронного потока интересоваться пока не будем. Для простоты на выходе зазора можно расположить коллектор, как показано на рис. 2.23.

Обозначим через U_0 и U_m постоянное ускоряющее напряжение и амплитуду СВЧ напряжения между сетками; ограничимся случаем малых амплитуд ($U_m \ll U_0$). Сетки зазора C_1 и C_2 будем считать идеальными, т. е. полностью прозрачными для электронного потока и непрозрачными для электрического поля.

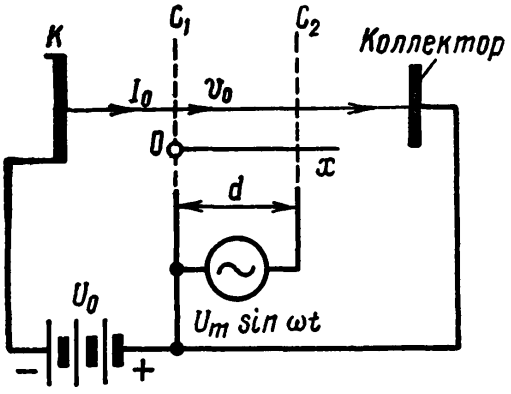


Рис. 2.23. Плоский зазор, пронизываемый немодулированным потоком электронов

Если угол пролета электронов через зазор стремится к нулю, то энергия, получаемая электронным потоком от поля, в среднем равна нулю. Это нетрудно понять, учитывая, что число электронов, ускоряющихся в зазоре в течение одного полупериода поля, в точности равно числу замедляющихся электронов, проходящих зазор за второй полупериод. Однако при конечном угле пролета это положение должно измениться, поскольку время пребывания в зазоре замедляющихся электронов и электронов, ускоряющихся высокочастотным полем, оказывается различным.

Рассмотрим в общем случае баланс энергии, получаемой электронным потоком от высокочастотного электрического поля. С этой целью выведем уравнение тока, наведенного во внешней цепи при движении электронов между сетками зазора.

Уравнение движения электронов в зазоре имеет вид

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -eE = e\frac{U_m}{d}\sin\omega t \qquad (2.44)$$

(условно полагается, что положительный знак напряжения соответствует ускорению электронов в направлении оси x).

Интегрируя первый раз уравнение (2.44), получаем скорость электронов v в виде

$$\frac{dx}{dt} = v = v_0 - \frac{eU_m}{\omega m d}(\cos\omega t - \cos\omega t_0), \qquad (2.45)$$

где t_0 — момент входа рассматриваемого электрона в зазор и v_0 — начальная скорость, равная в нерелятивистском случае

$$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m}U_0}. \qquad (2.46)$$

Второе интегрирование уравнения (2.52) дает:

$$x = v_0(t - t_0) - \frac{eU_m}{\omega^2 md}[\sin \omega t - \sin \omega t_0 - (\omega t - \omega t_0)\cos \omega t_0].$$

Время пролета электронов через зазор τ определяется из условия $x = d$; $\tau = t - t_0$, откуда

$$d = v_0 \tau - \frac{eU_m}{\omega^2 md}[\sin \omega t - \sin(\omega t - \omega\tau) - \omega\tau \cos(\omega t - \omega\tau)]. \quad (2.47)$$

Под t подразумевается момент прохождения через вторую сетку того электрона, который вошел в зазор в момент t_0.

Уравнение (2.47) является трансцендентным относительно времени пролета τ. Для решения этого уравнения можно воспользоваться условием малости амплитуды U_m в сравнении с постоянным ускоряющим напряжением U_0. Обозначим через τ_0 и θ соответственно время пролета электронов в отсутствие переменного напряжения и невозмущенный угол пролета электронов через зазор, т. е.

$$\theta = \omega\tau_0 = \frac{\omega d}{v_0}. \quad (2.48)$$

Тогда при $\frac{U_m}{U_0} \ll 1$ можно положить:

$$\tau = \tau_0 + \delta\tau; \quad \delta\tau \ll \tau_0.$$

Раскладывая в степенной ряд тригонометрические функции по малому параметру $\omega\delta\tau$ и пренебрегая членами второй и более высоких степеней, имеем:

$$\sin(\omega t - \omega\tau) \approx \sin(\omega t - \theta) - \omega\delta\tau \cos(\omega t - \theta);$$
$$\cos(\omega t - \omega\tau) \approx \cos(\omega t - \theta) + \omega\delta\tau \sin(\omega t - \theta).$$

Подставим последние выражения в (2.47). Пренебрегая членом второго порядка малости, содержащим величину $(\omega\delta\tau)^2$, и отбрасывая член первого порядка малости, находим:

$$d \approx v_0 \tau - \frac{eU_m}{\omega^2 md}[\sin \omega t - \sin(\omega t - \theta) - \theta \cos(\omega t - \theta)]. \quad (2.49)$$

Резервируем полученное уравнение, позволяющее определить время пролета τ для любого момента времени t, и используем общее уравнение наведенного тока. Пусть сквозь первую сетку за время dt_0 в зазор поступает элементарный слой заряда $dq = I_0 dt_0$, где I_0 — постоянная составляющая конвекционного электронного тока. По уравнению (2.31) этот слой заряда при своем движении наводит ток $di_{\text{навед}}$, равный

$$di_{\text{навед}} = I_0\, dt_0 \frac{v}{d}.$$

Мгновенная скорость электронов v определяется полученным выше уравнением (2.45) Суммарный наведенный ток в момент времени t

может быть найден интегрированием по всем зарядам, находящимся в этот момент в зазоре:

$$i_{\text{навед}} = \int_{t-\tau}^{t} \frac{I_0}{d}\left[v_0 - \frac{eU_m}{\omega md}(\cos\omega t - \cos\omega t_0)\,dt_0 = \right.$$

$$= \frac{I_0}{d}\left\{v_0\tau - \frac{eU_m}{\omega^2 md}\left[\omega\tau\cos\omega t - \sin\omega t + \sin(\omega t - \omega\tau)\right]\right\}.$$

Снова используя разложение функции $\sin(\omega t - \omega\tau)$ в ряд, получаем (знак приближенного равенства здесь и в дальнейшем для упрощения опускается):

$$i_{\text{навед}} = \frac{I_0}{d}\left\{v_0\tau - \frac{eU_m}{\omega^2 md}\left[\theta\cos\omega t - \sin\omega t + \sin(\omega t - \theta)\right]\right\}.$$

Подставим в последнее уравнение величину $v_0\tau$, определяемую из (2.49). После несложных преобразований с учетом (2.48) и (2.46) выражение переменной составляющей наведенного тока $i_{\text{навед.}\sim}$ приобретает вид

$$i_{\text{навед.}\sim} = \frac{U_m I_0}{2U_0}\{F_1(\theta)\sin\omega t + F_2(\theta)\cos\omega t\}, \qquad (2.50)$$

где

$$F_1(\theta) = \frac{2(1-\cos\theta) - \theta\sin\theta}{\theta^2}; \qquad (2.51)$$

$$F_2(\theta) = \frac{2\sin\theta - \theta(1+\cos\theta)}{\theta^2}. \qquad (2.52)$$

Из уравнения (2.50) видно, что переменная составляющая наведенного тока зазора в общем случае не равна нулю и имеет активную (синфазную с напряжением) и реактивную составляющие. Обозначая амплитуды активной и реактивной составляющих тока через I_{m1} и I_{m2}, можно переписать (2.50) в виде

$$i_{\text{навед.}\sim} = I_{m1}\sin\omega t + I_{m2}\cos\omega t; \qquad (2.50\text{а})$$

$$I_{m1} = \frac{U_m I_0}{2U_0}F_1(\theta); \qquad (2.53)$$

$$I_{m2} = \frac{U_m I_0}{2U_0}F_2(\theta). \qquad (2.54)$$

Имея выражение наведенного тока и зная напряжение на зазоре, равное $u = U_m\sin\omega t$, нетрудно вычислить полную входную проводимость зазора. Активную и реактивную составляющие полной проводимости на зажимах зазора, обусловленные присутствием электронного потока, принято называть соответственно *активной электронной проводимостью* $G_{\text{эл}}$ и *реактивной электронной проводимостью* $B_{\text{эл}}$. Их величины определяются из условий

$$G_{\text{эл}} = \frac{I_{m1}}{U_m}; \qquad B_{\text{эл}} = \frac{I_{m2}}{U_m}.$$

Используя уравнения (2.53) и (2.54), получаем:

$$G_{эл} = \frac{I_0}{2U_0} F_1(\theta); \qquad (2.55)$$

$$B_{эл} = \frac{I_0}{2U_0} F_2(\theta). \qquad (2.56)$$

Графики функций $F_1(\theta)$ и $F_2(\theta)$, построенные по (2.51) и (2.52), приведены на рис. 2.24.

Наибольший интерес в данном случае представляет активная электронная проводимость $G_{эл}$, характеризующая обмен энергией между высокочастотным полем зазора и электронным потоком. В самом деле, средняя мощность P, поступающая в электронный поток от генератора СВЧ колебаний, может быть записана в виде

$$P = \frac{1}{2} U_m^2 G_{эл}.$$

Если проводимость $G_{эл}$, являющаяся нагрузкой для внешнего генератора, положительна, то $P > 0$ и, следовательно, электронный поток поглощает энергию СВЧ колебаний. Напротив, при $G_{эл} < 0$ энергия, поглощаемая электронным потоком, становится отрицательной. С физической точки зрения этому соответствует отдача энергии от электронного потока во внешнюю цепь зазора. В этом режиме плоский зазор, пронизываемый немодулированным электронным потоком, может быть использован в качестве генератора или усилителя СВЧ колебаний.

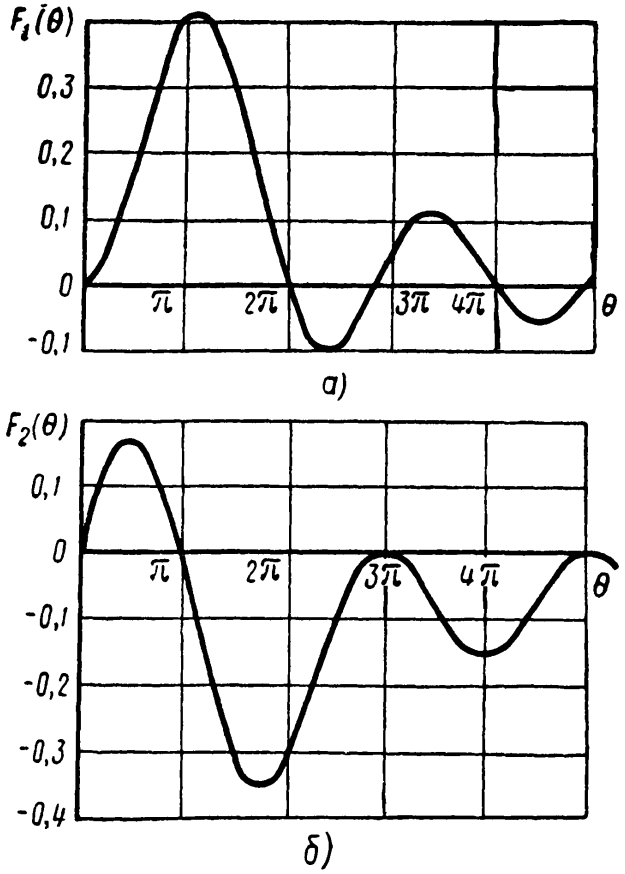


Рис. 2.24. Графики функций $F_1(\theta)$ и $F_2(\theta)$, определяющих активную (*а*) и реактивную (*б*) входные проводимости зазора

Из рис. 2.24, *а* видно, что первая область отрицательных значений активной электронной проводимости начинается при углах пролета θ, превышающих 2π. Наиболее благоприятные условия для самовозбуждения имеются при угле пролета, равном приблизительно $\frac{5}{2}\pi$.

Схема генератора СВЧ колебаний, использующего описанный принцип (так называемого *монотрона*), изображена на рис. 2.25, *а*. Генератор имеет один полый резонатор, в состав которого непосредственно входит плоский двухсеточный зазор Резонатор должен быть настроен на такую частоту, для которой при данном ускоряющем напряжении U_0 и при данном расстоянии между сетками d невозмущенный угол пролета составляет

$$\frac{\omega d}{\sqrt{\frac{2e}{m} U_0}} = \frac{5}{2}\pi.$$

Переходя от частоты к длине волны генерируемых колебаний, получаем:

$$\lambda^2 U_0 = 0{,}32 \frac{mc^2}{e} d^2 = \text{const}. \qquad (2.57)$$

Таким образом, для монотрона, как и для генератора тормозящего поля, произведение квадрата длины волны на ускоряющее напряжение является величиной постоянной, зависящей только от конструктивных параметров лампы Это соотношение типично для всех ламп с динамическим управлением электронным потоком, полезно использующих время пролета электронов.

Возбуждение колебаний монотронного типа принципиально возможно не только в электронно-лучевом диоде (монотроне), изображенном на рис. 2.25, *а*, но и в простом диоде с полым резонатором, включенным между катодом и анодом

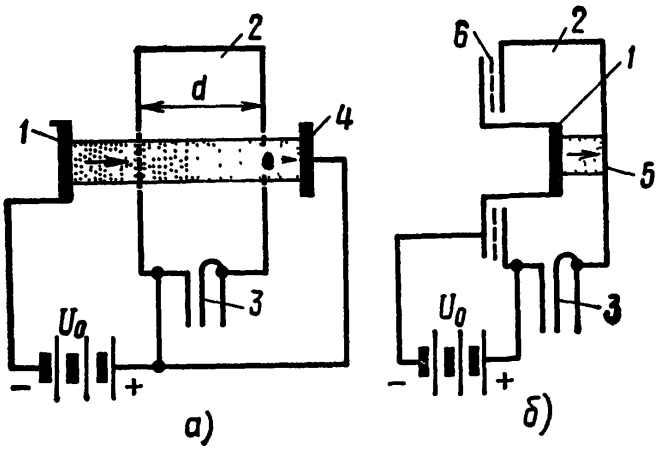


Рис. 2.25. Схемы монотрона (*а*) и диода, генерирующего СВЧ колебания при большом угле пролета (*б*):

1 — катод; *2* — полый резонатор; *3* — вывод энергии; *4* — коллектор; *5* — анод; *6* — разделительный конденсатор

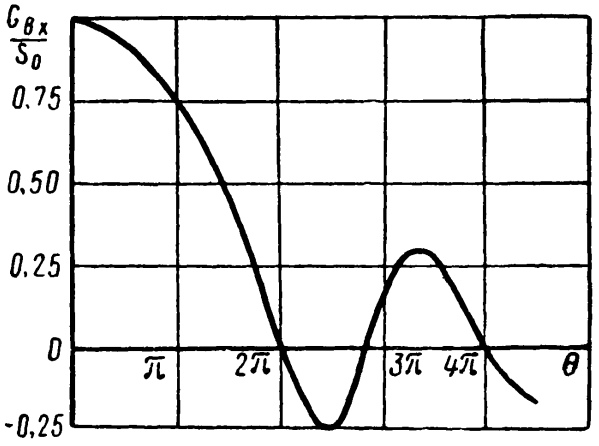


Рис. 2 26 График зависимости активной входной проводимости плоского диода от невозмущенного угла пролета (режим малых амплитуд)

(рис. 2.25, *б*) На рис. 2.26 приведен без доказательства теоретический график активной электронной проводимости диода, катод которого работает в режиме пространственного заряда. Через S_0 обозначена крутизна статической характеристики диода. Подобно монотрону, диод обладает отрицательной электронной проводимостью, обеспечивающей наиболее благоприятные условия самовозбуждения при невозмущенном угле пролета θ, близком к $\frac{5}{2}\pi$. Угол пролета θ в данном случае должен определяться с помощью уравнения (2 22).

Эксперименты подтверждают возможность генерирования когерентных СВЧ колебаний с помощью монотрона и вакуумного диода, включенных по схемам, изображенным на рис. 2 25 Широкого применения, однако, такие устройства не нашли, несмотря на их внешнюю простоту и привлекательность. Одной из причин является весьма низкий к. п. д , который удается практически реализовать в подобных генераторах. Использование монотронов и генераторных диодов в сравнении с другими типами СВЧ генераторов оказывается нецелесообразным*.

---

* Диоды с накаленным катодом могут использоваться в качестве источников шумовых колебаний СВЧ с непрерывным спектром при времени пролета, малом в сравнении с периодом рассматриваемого колебания. Не следует смешивать основанные на этом принципе *шумовые диоды* с описанными здесь диодами, использующими отрицательную проводимость при большом угле пролета.

§ 2.8. УПРАВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПОТОКАМИ СКОРОСТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

а. Общие соображения

Динамическое управление, автоматически проявляющееся в рассмотренных выше системах, не всегда поддается контролю с целью повышения его эффективности. К. п. д. приборов с внутренним механизмом динамического управления оказывается обычно небольшим.

В § 2.5, *б* было показано, что для получения коротких сгустков электронов может быть использована скоростная модуляция электронного потока, представляющая собою периодическое изменение скоро-

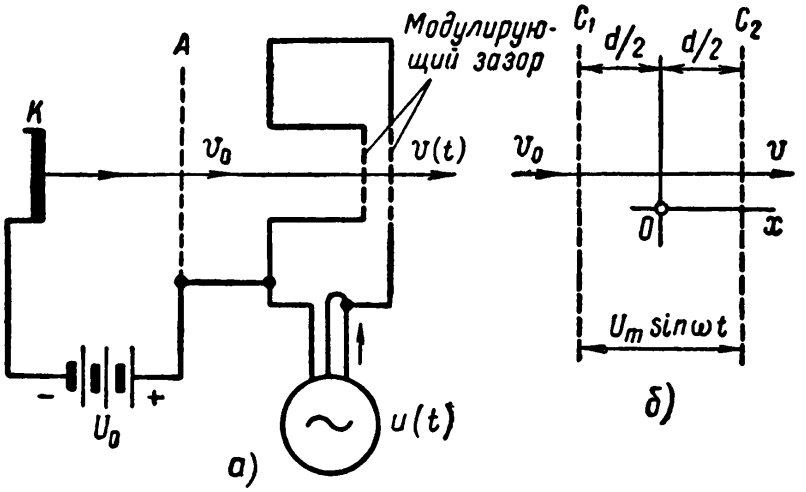


Рис. 2.27. Полый резонатор и идеальный двухсеточный зазор для скоростной модуляции электронного пучка

стей электронов при первоначально неизменной плотности заряда (см. рис. 2.19). Электронный поток, промодулированный по скорости, автоматически приобретает при своем дальнейшем движении модуляцию по плотности. Таким образом, скоростная модуляция обеспечивает внешнее динамическое управление, полезно использующее время пролета электронов.

Периодическое изменение скоростей электронов может быть осуществлено с помощью полого резонатора, возбуждаемого от внешнего источника сверхвысокочастотных колебаний, как показано на рис. 2.27, *а*. Для того, чтобы получить наиболее сильное изменение скоростей, электронный поток следует пропускать через отверстия в той части резонатора, где сосредоточено преимущественно электрическое поле. В случае тороидального резонатора, изображенного на рис. 2.27, *а*, таким участком является емкостный зазор, который выполняется часто в виде двух параллельных плоских сеток. Направление начальной скорости электронов v_0 должно по возможности совпадать с направлением электрических силовых линий в зазоре.

Скоростная модуляция, происходящая при коллинеарности вектора скорости электронов и вектора напряженности электрического высокочастотного поля, имеет продольный характер. Что касается составляющей электрического поля, нормальной к направлению движения

электронов, то она создает поперечную скоростную модуляцию, не представляющую интереса для дальнейшего рассмотрения. От поперечной модуляции можно отвлечься, предположив, например, что на систему наложено постоянное во времени продольное магнитное поле с бесконечно большой напряженностью, делающее невозможным движение электронов в поперечном направлении.

б. Уравнение скоростной модуляции

Отвлечемся сначала от преобразования модуляции электронного потока по скорости в модуляцию по плотности и рассмотрим процесс изменения скорости гармоническим напряжением $u = U_m \sin\omega t$, наложенным на электроды плоского зазора (рис. 2.27, *б*). Анализ модуляции при несинусоидальном напряжении будет произведен в дальнейшем. Следует отметить, однако, что при использовании высокодобротного полого резонатора реальное напряжение на зазоре имеет гармонический характер независимо от формы кривой напряжения, вырабатываемого генератором.

Выберем начало координат x в середине зазора, как это делалось ранее при рассмотрении наведения тока в выходном зазоре. Энергия, приобретаемая одиночным электроном при прохождении пути dx внутри зазора, равна

$$dW = e \cdot du = e \frac{U_m}{d} \sin \omega t \, dx. \tag{2.58}$$

Как и в предыдущем расчете, напряжение u считается положительным, если оно ускоряет электроны, двигающиеся в направлении $+x$.

Полное приращение энергии электрона ΔW в результате прохождения через весь зазор может быть определено интегрированием выражения (2.58) по ширине зазора, т. е. от $-\frac{d}{2}$ до $+\frac{d}{2}$. Обозначим через t_0 момент прохождения рассматриваемого электрона через центр зазора (плоскость $x = 0$). Тогда, пренебрегая малым изменением скорости электрона внутри зазора, можно написать:

$$t = t_0 + \frac{x}{v_0}.$$

Подставляя время t в (2.58), получаем приращение кинетической энергии электронов в виде

$$\Delta W = \int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} \frac{eU_m}{d} \sin\left(\omega t_0 + \frac{\omega x}{v_0}\right) dx = eU_m \sin \omega t_0 \times$$

$$\times \frac{\sin\frac{\theta}{2}}{\frac{\theta}{2}} = eMU_m \sin \omega t_0. \tag{2.59}$$

Величина $\theta = \frac{\omega d}{v_0}$ является невозмущенным углом пролета электронов через модулирующий зазор. Через M обозначен встречавшийся выше коэффициент взаимодействия электронного потока с полем зазора, определяемый уравнением (2.37).

Полная кинетическая энергия электрона, вошедшего в зазор с начальной скоростью $v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}$, на выходе из зазора имеет величину

$$W = \frac{mv^2}{2} = eU_0 + \Delta W.$$

Подставим в последнее выражение величину ΔW, определяемую по (2.59). Скорость электрона v на выходе из зазора оказывается равной

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0 \left(1 + \frac{MU_m}{U_0} \sin \omega t_0\right)}. \qquad (2.60)$$

Будем полагать амплитуду модулирующего напряжения U_m много меньшей постоянного ускоряющего напряжения U_0. Раскладывая выражение (2.60) в степенной ряд по малому параметру $\frac{U_m}{U_0}$ и отбрасывая далее все члены выше первой степени, имеем:

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0} \left\{1 + \frac{1}{2} \frac{MU_m}{U_0} \sin \omega t_0 - \frac{1}{8} \left(\frac{MU_m}{U_0}\right)^2 \sin^2 \omega t + \ldots\right\} \approx$$

$$\approx v_0 + v_1 \sin \omega t_0, \qquad (2.61)$$

где

$$v_1 = \frac{MU_m}{2U_0} v_0. \qquad (2,62)$$

Уравнение скоростной модуляции (2.61) совместно с (2.62) играет важную роль в теории усилителей и генераторов СВЧ, использующих управление электронным потоком по скорости. Как видно из (2.61), при малой амплитуде модулирующего гармонического напряжения модуляция по скорости происходит также по гармоническому закону. Поскольку $U_m \ll U_0$, переменная составляющая скорости электронов v_1 по (2.62) много меньше начальной скорости v_0, приобретаемой в ускоряющем промежутке (электронной пушке).

Наибольшая амплитуда скоростной модуляции v_1 по (2.62) достигается при $M \to 1$, т. е. при $\theta \to 0$. Таким образом, коэффициент взаимодействия потока с зазором играет важную роль не только при наведении тока в выходных устройствах ламп, но и в управляющих зазорах, служащих для модуляции электронного потока по скорости. Чем больше угол пролета θ (см. выше график на рис. 2.7), тем менее эффективен зазор в отношении скоростной модуляции. При $\theta = 2\pi$ скоростная модуляция отсутствует. Использование угла пролета $\theta > 2\pi$ также не имеет практического смысла из-за малости абсолютной величины коэффициента M.

Уравнение (2.61) позволяет сделать и другой вывод. В случае конечного угла пролета плоский зазор, служащий для скоростной модуляции, может быть заменен эквивалентным зазором нулевой протяженности, расположенным в центре реального зазора, при условии уменьшения амплитуды модулирующего напряжения на величину коэффициента взаимодействия M. Общие уравнения скоростной модуляции при этом остаются в силе*.

При угле пролета θ, стремящемся к нулю, электронный поток, выходящий из зазора, еще не имеет модуляции по плотности. Следовательно, при $\theta \to 0$ количество электронов, ускоряющихся высокочастотным полем в зазоре, в точности равно количеству тормозящихся электронов. Модуляция по скорости в этом случае должна происходить без поглощения активной мощности от источника управляющего напряжения.

Положение несколько изменяется, если учесть конечную величину угла пролета θ. В § 2.7 было показано, что при $0 < \theta < 2\pi$ зазор, в который поступает немодулированный электронный поток, обладает конечной активной проводимостью $G_{эл}$, имеющей положительный знак. Эта проводимость обусловливает в среднем поглощение СВЧ энергии от источника входного сигнала.

Активную проводимость зазора, обусловленную прохождением постоянной составляющей конвекционного тока I_0, принято называть *активной проводимостью электронной нагрузки* $G_{эл.\,н}$. Согласно уравнениям (2.55) и (2.51) выражение $G_{эл.\,н}$ имеет вид

$$G_{эл.\,н} = \frac{I_0}{2U_0} \frac{2(1-\cos\theta) - \theta\sin\theta}{\theta^2}. \qquad (2.63)$$

Это уравнение можно переписать также в виде

$$G_{эл.\,н} = \frac{I_0}{2U_0}\left(M^2 - \frac{\sin\theta}{\theta}\right). \qquad (2.63а)$$

Следовательно, конечный угол пролета в данном случае, как и в случае электростатического управления, ухудшает работу управляющего зазора в отношении эффективности скоростной модуляции и величины входной активной проводимости. Тем не менее, легко показать, что это вредное влияние проявляется в значительно меньшей степени, чем при электростатическом управлении.

Рассмотрим, например, наиболее неблагоприятный с точки зрения величины $G_{эл\ н}$ случай пролетного угла θ, близкого к π. Пусть ускоряющее напряжение U_0 равно 300 *в* при токе пучка $I_0 = 30$ *ма*. Тогда согласно уравнению (2.63) входная активная проводимость составляет $G_{эл.н} = 2{,}2 \cdot 10^{-5}$ *ом*$^{-1}$. Полученная величина $G_{эл.н}$ оказывается весьма малой в сравнении с входной проводимостью при электростатическом управлении, приведенной в § 2.5, а (при $\theta \sim \pi$ электростатическое управление почти полностью перестает функционировать).

---

* Следует помнить, что уравнения (2.61) и (2.62) описывают изменение скорости *разных* электронов, прошедших зазор в различные моменты времени t_0.

Если ток пучка I_0 не очень велик, то активная электронная проводимость при скоростной модуляции обычно не превышает реально встречающейся активной проводимости G полого резонатора, связанного с зазором (типичная величина G полых резонаторов, приведенная к зазору, составляет $10^{-3} - 10^{-4}$ *ом*$^{-1}$). В ряде случаев действием входной активной проводимости при скоростной модуляции можно вообще пренебречь и считать, что модуляция происходит без потребления активной мощности.

При угле пролета, равном π, эффективность скоростной модуляции по уравнению (2.62) уменьшается пропорционально величине M, равной 0,635. Следовательно, действие конечного угла пролета в данном случае сводится в основном лишь в тому, что для получения заданной модуляции необходимо примерно на 30% повысить амплитуду модулирующего напряжения в сравнении с «идеальным» режимом нулевого угла пролета.

Важной особенностью метода скоростной модуляции является то, что катод не входит в состав высокочастотной цепи лампы. Это позволяет сообщать электронам значительные скорости, прежде чем поток поступает в управляющий зазор. Тем самым даже при не очень узких зазорах на весьма высоких частотах удается обеспечивать малую величину пролетного угла, во всяком случае не превышающего π. С другой стороны, выделение катода из высокочастотного управляющего промежутка позволяет более рационально выбирать форму, конструкцию и размеры поверхности катода, исходя из требований эмиссионной способности, удобства монтажа и др.

в. Преобразование модуляции по скорости в модуляцию электронного потока по плотности

Конечной целью модуляции по скорости является получение конвекционного тока с возможно большей переменной составляющей:

$$i_{\text{конв}} = I_0 + i(t).$$

Переход модуляции по скорости в модуляцию потока по плотности должен происходить автоматически за пределами управляющего устройства в пространстве между модулирующим и выходным зазорами.

В современной электронике СВЧ основное применение нашли два метода преобразования потоков, имеющих модуляцию по скорости: так называемый *метод дрейфа* и *метод тормозящего поля*. Первый метод основан на движении электронов по инерции в пространстве, свободном от внешних постоянных или переменных полей. Второй — на движении электронов в пространстве с постоянным во времени тормозящим (продольным) электрическим полем. Принципиальные схемы устройств, обеспечивающих оба вида преобразования, изображены на рис. 2.28.

На рис. 2.29 построена пространственно-временна́я диаграмма движения электронов в системе, состоящей из катода K, ускоряющего электрода A и двухсеточного зазора C_1C_2, используемого для ско-

ростной модуляции (см. рис. 2.28, *а*). Выходное устройство, расположенное позади зазора, находится под тем же постоянным потенциалом. Пространство между модулирующим зазором и выходным устройством, свободное от полей, называют *пространством дрейфа* или

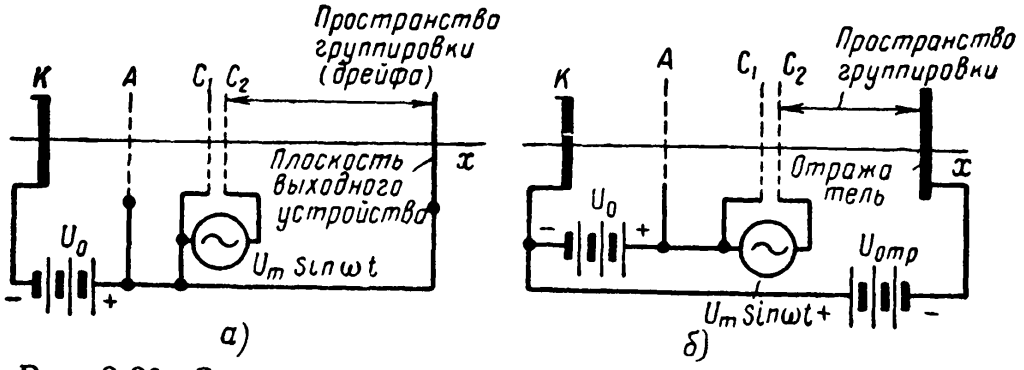


Рис. 2.28. Схемы преобразования модуляции по скорости в модуляцию электронного потока по плотности методами дрейфа (*а*) и тормозящего поля (*б*)

пространством группировки. Именно в этом пространстве и должно произойти интересующее нас преобразование.

Рассмотрим движение четырех электронов, прошедших модулирующий зазор в различные моменты времени t_0. Электроны типов *1* и *2*, прошедшие зазор в моменты нулевого высокочастотного поля, не изменяют своих скоростей. Электроны типа *3* скачком увеличивают свою скорость, в то время как электроны типа *4*, проходя зазор в момент максимального тормозящего поля, несколько замедляются в сравнении с электронами типов *1* и *2*.

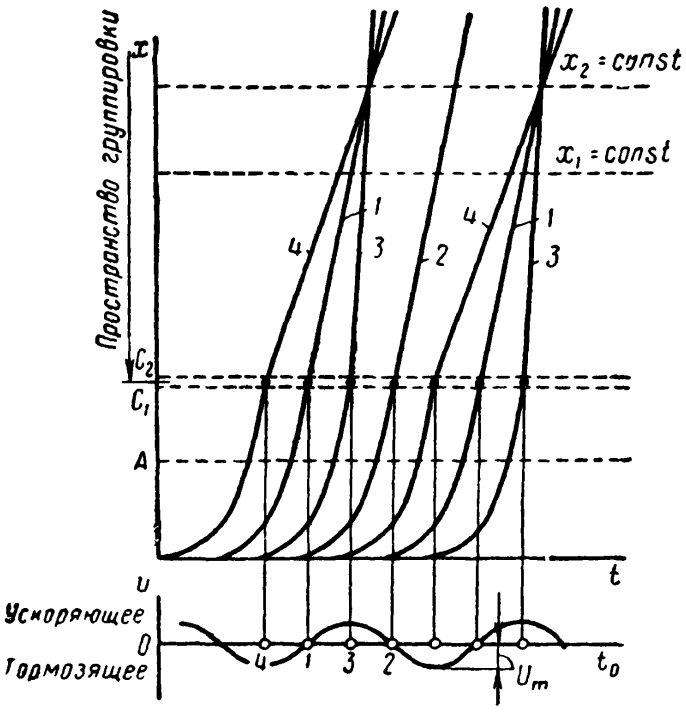


Рис. 2.29. Пространственно-временна́я диаграмма преобразования модуляции по скорости в модуляцию по плотности методом дрейфа

Двигаясь в пространстве дрейфа по инерции, «быстрые» электроны типа *3* постепенно догоняют электроны типа *1*, прошедшие зазор на четверть периода раньше. В то же время «медленные» электроны типа *4* отстают от электронов типа *2*, не изменивших своей скорости. В результате в некоторой плоскости $x = \text{const}$, где может быть расположен выходной зазор, электронный поток оказывается сгруппированным, т. е. приобретает модуляцию по плотности. Глубина этой модуляции, как видно из рис. 2.29, зависит от расстояния между управляющим и выходным устройствами, т. е. от времени пролета в пространстве дрейфа. При фиксированной частоте и при заданных значениях напряжений U_0 и U_m существует оптимальная длина

пространства дрейфа, обеспечивающая наибольшую переменную составляющую конвекционного тока в выходном устройстве.

Несмотря на возможность встречи электронов типов *1*, *3* и *4*, одновременная встреча в той же плоскости других электронов, занимающих промежуточное положение по времени t_0, не является очевидной. В действительности, как будет показано ниже, такая встреча требует особой формы кривой модулирующего напряжения, отличной от простой синусоиды. Тем не менее, даже из рассмотренной диаграммы можно сделать важные качественные выводы о законе образования электронных сгустков (пакетов). *Центрами сгустков, приходящих в выходное устройство при преобразовании методом дрейфа, являются электроны, прошедшие середину управляющего зазора в момент нулевого высокочастотного поля при переходе поля от тормозящего к ускоряющему.* Период следования сгустков в точности равен периоду модулирующего напряжения. Эти выводы следует особо отметить для дальнейшего рассмотрения приборов, использующих скоростную модуляцию электронного потока.

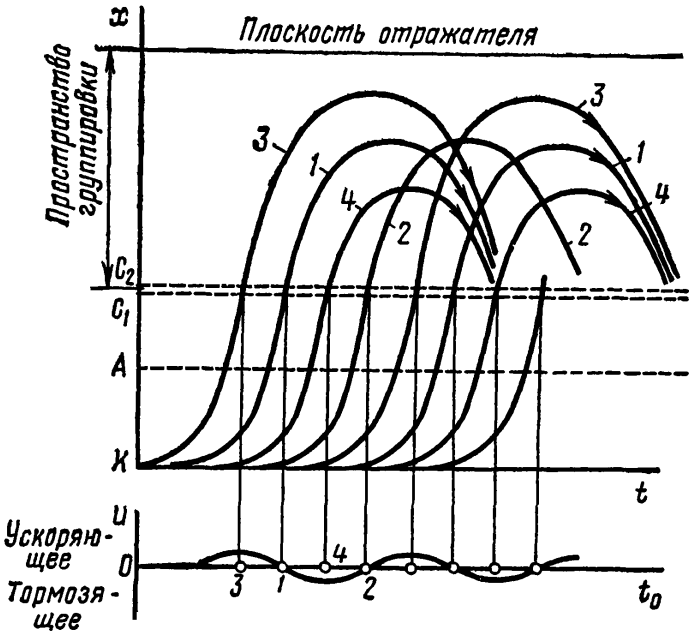


Рис 2.30. Пространственно-временна́я диаграмма преобразования модуляции по скорости в модуляцию по плотности методом тормозящего поля

Обратимся к схеме преобразования модуляции по скорости в модуляцию электронного потока по плотности методом тормозящего поля (рис. 2.28, *б*). В пространстве за управляющим зазором, в отличие от метода дрейфа, имеется продольное постоянное во времени тормозящее электрическое поле. Это поле создается специальным электродом — *отражателем*, находящимся под отрицательным потенциалом по отношению к катоду и к ускоряющему электроду.

Пространство между управляющим зазором и отражателем обычно называется, как и в предыдущем случае, *пространством группировки*. Термин «дрейф», однако, в данном случае уже не применяется.

Анализ процесса преобразования в тормозящем поле можно качественно произвести с помощью пространственно-временной диаграммы, изображенной на рис. 2.30. Движение электронов в пространстве между управляющим зазором и отражателем сходно с рассмотренным выше движением в триоде с положительной сеткой (§ 2.6). Различие заключается главным образом в том, что в триоде с положительной сеткой области высокочастотного и постоянного электрических полей совмещены, в то время как в рассматриваемом случае в пространстве группировки имеется лишь постоянное тормозящее поле.

Если потенциал отражателя близок к потенциалу катода, то может происходить модуляция возвращающегося электронного потока по

плотности за счет оседания части электронов на отражателе. Более эффективным, однако, в данном случае является режим, когда все электроны, не достигая отражателя, двигаются обратно по направлению к управляющему зазору. Как видно из рис. 2.30, электроны типов *3* и *4*, прошедшие управляющий зазор соответственно при максимальном ускоряющем и максимальном тормозящем поле, группируются относительно электрона типа *1*.

Таким образом, *в случае преобразования методом тормозящего поля сгустки образуются относительно электронов, прошедших центр зазора в момент нулевого высокочастотного поля при переходе его от ускоряющего к тормозящему*. В этом отношении необходимо отметить различие методов дрейфа и тормозящего поля.

Существует и другая особенность рассмотренных методов. В первом случае (метод дрейфа) модуляция по плотности может быть использована в выходном устройстве, находящемся за управляющим зазором, при прямом однократном пролете электронов. Этот способ лежит в основе современных *пролетных двухрезонаторных* и *многорезонаторных клистронов*. Во втором же случае (метод тормозящего поля) удобнее всего производить отбор энергии от электронных сгустков при их обратном движении в сторону модулирующего зазора. Это позволяет совместить управляющее и выходное устройства в одном резонаторе. Электроны должны дважды проходить через один и тот же зазор. Такая система была впервые разработана в 1940 г. советскими учеными Н. Д. Девятковым, Е. Н. Данильцевым и И. В. Пискуновым, а также В. Ф. Коваленко. Этот принцип лежит в основе большого класса современных приборов СВЧ — *отражательных клистронов*.

г. Нерезонансные устройства для создания скоростной модуляции

Рассмотренные выше управляющие устройства являются узкополосными, так как имеющийся у них высокочастотный зазор входит в состав полого резонатора. При несовпадении частоты входного сигнала и резонансной частоты резонатора амплитуда СВЧ колебаний резко уменьшается, что приводит к ослаблению скоростной модуляции. Поэтому в процессе работы необходимо настраивать модулирующий резонатор на частоту входного сигнала. Аналогичная ситуация встречается в случае резонансных выходных устройств, описанных в § 2.4, в.

Для создания скоростной модуляции в широкой полосе частот можно перейти от резонансных систем с кратковременным взаимодействием к нерезонансным системам с длительным взаимодействием электронного пучка с полем бегущей волны. В качестве модулирующего устройства может быть применена замедляющая система — волноведущее устройство с замедленной волной, вдоль которого пропускается электронный поток.

Рассмотрим отрезок замедляющей системы, например, спирали, на вход которой подан СВЧ сигнал, как показано на рис. 2.31. На втором конце замедляющей системы расположена согласованная нагрузка. В эту систему поступает электронный поток, ускоренный обычной пушкой.

Для качественного объяснения скоростной модуляции рассмотрим случай синхронизма, т. е. равенства скорости электронов v_0 и фазовой скорости $v_ф$ замедленной волны, распространяющейся в том же направлении. На рис. 2.32 построен график распределения продольной составляющей E_z бегущей волны в системе координат z', двигающейся со скоростью волны $v_ф$. Через $\lambda_{зам}$ обозначена длина замедленной волны. В этой системе координат высокочастотное поле E_z имеет статический характер.

При условии $v_0 = v_ф$ электроны типов *1* и *2* (см. рис. 2.32) остаются неподвижными относительно рассматриваемой системы координат, так как высокочастотное поле в этих точках равно нулю. Электроны типа *3* непрерывно ускоряются продольным полем волны; скорость этих электронов становится больше v_0. Соответственно электроны типа *4*, оказавшиеся в области максимального тормозящего поля, уменьшают свою скорость. В потоке создается периодическая модуляция по скорости, нарастающая по мере движения электронов вдоль замедляющей системы.

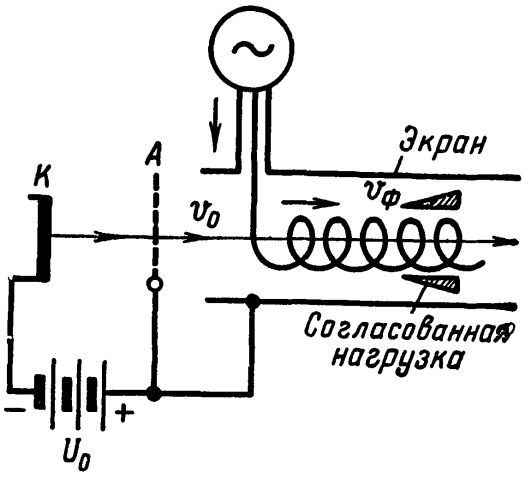


Рис. 2.31. Применение спиральной замедляющей системы для скоростной модуляции электронного потока (случай положительной дисперсии)

Заметим, что электронный поток, выходящий из замедляющей системы, имеет не только модуляцию по скорости, но и в какой-то степени модуляцию по плотности. Центрами сгустков являются электроны типа *1*, расположенные в областях перехода высокочастотного поля E_z через нуль от ускоряющей к тормозящей полуволне.

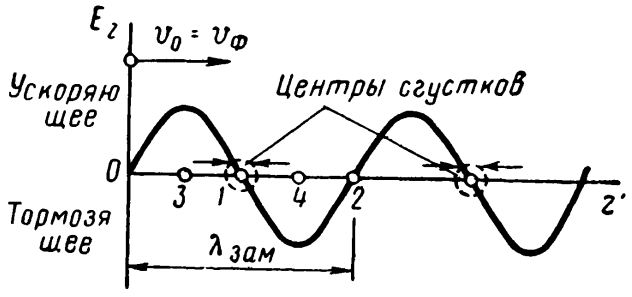


Рис. 2.32. Получение скоростной модуляции при длительном взаимодействии электронного потока с бегущей замедленной волной

При положительной (прямой) дисперсии входной сигнал должен подаваться со стороны электронной пушки, как показано на рис. 2.31. Если синхронизм электронного потока с СВЧ полем обеспечивается на одной из отрицательных (обратных) пространственных гармоник, то входной сигнал должен поступать в замедляющую систему со стороны, обращенной к коллектору.

Чем слабее дисперсия, тем шире полоса частот, в пределах которой электроны остаются в синхронизме с волной при неизменной величине постоянного ускоряющего напряжения U_0. При использовании спирали рабочая полоса частот может доходить до 50—100% от средней частоты.

При одной и той же мощности входного сигнала напряженность продольного высокочастотного поля в замедляющей системе значи-

тельно меньше, чем в полом резонаторе. Однако угол пролета электронов через замедляющую систему в принципе ничем не ограничен. Путь, на протяжении которого поле модулирует электронный поток, может быть сделан в замедляющей системе значительно бóльшим, чем в зазоре полого резонатора. В результате этого переменная составляющая скорости электронного потока на выходе замедляющей системы может быть сделана такого же порядка, как в высокодобротных системах с кратковременным взаимодействием.

Модулирующее устройство с бегущей волной весьма сходно с выходным устройством, рассматривавшимся выше в § 2.4, г. Такое же сходство имеют между собою резонаторные системы, используемые для управления и отбора энергии от электронного потока. Исходя из принципа взаимности, все эти системы можно рассматривать, как *устройства связи* электронного пучка с внешней цепью.

д. Концепция фазовой фокусировки. Идеальная форма кривой модулирующего напряжения

Пространственно-временны́е диаграммы преобразования модуляции по скорости в модуляцию электронного потока по плотности (см. рис. 2.19 и 2.29) имеют характерные изломы и пересечения графиков движения различных электронов. Внешний вид этих диаграмм напоминает ход лучей, проходящих через линзу и фокусируемых в точке оптического фокуса. Эта оптическая аналогия получила название *фазовой фокусировки* в отличие от геометрической фокусировки, хорошо известной в классической оптике, а также в электронной оптике. Двухсеточный зазор, используемый для скоростной модуляции, играет роль *фазовой линзы.*

Рассмотрим форму кривой напряжения $u = f(t)$, которое нужно приложить к бесконечно узкому зазору (фазовой линзе) для получения идеальной фазовой фокусировки. Полагая, как и прежде, скорость электронов, поступающих в зазор, одинаковой и равной v_0, можно записать кинетическую энергию электронов после прохождения фазовой линзы в виде

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{mv_0^2}{2} + eu.$$

Отсюда скорость электрона равна

$$v = v_0 \sqrt{1 + \frac{2e}{mv_0^2} u}. \qquad (2.64)$$

При использовании метода дрейфа электрон, являющийся центром образующегося впоследствии сгустка, проходит зазор при напряжении, равном нулю, при переходе этого напряжения от тормозящего к ускоряющему (см. § 2.8, в). Следовательно, время пролета центра сгустка до точки фокусировки, которую можно называть *фазовым фокусом*, равно $\tau_0 = \frac{s}{v_0}$, где s — расстояние от фазовой линзы до фазового фокуса.

Отсчет времени будем вести от момента прохождения центрального электрона через фазовую линзу. Для любого другого электрона, проходящего зазор в момент времени $t \neq 0$ при напряжении $u \neq 0$, время пролета равно $\tau = \frac{s}{v}$.

Условием одновременной встречи всех электронов в фазовом фокусе будет

$$\tau_0 = \tau + t.$$

С учетом (2.64) это условие может быть переписано в виде

$$\frac{s}{v_0} = \frac{s}{v_0 \sqrt{1 + \frac{2e}{mv_0^2} u}} + t.$$

Отсюда с учетом соотношения $v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}$ имеем:

$$u = U_0 \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{v_0 t}{s}\right)^2} - 1 \right]. \qquad (2.65)$$

На рис. 2.33 показан график идеального модулирующего напряжения, определяемый уравнением (2.65). С физической точки зрения стремление напряжения $u = f(t)$ к величине U_0 при $t \to (-\infty)$ легко объяснить тем, что электроны, прошедшие фазовую линзу задолго до прохождения через нее центрального электрона, должны быть практически полностью остановлены, чтобы «ожидать» прибытия в фазовый фокус центрального электрона. Далее, напряжение на зазоре должно стремиться к бесконечности при $t = \frac{s}{v_0}$. В самом деле, в этот момент времени центр сгустка как раз оказывается в точке фокуса, и электрон, находящийся в фазовой линзе, должен для фокусировки получить бесконечно большое ускорение (релятивистские поправки здесь не учитываются). Электроны, вошедшие в зазор в моменты времени позднее $\frac{s}{v_0}$, естественно, не могут быть собраны в рассматриваемый сгусток.

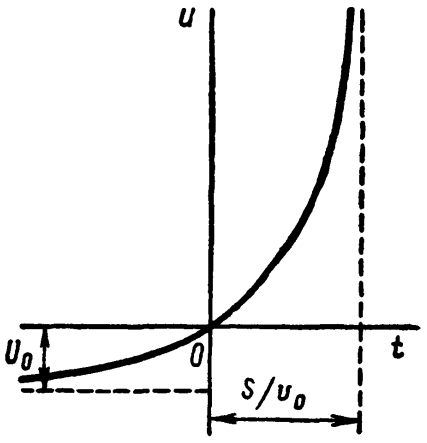


Рис. 2.33. Идеальная форма кривой модулирующего напряжения

Для получения периодически следующих электронных сгустков напряжение на зазоре должно иметь пилообразную форму, качественно изображенную на рис. 2.34, *а*. В плоскость фазового фокуса при этом будут поступать импульсы конвекционного тока, имеющие теоретически сколь угодно малую длительность dt (рис. 2.34, *б*). Постоянная составляющая этого тока имеет конечную величину и в точности равна постоянному току I_0, поступающему в фазовую линзу из электронной пушки. Таким образом, «благоприятными» становятся все электроны, эмиттируемые катодом и поступающие в управляющий двухсеточный зазор (фазовую линзу).

Рассмотренный режим соответствует идеальной группировке по закону δ-функции, обсуждавшейся в § 2.4, б. Пропуская полученные сгустки через выходное устройство, находящееся в плоскости фазового фокуса, можно обеспечить высокий к. п. д. преобразования энергии источника постоянного напряжения U_0 в энергию СВЧ колебаний. Величина к. п. д. в этом случае, однако, ограничена разбросом скоростей электронов в сгустках, обусловленным самим механизмом управления. Для получения к. п. д., стремящегося к 100%, необходимо, чтобы распределение электронов по скоростям также описывалось δ-функцией. Таким образом, использование скоростной модуляции приводит к новому противоречию. Ослабить это противоречие можно, уменьшая амплитуду пилообразного напряжения, показанного на рис. 2.34, в сравнении с постоянным ускоряющим напряжением U_0.

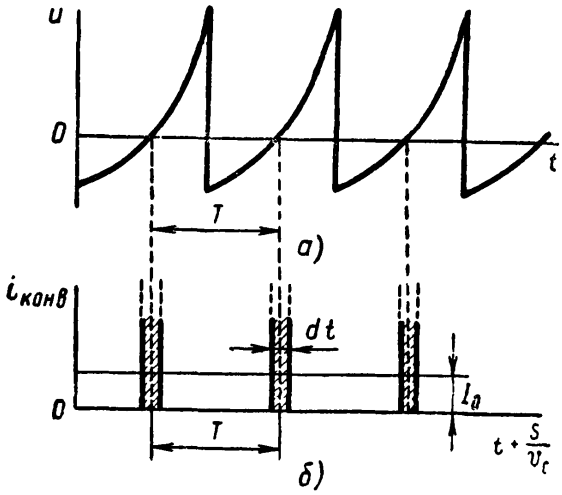


Рис. 2.34. Периодическая фазовая фокусировка непрерывного электронного потока

Практическое осуществление пилообразного напряжения оказывается в диапазоне СВЧ нелегким делом. При использовании высокодобротных полых резонаторов обычно приходится иметь дело с синусоидальным модулирующим напряжением.

Синусоидальная модуляция, являясь лишь грубым приближением идеальной скоростной модуляции, принципиально не может обеспечить полной фазовой фокусировки электронного потока. Это неизбежно сказывается на величине к. п. д. ламп со скоростной модуляцией. Расчеты конвекционного тока при синусоидальной фазовой фокусировке приводятся в гл. 5, где рассматриваются различные типы клистронов.

В широком смысле слова фазовая фокусировка имеет место не только в рассмотренном случае, но и при любых быстро изменяющихся электрических полях. Термин «фазовая фокусировка» используется иногда как равнозначный термину «группировка» и подразумевает динамическое управление электронным потоком.

* * *

Заканчивая короткое рассмотрение общих вопросов скоростной модуляции, нужно подчеркнуть, что этот вид модуляции обычно сопровождает простую модуляцию по плотности в триодах, тетродах и других лампах как на сверхвысоких, так и на более низких частотах. «Чистой» модуляции по плотности, строго говоря, как и «чистой» модуляции по скорости, почти не бывает. Однако при сравнительно низких частотах эффектами изменения скорости электронов и последующей группировкой можно, как правило, пренебречь ввиду малости

пролетных углов. По этой же причине скоростная модуляция не находит прямого применения в низкочастотных электронных лампах. Габариты подобных ламп при низких частотах были бы недопустимо большими.

§ 2.9. ВОЛНЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКАХ

Анализ процессов, происходящих в приборах СВЧ при больших углах пролета, большей частью основывается на изучении законов движения отдельных типичных электронов. Запаздывающими потенциалами при этом часто можно пренебречь. Примерами такого «кинематического» анализа могут служить приведенные выше расчеты скоростной модуляции и фазовой фокусировки. Можно, однако, исходить и из несколько иной концепции. Электронный поток естественно рассматривать как некоторую среду, в которой могут распространяться электромагнитные волны.

Обратимся к электронному потоку, двигающемуся в пространстве дрейфа, где отсутствуют внешние постоянные электрические поля. Предположим для простоты, что движение электронов происходит только вдоль оси z; поперечное движение отсутствует. Это можно представить как результат действия бесконечно сильного постоянного продольного магнитного поля, применяемого для фокусировки электронного потока.

Наложим на этот поток электромагнитное возмущение, например, с помощью простейшего двухсеточного зазора, рассмотренного в § 2.8. Будем полагать, что все переменные величины, характеризующие поле и электронный поток (напряженности поля $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$, скорость электронов v, плотность объемного заряда ρ и др.), изменяются во времени по гармоническому закону с запаздыванием вдоль оси z. Эту закономерность можно выразить в комплексной форме множителем $e^{j\omega t - \Gamma z}$, где Γ — постоянная распространения рассматриваемой волны*.

При сделанных допущениях, считая невозмущенный поток односкоростным (моноэнергетическим), можно записать скорость электронов в любом сечении возмущенного потока в виде

$$\mathbf{v} = \mathbf{e}_z v; \quad v = v_0 + v_1 e^{j\omega t - \Gamma z}. \tag{2.66}$$

Через v_0 и v_1 здесь обозначены начальная скорость электронов и амплитуда переменной составляющей скорости; $\mathbf{e}_z$ — единичный вектор (орт).

Плотность объемного заряда также может быть представлена в виде суммы постоянной и переменной составляющих:

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 e^{j\omega t - \Gamma z}. \tag{2.67}$$

Используем уравнения Максвелла (2.1)—(2.4). Вычисляя напряженность поля $\mathbf{H}$ из (2.2) и подставляя ее в (2.1), а также используя

* Напомним, что в теории обычных волноводов [1] постоянную распространения принято обозначать маленькой буквой γ. Большая буква Γ, используемая в данном изложении, будет относиться к случаю, когда в волноводе двигается электронный поток.

уравнение (2.3), получаем при $\sigma = 0$ волновое уравнение относительно вектора $\mathbf{E}$ в виде

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \operatorname{grad} \rho + j\omega\mu_0 \rho \mathbf{v}, \tag{2.68}$$

где $k^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$. Относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости ε и μ положены равными единице, так как электроны двигаются в вакууме.

Уравнение (2.68) отличается от обычных волновых уравнений, используемых в теории передающих линий СВЧ [1], лишь правой частью, не равной нулю и обусловленной существованием электронного потока.

Рассмотрение начнем со случая бесконечно широкого электронного потока, не имеющего вариаций в плоскости поперечного сечения. При этом задача становится одномерной: все величины, характеризующие распространение возмущений в потоке, не зависят от поперечных координат. Следовательно,

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} = \Gamma^2 \mathbf{E}.$$

В прямоугольной системе координат уравнение (2.68) с учетом (2.66) распадается на три уравнения:

$$(k^2 + \Gamma^2) E_x = 0; \tag{2.69}$$

$$(k^2 + \Gamma^2) E_y = 0; \tag{2.70}$$

$$(k^2 + \Gamma^2) E_z = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} + j\omega\mu_0 \rho v. \tag{2.71}$$

Уравнения (2.69) и (2.70) не зависят от присутствия электронного потока. Они описывают обычные волны типа ТЕМ, для которых $\Gamma = \pm jk$, и в данном случае интереса не представляют.

В правой части уравнения (2.71) имеется член ρv, определяющий плотность конвекционного тока в пучке. Положим амплитуды переменных составляющих скорости и плотности заряда v_1 и ρ_1 малыми в сравнении с постоянными составляющими v_0 и ρ_0. Таким образом, дальнейшее рассмотрение ограничивается режимом малых амплитуд. Отбрасывая произведение малых величин $\rho_1 v_1$, можно на основании (2.66) и (2.67) приближенно написать:

$$\rho v = \rho_0 v_0 + (\rho_1 v_0 + \rho_0 v_1) e^{j\omega t - \Gamma z}. \tag{2.72}$$

Постоянную составляющую плотности конвекционного тока $\rho_0 v_0$ можно в дальнейшем не рассматривать, так как в данном случае интерес представляют лишь переменные во времени процессы (для простоты можно представить, что постоянный объемный заряд электронов компенсирован зарядом положительных ионов).

Запишем продольную составляющую высокочастотного электрического поля в пучке в виде

$$E_z = E_{zm} e^{j\omega t - \Gamma z}. \tag{2.73}$$

Тогда с учетом выражений (2.67) и (2.72) волновое уравнение (2.71) для переменной составляющей конвекционного тока приобретает вид

$$(k^2+\Gamma^2)E_{zm}=-\frac{\Gamma}{\varepsilon_0}\rho_1+j\omega\mu_0(\rho_0 v_1+\rho_1 v_0). \qquad (2.74)$$

Переменные составляющие плотности и скорости ρ_1 и v_1, входящие в уравнение (2.74), зависят от амплитуды поля E_{zm}. Поэтому полученное уравнение следует рассмотреть совместно с уравнением движения электронов (2.9) и уравнением непрерывности (2.13).

Уравнение (2.9) в нерелятивистском случае ($v \ll c$) при одномерном движении приобретает вид

$$\frac{dv}{dt}=-\frac{e}{m}E_z. \qquad (2.75)$$

Поскольку скорость электронов по (2.66) является функцией двух переменных z и t, следует записать:

$$\frac{dv}{dt}=\frac{\partial v}{\partial t}+\frac{\partial v}{\partial z}\frac{dz}{dt};\quad \frac{dv}{dt}=\{j\omega v_1-\Gamma v_1(v_0+v_1 e^{j\omega t-\Gamma z})\}e^{j\omega t-\Gamma z}.$$

Снова пренебрегая произведением малых величин, получаем из (2.75) с учетом выражения (2.73):

$$v_1=-\frac{e}{m}\frac{E_{zm}}{j\omega-\Gamma v_0}. \qquad (2.76)$$

Остается определить лишь амплитуду переменной плотности заряда ρ_1. Используем уравнение непрерывности (2.13), полагая при бесконечно широком потоке $\frac{\partial}{\partial x}=\frac{\partial}{\partial y}=0$. Производя дифференцирование по z и t и отбрасывая произведение малых величин, получаем с использованием уравнений (2.66) и (2.67):

$$\rho_1=v_1\frac{\Gamma\rho_0}{j\omega-\Gamma v_0}. \qquad (2.77)$$

Подставим выражения (2.76) и (2.77) в правую часть волнового уравнения (2.74). Отбрасывая тривиальные решения $E_{zm}=0$ и $k^2+\Gamma^2=0$ и производя несложные преобразования, имеем:

$$\frac{e\rho_0}{m\varepsilon_0(j\omega-\Gamma v_0)^2}=1. \qquad (2.78)$$

Полученное уравнение, позволяющее вычислить постоянную распространения Γ, называют *характеристическим* или *дисперсионным* уравнением волн в электронном потоке.

Обозначим через N невозмущенную концентрацию электронов в потоке, т. е. количество электронов в единице объема (одном кубическом метре) потока при отсутствии СВЧ сигнала. Тогда $\rho_0=-Ne$ и уравнение (2.78) приводится к виду

$$\frac{Ne^2}{m\varepsilon_0}\frac{1}{(\omega+j\Gamma v_0)^2}=1. \qquad (2.79)$$

Величина $\frac{Ne^2}{m\varepsilon_0}$, входящая в (2.79), должна иметь размерность квадрата частоты Обозначая ее через $\omega_п^2$, имеем:

$$\omega_п = e\sqrt{\frac{N}{m\varepsilon_0}}. \qquad (2.80)$$

Выражение (2.80) часто применяется в теории электронных и газоразрядных приборов СВЧ. Величину $\omega_п$ принято называть *частотой собственных колебаний электронной плазмы* или, сокращенно, *плазменной частотой*. В гл. 8 будет показано, что величина $\omega_п$ не только характеризует распространение волн в электронных потоках, но и определяет частоту автоколебаний СВЧ, спонтанно возникающих в плазме электрических разрядов в газах.

Используя выражение (2.80), получаем из характеристического уравнения (2.79):

$$\Gamma = j\frac{\omega \pm \omega_п}{v_0}. \qquad (2.81)$$

Таким образом, постоянная распространения волн в электронном потоке имеет два значения, соответствующие различным знакам в уравнении (2.81). Обозначим $\Gamma = j\beta$, где β — фазовая постоянная рассматриваемых волн.

В общем случае фазовая постоянная определяется через круговую частоту ω и фазовую скорость волны $v_ф$ в виде $\beta = \omega/v_ф$. Отсюда фазовая скорость волн, могущих распространяться вдоль электронного потока, равна

$$v_ф = v_0\frac{\omega}{\omega \pm \omega_п}. \qquad (2.82)$$

Групповая скорость волн определяется, как обычно, из соотношения $v_{гр} = \frac{d\omega}{d\beta}$. Находя с помощью (2.81) производную $\frac{d\beta}{d\omega}$, нетрудно убедиться, что групповая скорость обеих рассматриваемых волн одинакова и в точности равна невозмущенной скорости электронов v_0.

Проведенный анализ показывает, что вдоль электронного потока могут распространяться *две волны*, направление которых совпадает с направлением движения электронов. Плазменная частота $\omega_п$, определяющая скорость этих волн, при обычно встречающихся плотностях тока и концентрациях N оказывается значительно меньше частоты сигнала ω. Поэтому фазовые скорости обеих волн, описываемые уравнением (2.82), близки к величине v_0.

Как следует из уравнения (2.82), полученные волны имеют дисперсию и уже по этой причине не могут быть отнесены к классу волн ТЕМ. Структура поля этих волн сильно отличается от структуры «обычных» волн типов ТЕМ, ТЕ и ТМ, существующих в волноведущих системах в отсутствие электронных потоков. В самом деле, из (2.81) видно, что для рассматриваемых волн $\Gamma \neq jk$ и, следовательно, $k^2 + \Gamma^2 \neq 0$. Уравнения (2.69) и (2.70) дают: $E_x = E_y = 0$. Если рассмотреть вол-

новое уравнение относительно вектора **H**, то окажется, что $H_x = H_y = H_z = 0$. Единственной составляющей поля, не равной нулю, является продольное электрическое поле E_z.

Следовательно, рассматриваемые волны можно отнести к особому типу замедленных «электрических» волн. В отсутствие электронного потока такие волны существовать не могут. Их физическую сущность легко понять, рассматривая изменение плотности заряда вдоль луча. Поскольку $\rho_1 \neq 0$, вдоль луча периодически происходят сжатия и уплотнения электронного газа. Продольное электрическое поле E_z обусловлено именно этими уплотнениями. Такие волны могут быть названы компрессионными или волнами сжатия; часто используется название *волны пространственного заряда* или *электронные волны*. Можно отметить сходство со звуковыми волнами в обычном газе, также имеющими чисто продольный характер.

Первая волна пространственного заряда, фазовая скорость которой по уравнению (2.82) несколько меньше средней скорости электронов v_0, называется *медленной волной*. Вторая волна, скорость которой несколько больше v_0, называется *быстрой волной* пространственного заряда*.

Поскольку вычисленная выше постоянная Γ является чисто мнимой величиной, нарастания или затухания волн пространственного заряда не происходит; эффект усиления или генерирования колебаний отсутствует. Однако при существовании электронов с различными скоростями положение может измениться. Так, при параллельном движении двух потоков электронов, обладающих близкими, но не равными скоростями v_{01} и v_{02}, происходит взаимодействие волн, приводящее к нарастанию их амплитуды. На этом принципе основаны *двухлучевые* (электронно-волновые) усилители.

Произведем числовую оценку фазовых скоростей электронных волн, определяемых уравнением (2.82). Концентрация электронов N связана с плотностью постоянного конвекционного электронного тока соотношением $J_0 = -Nev_0$. Отсюда, рассматривая абсолютную величину конвекционного тока, получаем:

$$N = \frac{J_0}{e\sqrt{\frac{2e}{m}U_0}}, \qquad (2.83)$$

где U_0 — постоянное ускоряющее напряжение пучка.

Подставим (2.83) в уравнение плазменной частоты (2.80):

$$\omega_п = \sqrt{\frac{J_0}{\varepsilon_0}\sqrt{\frac{e}{2mU_0}}}. \qquad (2.84)$$

Пусть плотность конвекционного тока в пучке составляет 1 $а/см^2$, т. е. 10^4 $а/м^2$. Ускоряющее напряжение U_0 положим равным 1000 $в$.

* Название «быстрая волна» в литературе иногда относят к обычной незамедленной поперечной электромагнитной волне типа ТЕМ. Во избежание недоразумений такое название волны типа ТЕМ здесь применяться не будет.

Используя уравнение (2.84) и полагая рабочую длину волны в свободном пространстве равной 10 *см*, получаем по (2.82) фазовые скорости быстрой и медленной волн пространственного заряда равными соответственно $(v_ф)_{быстр} \approx 1{,}22\, v_0$; $(v_ф)_{медл} \approx 0{,}85\, v_0$.

В реальных приборах электронный поток имеет конечные поперечные размеры; вокруг него может располагаться металлический экран — пролетная труба. Рассмотренная упрощенная теория, применимая к бесконечно широкому электронному потоку, требует внесения поправок.

С физической точки зрения присутствие проводящей трубы должно привести к уменьшению продольного электрического поля E_z на наружной границе пучка, параллельной металлической стенке. Действие переменного пространственного заряда в пучке ослабляется. Это может быть учтено уменьшением (редукцией) плазменной частоты $\omega_п$, входящей в уравнения (2.81) и (2.82).

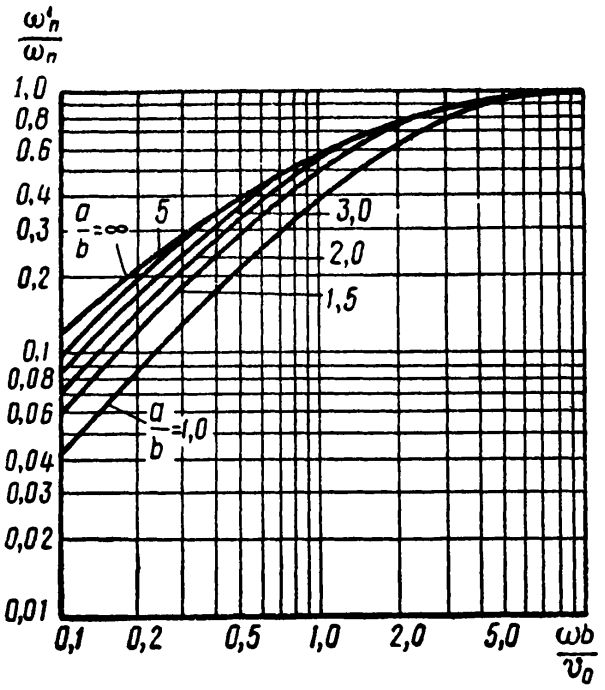


Рис. 2.35. Редукция плазменной частоты сплошного цилиндрического электронного пучка радиуса b в цилиндрическом металлическом экране, имеющем радиус a

Обозначим через $\omega'_п$ эффективную («редуцированную») плазменную частоту, учитывающую размеры поперечного сечения пучка и пролетной трубы На рис. 2 35 приведены для примера результаты расчетов для случая сплошного цилиндрического электронного пучка, имеющего радиус b, и металлической трубы радиуса a. По оси ординат отложено отношение эффективной плазменной частоты $\omega'_п$ к плазменной частоте $\omega_п$ бесконечно широкого потока при тех же значениях ускоряющего напряжения U_0 и плотности тока J_0 Эффективная плазменная частота всегда ниже величины $\omega_п$, определяемой уравнением (2.84) Фазовые скорости быстрой и медленной волн пространственного заряда оказываются еще более близкими к скорости электронов v_0.

Кроме рассмотренных двух простейших волн, в «толстых» электронных пучках могут распространяться волны пространственного заряда высших типов, имеющие вариации поля, плотности заряда и переменных скоростей электронов по сечению потока Каждому из высших типов соответствует пара волн, бегущих в направлении движения электронов и имеющих скорости, близкие к v_0

Концепция волн пространственного заряда может быть использована для объяснения рассматривавшейся выше скоростной модуляции и фазовой фокусировки Модулирующий зазор можно мыслить теперь, как устройство, возбуждающее волны за счет изменения скорости электронов Возникающие две волны пространственного заряда обладают различными скоростями. В результате интерференции волн происходят биения переменной составляющей плотности заряда ρ Расстояние от зазора, на котором конвекционный ток максимален, ранее рассматривалось как фазовый фокус Теперь это расстояние можно рассматривать из условия максимума биений.

С практической точки зрения производить расчеты электронных приборов СВЧ с помощью волновой теории не всегда рационально. Однако в ряде случаев, например, при рассмотрении ламп бегущей волны, волновая концепция оказывается особенно продуктивной.

Кроме волн пространственного заряда, являющихся продольными, в электронных потоках при конечной величине постоянного магнитного поля могут распространяться *циклотронные волны*, имеющие поперечный характер. Некоторые свойства таких волн рассматриваются в § 7.12

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ И УСИЛИТЕЛЕЙ СВЧ

§ 3.1. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ГЕНЕРАТОРОВ С РЕЗОНАНСНОЙ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМОЙ. ЭЛЕКТРОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ

Условия работы электронных генераторов и усилителей СВЧ определяются тремя основными факторами—свойствами электронного потока, параметрами высокочастотной колебательной системы и внешней нагрузки.

Современные генераторы и усилители СВЧ можно разделить на две основные группы, основываясь на свойствах их высокочастотной цепи.

К первой группе могут быть отнесены приборы, высокочастотная цепь которых имеет дискретные виды колебаний, т. е. обладает в некотором диапазоне частот свойствами одиночного резонансного контура. В эту группу входят все существующие и вновь создаваемые приборы, основанные на кратковременном взаимодействии электронов с зазором и содержащие полые резонаторы. Сюда же следует отнести и такие приборы с длительным или многократным взаимодействием, замедляющая система которых работает в режиме стоячей волны и образует колебательную цепь с дискретными видами колебаний. Таким образом, генераторы и усилители первой группы могут рассматриваться как приборы *резонансного типа*. Типичными примерами таких приборов являются триоды и тетроды СВЧ, отражательные и пролетные клистроны, а также магнетронные генераторы.

Вторая группа охватывает приборы с длительным или многократным взаимодействием, у которых колебательная система в рабочей полосе частот не обладает резонансными свойствами и возбуждается в режиме бегущей электромагнитной волны. Подобные генераторы и усилители принято относить к числу приборов *нерезонансного типа*. Примерами таких приборов являются лампы бегущей и обратной волны, а также платинотроны.

Анализ генераторов и усилителей с резонансной колебательной системой удобно проводить, используя метод эквивалентных схем, широко применяемый в технике волноводов и полых резонаторов. По этому методу колебательная система, внешняя нагрузка и электронный поток представляются в виде электрических цепей с сосредоточенными постоянными. Метод эквивалентных схем позволяет сформули-

ровать многие важные общие свойства электронных приборов СВЧ независимо от их конкретного устройства и назначения.

Рассмотрим сначала «холодную» колебательную систему электронного прибора, т. е. резонатор и нагрузку в отсутствие электронного потока (или электронно-ионной плазмы в случае газоразрядных приборов)*. Из техники СВЧ известно [1], что любая колебательная система на частотах, близких к резонансной частоте одного из видов колебаний, может быть представлена эквивалентной схемой в виде параллельно соединенных активной и реактивной проводимостей G и B, как показано на рис. 3.1. Через $G_н'$ и $B_н'$ обозначены активная и реактивная проводимости внешней нагрузки, трансформированные к тому же сечению, по отношению к которому определены проводимости G и B.

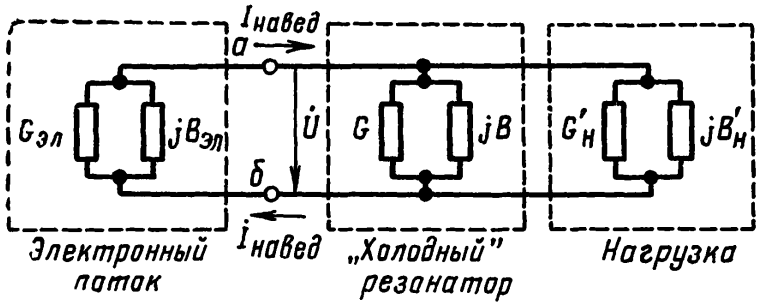


Рис. 3.1. Эквивалентная схема электронного прибора с резонансной колебательной системой

Если резонатор входит в состав генератора или усилителя и пронизывается модулированным электронным потоком, то последний играет роль генератора наведенного тока $\dot{I}_{навед}$, втекающего в систему через «клеммы» зазора $аб$. На зазоре создается высокочастотное напряжение с комплексной амплитудой $\dot{U}$.

Проводимости резонатора и нагрузки удобно отсчитывать по отношению к высокочастотному зазору. При этом одно и то же напряжение $\dot{U}$ оказывается приложенным к колебательной системе, нагрузке и электронному потоку. Поскольку справа от сечения $аб$ на рис. 3.1 имеются параллельно включенные проводимости G, $G_н'$, B и $B_н'$, действие электронного потока удобно представить в виде некоторой комплексной *электронной проводимости* $Y_{эл}$, включенной слева от «зажимов» $аб$ и равной

$$Y_{эл} = G_{эл} + jB_{эл}. \qquad (3.1)$$

Величины $G_{эл}$ и $B_{эл}$, вводимые пока формально, будем называть *активной* и *реактивной электронными проводимостями*.

Понятие электронной проводимости встречалось выше при рассмотрении некоторых частных случаев — монотрона и диода. Теперь это понятие можно обобщить и использовать применительно к любому прибору с резонансной колебательной системой.

Особенно широкое применение электронные проводимости находят при анализе генераторов (автогенераторов) СВЧ диапазона. Обратим-

* Тепловой режим системы не имеет прямого отношения к определению «холодных» параметров прибора. Однако для наиболее точного определения «холодной» проводимости температура резонатора должна соответствовать рабочему состоянию прибора. Таким образом, контур не обязательно должен быть холодным в буквальном смысле слова.

ся снова к схеме, изображенной на рис. 3.1, и рассмотрим установившийся режим генерации при отсутствии внешнего (входного) СВЧ сигнала. Если колебания уже возникли, то по второму закону Кирхгофа векторная сумма падений напряжения справа и слева от сечения *аб* должна быть равна нулю:

$$\frac{\dot{I}_{\text{навед}}}{G_{\text{эл}}+jB_{\text{эл}}}+\frac{\dot{I}_{\text{навед}}}{G+G_{\text{н}}'+j(B+B_{\text{н}}')}=0.$$

Отсюда имеем:

$$G+G_{\text{н}}'+G_{\text{эл}}+j(B+B_{\text{н}}'+B_{\text{эл}})=0.$$

Следовательно, в режиме установившихся колебаний для всякого автогенератора сумма активной и реактивной проводимостей резонаторной системы, нагрузки и электронного потока будет

$$G+G_{\text{н}}'+G_{\text{эл}}=0; \tag{3.2}$$

$$B+B_{\text{н}}'+B_{\text{эл}}=0. \tag{3.3}$$

Уравнения (3.2) и (3.3) играют важную роль в теории и расчетах электронных приборов СВЧ и будут часто использоваться в дальнейшем изложении.

Физический смысл электронной проводимости и уравнения (3.2) можно наглядно пояснить с энергетической точки зрения. Обозначим через $P_{\text{эл}}$ и $P_{\text{к}}$ активные мощности, потребляемые от зазора соответственно электронным потоком и контуром, включая внешнюю нагрузку. По закону сохранения энергии в установившемся режиме должно выполняться условие

$$P_{\text{эл}}+P_{\text{к}}=0. \tag{3.4}$$

Величины $P_{\text{эл}}$ и $P_{\text{к}}$ можно связать с амплитудой напряжения U_m и с проводимостями G, $G_{\text{н}}'$ и $G_{\text{эл}}$, изображенными на рис. 3.1, обычными соотношениями

$$P_{\text{эл}}=\frac{1}{2}U_m^2 G_{\text{эл}};\quad P_{\text{к}}=\frac{1}{2}U_m^2(G+G_{\text{н}}').$$

Подставляя эти выражения в уравнение (3.4), получаем при $U_m \neq 0$ выражение, в точности совпадающее с (3.2). Таким образом, равенство нулю суммы активных проводимостей по (3.2) является всего лишь одной из форм записи закона сохранения энергии.

К уравнениям (3.2) и (3.3) нетрудно придти и другим путем, рассматривая схему на рис. 3.1, как сложный колебательный контур с суммарными активной и реактивной проводимостями, равными

$$G_{\Sigma}=G+G_{\text{н}}'+G_{\text{эл}};\quad B_{\Sigma}=B+B_{\text{н}}'+B_{\text{эл}}.$$

Для того, чтобы свободные колебания в таком контуре могли продолжаться неограниченно долго с неизменной амплитудой, необходимо отсутствие потерь, т. е. соблюдение условия $G_{\Sigma}=0$. С другой стороны, известно, что на частоте резонанса во всяком параллельном контуре

сумма реактивных проводимостей равна нулю [1]. Последнее условие дает: $B_\Sigma = 0$, что совпадает с уравнением (3.3).

Активные проводимости резонатора и нагрузки G и $G_н'$ являются существенно положительными. Следовательно, условием работы любого автогенератора по уравнению (3.2) является $G_{эл} < 0$. Все генераторы СВЧ резонансного типа можно отнести к классу устройств с *отрицательным активным сопротивлением.*

§ 3.2. ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОВОДИМОСТИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ АМПЛИТУДЫ И ЧАСТОТЫ ГЕНЕРИРУЕМЫХ КОЛЕБАНИЙ

а. Амплитуда установившихся колебаний

Активная электронная проводимость $G_{эл}$, входящая в уравнение (3.2), зависит от конкретного электронного механизма и в общем случае может являться функцией многих параметров электронного прибора:

$$G_{эл} = f(U_0, I_0, \theta, U_m, \ldots).$$

Оставим неизменными все параметры, от которых зависит величина $G_{эл}$, за исключением амплитуды колебаний U_m. Рассмотрим процесс самовозбуждения, т. е. нарастания любых сколь угодно малых первоначальных колебаний в схеме, изображенной на рис. 3.1.

Для того, чтобы колебания в контуре могли нарастать, необходимо, чтобы сумма всех активных проводимостей в сечении *аб* имела отрицательный знак:

$$\{G_{эл}(U_m)\}_{U_m \to 0} + G_{полн} < 0, \tag{3.5}$$

где

$$G_{полн} = G + G_н'. \tag{3.6}$$

Обозначим через U_{m0} амплитуду установившихся («больших») колебаний. В соответствии с уравнением (3.2) для всякого автогенератора следует записать:

$$G_{эл}(U_{m0}) + G_{полн} = 0. \tag{3.7}$$

Режим, при котором амплитуда установившихся колебаний U_{m0} может плавно меняться, начиная от уровня шумовых колебаний, называют *мягким самовозбуждением.* Сравнивая уравнения (3.5) и (3.7), видим, что для существования мягкого самовозбуждения необходимо:

$$|G_{эл}(U_{m0})| < |G_{эл}(U_m)|_{U_m \to 0}.$$

Зависимость—$G_{эл}(U_m)$ должна иметь при этом монотонно падающий характер, как показано на рис. 3.2, *а.*

Амплитуду установившихся колебаний U_{m0} можно определить графически по уравнению (3.7). Активная проводимость $G_{полн}$, являющаяся по (3.6) суммой активных проводимостей резонатора и нагрузки, не зависит от амплитуды колебаний U_m. Поэтому величина U_{m0} определяется пересечением нелинейной характеристики $-G_{эл}(U_m)$ и горизонтальной прямой $G_{полн} = \text{const}$, как показано на рис. 3.2, *а.*

Зависимость электронной проводимости от амплитуды высокочастотных колебаний в некоторых электронных приборах может иметь немонотонный характер В случае, изображенном на рис 3.2, *б*, прямая $G_{полн} = \text{const}$ имеет не одну, а две точки пересечения с нелинейной зависимостью $-G_{эл}(U_m)$. При этом должен быть поставлен вопрос об устойчивости режима колебаний в точках *А* и *Б*.

Допустим, что генератор работает в режиме, соответствующем точке *А*, с амплитудой, равной U_{m1}. Пусть в результате какого-либо внешнего воздействия амплитуда колебаний изменилась на величину, равную ΔU_m. При малой величине ΔU_m функцию $G_{эл}(U_m)$ можно представить в виде

$$G_{эл} = f(U_{m1} + \Delta U_m) \approx G_{эл}(U_{m1}) + \Delta U_m \frac{\partial G_{эл}(U_m)}{\partial U_m}.$$

Если $\frac{\partial G_{эл}}{\partial U_m} > 0$, что имеет место в точке *А*, то всякое положительное приращение ΔU_m вызывает положительное же приращение активной электронной проводимости, т. е. уменьшение ее по абсолютной величине. Поскольку в точке *А* выполнялось условие

$$G_{эл}(U_{m1}) + G_{полн} = 0,$$

то при $\Delta U_m > 0$ в системе появляется положительное затухание. Следовательно, амплитуда колебаний должна падать до тех пор, пока не будет восстановлено исходное положение. Полагая ΔU_m отрицательным, приходим к выводу, что сумма электронной проводимости и проводимости внешней цепи становится меньше нуля, что неизбежно вызывает нарастание амплитуды.

Таким образом, в точке *А* всякое изменение амплитуды колебаний вызывает «противодействие», возвращающее амплитуду к исходной величине U_{m1}. Отсюда можно сделать важный вывод о том, что колебания в общем случае являются устойчивыми при

$$\frac{\partial G_{эл}}{\partial U_m} > 0; \quad \frac{\partial |G_{эл}|}{\partial U_m} < 0. \qquad (3.8)$$

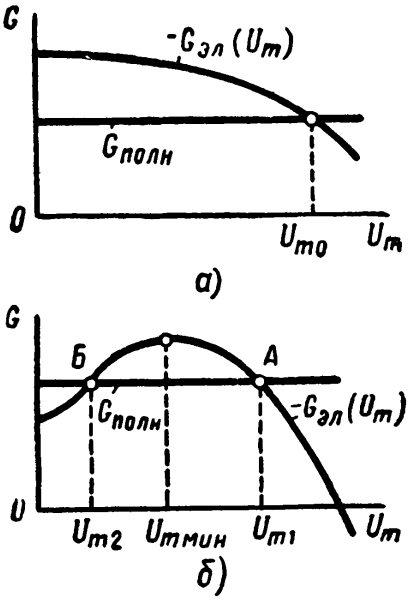


Рис. 3.2. Графическое определение режимов работы автогенераторов СВЧ

Аналогичное рассуждение можно провести для режима, соответствующего точке *Б* на рис. 3.2, *б*. Здесь $\frac{\partial G_{эл}}{\partial U_m} < 0$. Поэтому малое положительное приращение ΔU_m создает отрицательное приращение $G_{эл}$; затухание в системе становится отрицательным. Следовательно, всякая флуктуация, увеличивающая амплитуду колебаний, приводит к дальнейшему росту амплитуды. Этот рост должен продолжаться до тех пор, пока не будет достигнут участок характеристики $G_{эл} = f(U_m)$ с положительной производной и пока снова не будет удовлетворяться условие (3.7). Режим колебаний должен скачком за короткое время переместиться из точки *Б* в точку *А*. При малом отрицательном приращении ΔU_m по отношению к точке *Б* должно произойти падение амплитуды колебаний до нуля.

Таким образом, режим колебаний является неустойчивым, если в точке пересечения кривой $-G_{эл}(U_m)$ и прямой $G_{полн} = \text{const}$ имеет место соотношение

$$\frac{\partial G_{эл}}{\partial U_m} < 0; \quad \frac{\partial |G_{эл}|}{\partial U_m} > 0. \qquad (3.9)$$

Напряжение $U_{mмин}$, при котором колебания перестают быть устойчивыми, в случае, изображенном на рис. 3.2, *б*, соответствует максимуму кривой $G_{эл}-(U_m)$. Поскольку величина $U_{m\,мин}$ является конечной, самовозбуждение обязательно сопровождается скачком амплитуды генерируемых колебаний. Такой

режим принято называть *жестким самовозбуждением* Как будет показано в § 3.3, *б*, жесткое самовозбуждение сопровождается нежелательными гистерезисными явлениями

Может возникнуть вопрос, какова реальная форма кривых $G_{эл} = f(U_m)$ для электронных генераторов СВЧ. Разумеется, полный ответ может быть получен лишь при рассмотрении конкретных приборов резонансного типа (отражательных клистронов, магнетронов и др.). Однако с физической точки зрения характеристика $-G_{эл}(U_m)$ не может быть непрерывно возрастающей, — это привело бы к бесконечно большой амплитуде колебаний и к возможности получения от электронного потока больших мощностей При росте амплитуды U_m всегда должен наступать режим, когда активная электронная проводимость падает по абсолютной величине, переходит через нуль и становится положительной величиной

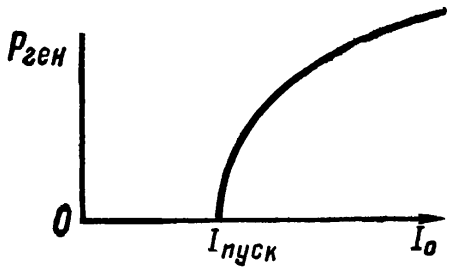


Рис. 3.3. К вопросу о пусковом токе генераторов СВЧ

б. Пусковой ток

Если известно аналитическое выражение активной электронной проводимости хотя бы для режима малых амплитуд, то на основе уравнения (3.5) возможен расчет одного из важных параметров генераторов — так называемого *пускового тока* $I_{пуск}$. Под пусковым током понимают минимальную величину постоянного конвекционного электронного тока I_0, при котором начинается самовозбуждение колебаний. Для работы генератора при конечной амплитуде колебаний U_m должно выполняться условие

$$I_0 > I_{пуск}. \tag{3.10}$$

Зависимость генерируемой мощности $P_{ген}$ от постоянного конвекционного тока I_0 при фиксированных прочих параметрах генератора СВЧ имеет вид, качественно показанный на рис. 3.3.

Рассмотрим для примера монотрон Активная электронная проводимость зазора, согласно выводам § 2.7, при малых амплитудах имеет вид

$$G_{эл} = \frac{I_0}{2U_0} F(\theta).$$

Следовательно, по уравнению (3.5) самовозбуждение монотрона возможно при условии

$$0 < G_{полн} \leqslant -\frac{I_0}{2U_0} F(\theta),$$

где $G_{полн}$ — суммарная активная проводимость резонатора и нагрузки, приведенная к плоскости зазора. Отсюда может быть найдена величина пускового тока $I_{пуск}$, равная

$$I_{пуск} = \frac{2U_0 G_{полн}}{-F(\theta)}. \tag{3.11}$$

В самом благоприятном для самовозбуждения монотрона случае при $\theta \approx \frac{5}{2}\pi$ (см выше рис 2.24, *а*) получаем: $F(\theta) = -0{,}095$, откуда $I_{пуск} \approx$ $\approx 21{,}1\, U_0 G_{полн}$ Полагая для примера $U_0 = 300$ *в*, $G_{полн} = 10^{-3}$ *ом* $^{-1}$, имеем: $I_{пуск} \approx 6{,}33$ *а*. Даже в случае $G_{полн} = 10^{-4}$ *ом*$^{-1}$ пусковой ток монотрона оказывается равным 0,633 *а*.

Получить такие и бо́льшие величины тока в тонком электронном пучке при сравнительно низком ускоряющем напряжении обычно не удается Отсюда становится отчасти понятным, почему не имели бо́льшого успеха опыты по практическому осуществлению монотронов Дело, как мы видим, в том, что абсолютная величина отрицательной электронной проводимости в монотроне весьма мала. Поэтому требуется либо сильно уменьшать активную проводимость резонатора и трансформированную проводимость нагрузки, либо чрезмерно увеличивать постоянный электронный ток. Аналогичная ситуация встречается и в некоторых других приборах СВЧ.

в. Частота генерируемых колебаний

Используем условие (3.3), согласно которому в установившемся режиме генерации сумма реактивных проводимостей резонаторной системы и нагрузки, а также реактивной электронной проводимости должна быть равна нулю. Предположим для простоты, что нагрузка в сечении высокочастотного зазора имеет чисто активный характер, т. е. $B_н' = 0$ (случай комплексной нагрузки будет рассмотрен в § 3.3). Тогда для всякого генератора, эквивалентная схема которого имеет вид, показанный на рис. 3.1, реактивная проводимость колебательной системы должна быть равна взятой с отрицательным знаком реактивной электронной проводимости:

$$B = -B_{эл}. \tag{3.12}$$

С другой стороны, для всякой «холодной» резонансной системы вблизи резонансной частоты ν_0 реактивная проводимость B связана с нагруженной добротностью $Q_н$ соотношением

$$Q_н = \frac{\nu_0}{2G_{полн}}\left(\frac{dB}{d\nu}\right)_{\nu\approx\nu_0} \approx \frac{\nu_0}{2(G+G_н')}\frac{B}{\nu-\nu_0}, \tag{3.13}$$

где ν — частота, при которой рассматривается проводимость резонатора. Отсюда с использованием обозначения (3.6) имеем:

$$B = 2Q_н G_{полн}\left(\frac{\nu}{\nu_0} - 1\right). \tag{3.14}$$

Подставим уравнение (3.14) в (3.12). Частота ν, удовлетворяющая условию (3.12), является частотой установившихся колебаний в рассматриваемом автогенераторе при фиксированных значениях ν_0, $Q_н$, $G_{полн}$ и $B_{эл}$:

$$\nu = \nu_{ген}; \quad \nu_{ген} = \nu_0\left(1 - \frac{B_{эл}}{2Q_н G_{полн}}\right). \tag{3.15}$$

Учитывая условие стационарной амплитуды (3.2), можно вместо величины $G_{полн}$ подставить в (3.15) взятую с отрицательным знаком активную электронную проводимость. Окончательно получаем:

$$\nu_{ген} = \nu_0\left(1 + \frac{1}{2Q_н}\frac{B_{эл}}{G_{эл}}\right). \tag{3.16}$$

Уравнение (3.16), играющее особо важную роль, показывает, что в общем случае частота генерируемых колебаний определяется в первую очередь резонансной частотой «холодной» колебательной системы.

Чем выше нагруженная добротность резонатора $Q_н$, т. е. чем меньше потери в резонаторе и чем слабее он связан с нагрузкой, тем меньше частота автоколебаний $\nu_{ген}$ отличается от собственной частоты ν_0.

Для того, чтобы регулировать частоту генерируемых колебаний, можно изменять величину ν_0, т. е. перестраивать (настраивать) колебательную систему автогенератора*. Поэтому генераторы СВЧ резонансного типа часто снабжаются органами механической настройки. Одним из недостатков механической настройки является ее инерционность. Это побудило поиски других методов настройки, позволяющих быстро изменять частоту генераторов СВЧ (см. ниже).

Резонансная частота колебательных систем определяется их размерами. Поэтому при изменении температуры резонаторной системы величина ν_0 и, следовательно, генерируемая частота могут несколько изменяться. Для количественной оценки тепловых уходов частоты принято рассматривать *температурный коэффициент частоты* (ТКЧ), определяемый как изменение частоты $\nu_{ген}$, соответствующее изменению температуры на 1° С. При разработке генераторов СВЧ стараются использовать такие материалы и конструкции колебательной системы, которые обеспечивают минимальную величину ТКЧ.

г. Электронная настройка и электронное смещение частоты

Реактивная электронная проводимость $B_{эл}$, как и активная проводимость $G_{эл}$, является функцией угла пролета, постоянных напряжений и постоянного конвекционного тока пучка, а также амплитуды СВЧ колебаний. Поэтому отношение $\frac{B_{эл}}{G_{эл}}$, входящее в уравнение (3.16), также зависит от электронного режима генератора:

$$\frac{B_{эл}}{G_{эл}} = f(U_0, I_0, \theta, U_m, \ldots).$$

Уравнение (3.16), определяющее частоту установившихся колебаний генератора с резонансной колебательной системой, можно теперь переписать в виде

$$\nu_{ген} = \nu_0\left[1 + \frac{1}{2Q_н} f(U_0, I_0, \theta, U_m, \ldots)\right]. \qquad (3.16а)$$

Таким образом, изменяя величину постоянного конвекционного тока I_0, проходящего через генератор, или постоянное напряжение U_0, можно в некоторой степени управлять рабочей частотой, не меняя настройки резонатора, т. е. при $\nu_0 = \text{const}$.

---

* Под *перестройкой* частоты генераторов СВЧ обычно понимают изменение частоты, производимое непосредственно при работе генератора. В этом смысле *настройка* означает изменение частоты генерируемых колебаний, производимое в нерабочем режиме перед подачей питающих напряжений. Большого принципиального различия в методах механической настройки и перестройки не существует Поэтому здесь и в других разделах указанные два процесса не противопоставляются друг другу.

Изменение частоты за счет изменения электронного тока, проходящего через прибор, получило название *электронного смещения частоты*. Изменение частоты за счет одного из постоянных напряжений, приложенных к лампе, принято называть *электронной настройкой*. В широком смысле слова под электронной или *электрической* настройкой обычно подразумевают всякое изменение частоты генерируемых или усиливаемых колебаний, осуществляемое электрическими (немеханическими) способами, включая воздействие не только на электронный поток, но и на полупроводники, ферриты и т. п.

Существование электронной настройки легко показать графически на основании уравнения (3.12), рассматривая пересечение функции реактивной проводимости колебательной системы $B_{эл} = f_1(\nu)$ с графиком зависимости $-B_{эл} = f_2(\nu)$, как показано на рис. 3.4, *а*. При изменении реактивной электронной проводимости от $(B_{эл})_1$ к $(B_{эл})_2$ происходит соответственное изменение генерируемой частоты от $\nu_{ген\,1}$ до $\nu_{ген.\,2}$.

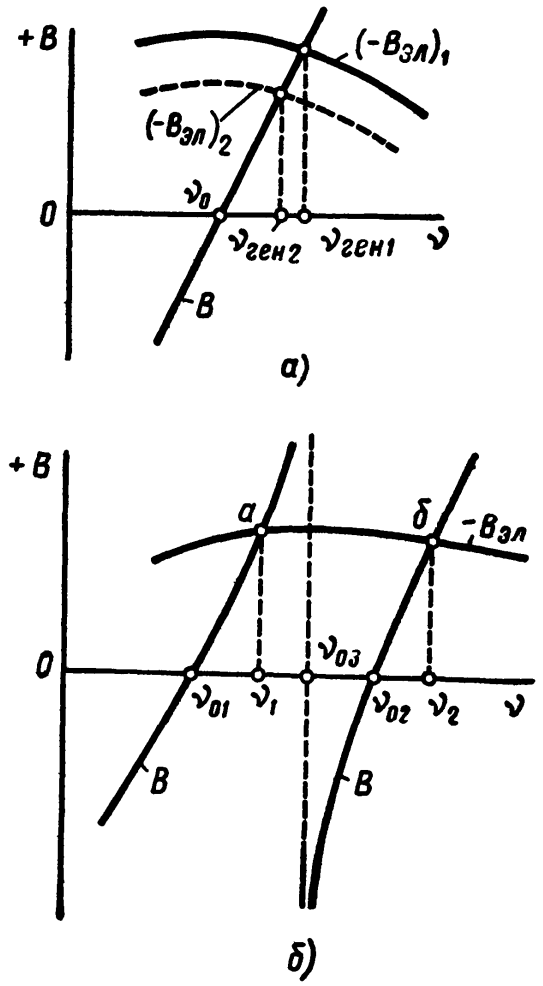


Рис. 3.4. Нахождение частоты установившихся колебаний генератора, колебательная система которого имеет один (*а*) и два близко расположенных вида колебаний (*б*)

Электронная настройка является важным параметром генераторов СВЧ и, как будет видно из дальнейшего, имеется не только у генераторов резонансного типа, но и в особенности у приборов с нерезонансной колебательной системой. Электронную настройку можно использовать для безынерционного управления частотой, дополняющего механическую перестройку, и для частотной модуляции генератора. Если диапазон изменения частоты, определяемый уравнениями (3.16) и (3.16, а), достаточно велик, то электронная настройка может быть использована взамен обычной механической перестройки частоты генератора.

Для получения возможно более широкого диапазона электронной настройки или электронного смещения частоты желательно, согласно уравнению (3.16), снижать нагруженную добротность колебательной системы $Q_н$. С этой целью можно увеличивать потери в колебательной системе генератора. На практике, однако, для получения высокого к. п. д. более целесообразно снижение добротности $Q_н$ за счет более сильной связи генератора с нагрузкой. Как видно из уравнения (3.13), при этом обеспечивается увеличение активной проводимости нагрузки $G_н'$, трансформированной к зазору генератора. К такому же выводу

можно придти и более формальным путем, рассматривая трансформацию активной проводимости нагрузки. В первом томе учебника [1] показано, что трансформированная активная проводимость нагрузки для всякого резонатора определяется уравнением

$$G'_{\text{н}} = G\,\frac{Q_0}{Q_{\text{вн}}},$$

где $Q_{\text{вн}}$ — внешняя добротность резонансной системы. Суммарная активная проводимость резонатора и нагрузки оказывается равной

$$G_{\text{полн}} = G + G'_{\text{н}} = G\left(1 + \frac{Q_0}{Q_{\text{вн}}}\right) \qquad (3.17)$$

и изменяется в широких пределах при изменении внешней добротности $Q_{\text{вн}}$ и, следовательно, нагруженной добротности $Q_{\text{н}}$.

Из уравнения (3.16а) можно сделать и другой важный вывод. Для получения высокой стабильности частоты при постоянной нагрузке надо обеспечивать возможно более высокую нагруженную добротность контура автогенератора, а также стабилизировать источники питания (напряжение U_0 и ток I_0). Но для получения большой величины $Q_{\text{н}}$ необходимо, прежде всего, всячески повышать собственную добротность колебательной системы Q_0, уменьшая потери. Повышение $Q_{\text{н}}$ достигается также путем ослабления связи генератора с нагрузкой. Наряду с этим можно использовать дополнительные (стабилизирующие) высокодобротные резонаторы, увеличивающие энергию, накопленную в колебательной системе генератора*.

Таким образом, принципы разработки генераторов с широким диапазоном электронной настройки и генераторов, обеспечивающих высокую стабильность частоты, различны между собою. Эти различия распространяются не только на колебательную систему и на связь с нагрузкой, но и на параметры электронного потока. В самом деле, для расширения диапазона электронной настройки по смыслу уравнений (3.15) и (3.16) необходимо увеличивать диапазон изменения величины $B_{\text{эл}}$ и, следовательно, увеличивать максимальную величину $B_{\text{эл}}$. Но реактивная электронная проводимость $B_{\text{эл}}$, даже из соображения физических размерностей, должна быть пропорциональна отношению I_0/U_0. Поэтому такие генераторы, в отличие от генераторов со стабилизированной частотой, должны работать при низких питающих напряжениях и при возможно более высоких токах электронного пучка.

По абсолютной величине разница между частотой установившихся колебаний генератора $\nu_{\text{ген}}$ и собственной частотой колебательной системы ν_0 обычно бывает незначительной. Поэтому в первом приближении при разработке колебательной системы для электронных приборов СВЧ, имеющих полые резонаторы, можно полагать, что частота генерируемых колебаний равна собственной частоте резонатора. Погрешность расчета полых резонаторов значительно превышает фактическую разницу частот $\nu_{\text{ген}}$ и ν_0, определяемую уравнением (3.16).

---

* С целью повышения добротности иногда идут даже по пути применения сверхпроводящего резонатора, охлаждая его до температуры жидкого гелия. Величина Q_0 может достигать при этом 10^8 —10^9 и более.

д. Виды колебаний автогенераторов СВЧ

Если «холодная» резонансная система генератора имеет много видов колебаний, то нахождение частоты установившихся колебаний усложняется. Действительно, зависимость реактивной проводимости системы от частоты может при этом отличаться от прямой линии, показанной на рис. 3.4, *а*. Условие (3.12) может удовлетворять не одной, а многим частотам, что легко видеть, например, на рис. 3.4, *б*. На этом рисунке изображена взятая с отрицательным знаком функция реактивной электронной проводимости $B_{эл} = f(\nu)$, медленно изменяющаяся в некотором ограниченном диапазоне частот. В этом же диапазоне высокодобротная резонансная система имеет два близко расположенных вида колебаний с резонансными частотами ν_{01} и ν_{02}. Кривая $-B_{эл} = f(\nu)$ пересекается с кривой проводимости колебательной системы в двух точках *а* и *б*, которым соответствуют частоты ν_1 и ν_2. Обе частоты могут генерироваться рассматриваемым генератором, если удовлетворено условие стационарной амплитуды (3.7).

В общем случае количество генерируемых частот равно числу видов колебаний, имеющихся у «холодной» колебательной системы генератора в диапазоне частот, где $G_{эл} < 0$. Каждый из таких колебательных режимов принято называть *видом колебаний* рассматриваемого генератора*.

Не следует смешивать термин *вид* колебаний с выражением *тип* колебаний, применяемым для того, чтобы подчеркнуть различие электронных механизмов. Так, например, магнетроны, рассматриваемые в гл. 7, могут генерировать колебания трех типов. Колебания одного из этих типов (так называемые колебания типа бегущей волны, наблюдающиеся в многорезонаторных магнетронах) в свою очередь могут происходить на нескольких различных видах.

Для практических целей обычно требуется, чтобы генератор возбуждался только на одном виде колебаний. Эта проблема особенно актуальна в том случае, когда резонансные частоты колебательной системы лишь незначительно различаются между собой. Будем называть *разделением видов колебаний* разность частот рабочего и ближайшего (нежелательного) видов колебаний, отнесенную к частоте рабочего вида (например, на рис. 3.4, *б* отношение $\frac{\nu_{02} - \nu_{01}}{\nu_{01}}$). Чем меньше разделение видов колебаний, тем труднее обеспечить работу генератора на фиксированной частоте, соответствующей одному виду колебаний. Вопрос о том, какой из видов колебаний устанавливается в генераторе в этом случае, следует решать с учетом ряда факторов, например, скорости нарастания колебаний в переходном режиме, нагруженной добротности системы на рассматриваемых видах колебаний и др.

При малом разделении видов колебаний в некоторых случаях на-

---

* С различными видами колебаний приходится сталкиваться не только в электронике СВЧ, но и в квантовой электронике, в частности, в лазерной технике. В качестве эквивалента термину «вид колебаний» иногда употребляется выражение «мода». Как крайне неудачное, это выражение здесь применяться не будет.

блюдаются перескоки генерируемой частоты с одного вида колебаний на другой, что крайне нежелательно с практической точки зрения. С этой проблемой чаще всего встречаются в случае многорезонаторных колебательных систем, применяемых, например, в магнетронах.

Возвращаясь к рис. 3.4, *б*, можно отметить следующее. При наличии активных потерь в контуре кривая—$B_{эл}=f(\nu)$ имеет третью точку пересечения с кривой реактивной проводимости системы на частоте, близкой к частоте последовательного резонанса ν_{03}. В этой точке снова удовлетворяется условие (3.12), на основании чего можно было бы, казалось, предположить о существовании еще одного вида колебаний генератора. Однако при этом активная проводимость резонатора G оказывается настолько большой, что не может быть выполнено условие стационарной амплитуды (3.2). Вдобавок к этому вблизи частоты ν_{03} производная $\frac{dB}{d\nu}$ оказывается уже не положительной, а отрицательной Подобный режим генератора является неустойчивым. В самом деле, при любой малой флуктуации частоты $+\Delta\nu$ в колебательной системе появляется дополнительная отрицательная, т. е. индуктивная реактивная проводимость. В результате этого частота продолжает сдвигаться в ту же сторону, пока не достигнет устойчивой точки ν_2 (см. рис 3.4, *б*). При отрицательной флуктуации $-\Delta\nu$ происходит аналогичный перескок от частоты ν_{03} к частоте ν_1. Генерации на частоте ν_{03} не возникает.

§ 3.3. РОЛЬ ВНЕШНЕЙ НАГРУЗКИ В РАБОТЕ ГЕНЕРАТОРОВ И УСИЛИТЕЛЕЙ СВЧ РЕЗОНАНСНОГО ТИПА

а. Эквивалентная схема генераторов СВЧ с учетом вывода энергии

В предыдущих разделах предполагалось, что нагрузка, на которую работает генератор или усилитель, остается постоянной. Но практически часто приходится сталкиваться со значительными изменениями нагрузки. Так, если генератор работает в радиолокационной станции на антенну, совершающую обзор пространства, то за счет несовершенства вращающихся соединений и по другим причинам происходит периодическое изменение входного сопротивления антенного устройства. Изменения нагрузки возможны и при недостаточной развязке генератора, питающего измерительную установку, и т. д. При этом возникает вопрос, как влияют эти изменения на частоту и мощность генерируемых колебаний при неизменном постоянном токе, питающем прибор, или при неизменном постоянном напряжении.

Другим важным вопросом является выбор оптимальной нагрузки при конструировании сверхвысокочастотных приборов. Фактически внешняя нагрузка связывается с прибором не непосредственно, а через четырехполюсник, обладающий в общем случае свойствами трансформатора полных сопротивлений. Это устройство, называемое *выводом энергии*, большей частью является составной частью прибора и часто даже находится внутри вакуумной оболочки. Разработка вывода энергии требует учета влияния нагрузки на основные характеристики и параметры прибора.

Вывод энергии по возможности не должен обладать активными потерями. Поэтому идеальный вывод энергии можно рассматривать как линейный четырехполюсник без потерь, трансформирующий полное

сопротивление (проводимость) нагрузки к воображаемым зажимам выходного зазора.

Общая эквивалентная схема генератора с выводом энергии изображена на рис. 3.5, *а*. Трансформация параметров нагрузки к зазору *аб*

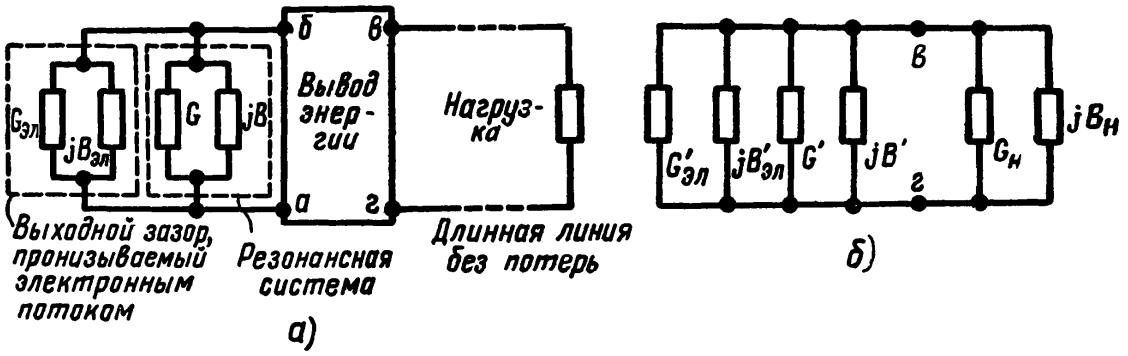


Рис. 3.5. Трансформация параметров эквивалентной схемы прибора с резонансной колебательной системой

рассматривалась выше на рис. 3.1. Для рассмотрения влияния изменений нагрузки параметры эквивалентной схемы удобно трансформировать к «выходным зажимам» *вг*, как показано на рис. 3.5, *б*. Трансформированные проводимости резонатора G' и B', а также электронного потока $G'_{эл}$ и $B'_{эл}$ получаются путем умножения соответствующих им проводимостей G, B, $G_{эл}$ и $B_{эл}$ на коэффициент трансформации вывода энергии, зависящий от степени связи резонансной системы генератора с выходной линией*.

б. Зависимость генерируемой мощности от проводимости нагрузки

Рассмотрим вариант эквивалентной схемы, изображенный на рис. 3.5, *б*. Допустим, что зависимость трансформированной электронной проводимости $G'_{эл}$ от амплитуды колебаний U_m в сечении *вг* имеет вид, показанный на рис. 3.6, *а*. Тогда при фиксированной активной проводимости резонатора G' изменение активной проводимости нагрузки $G_н$ можно представить перемещением прямой $(G_н + G')$ в вертикальном направлении параллельно прямой $G' = \text{const}$.

Генерируемая мощность $P_{ген}$, поступающая во внешнюю нагрузку, равна

$$P_{ген} = \frac{1}{2} U_{m0}^2 G_н, \qquad (3.18)$$

где U_{m0} — амплитуда установившихся колебаний.

Величина U_{m0}, входящая в (3.18), в свою очередь является функцией проводимости $G_н$ (см. рис. 3.6, *а*). При $G_н = 0$ амплитуда колебаний в резонаторе имеет наибольшую величину, но мощность $P_{ген}$

---

* Можно показать, что этот коэффициент равен $\frac{Q_{вн} Y_0}{Q_0 G}$, где Y_0 — характеристическая (волновая) проводимость выходной передающей линии.

согласно уравнению (3.18) равна нулю. С увеличением $G_н$ амплитуда U_{m0} уменьшается и обращается в нуль при $G_{н\,пред} = |G'_{эл\,0}| - G'$. Отдаваемая в нагрузку мощность по (3.18) снова становится равной нулю. Следовательно, по теореме Ролля при некоторых промежуточных значениях проводимости $G_н$ мощность $P_{ген}$ должна проходить по крайней мере через один максимум, как показано качественно на рис. 3.7, *а*.

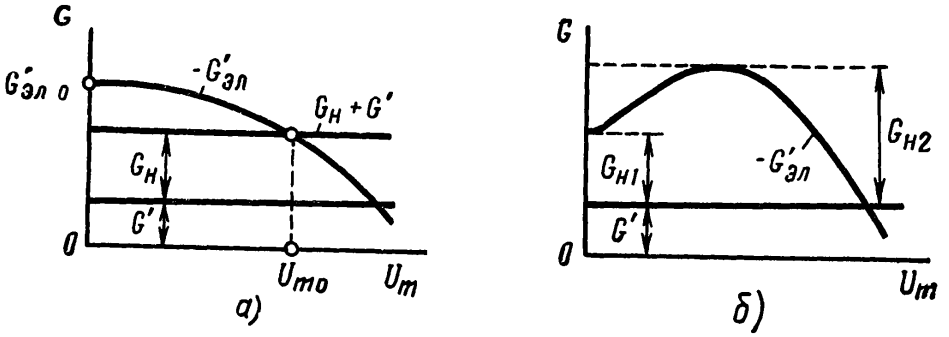


Рис 3.6. Нахождение зависимости амплитуды генерируемых колебаний от величины активной проводимости нагрузки

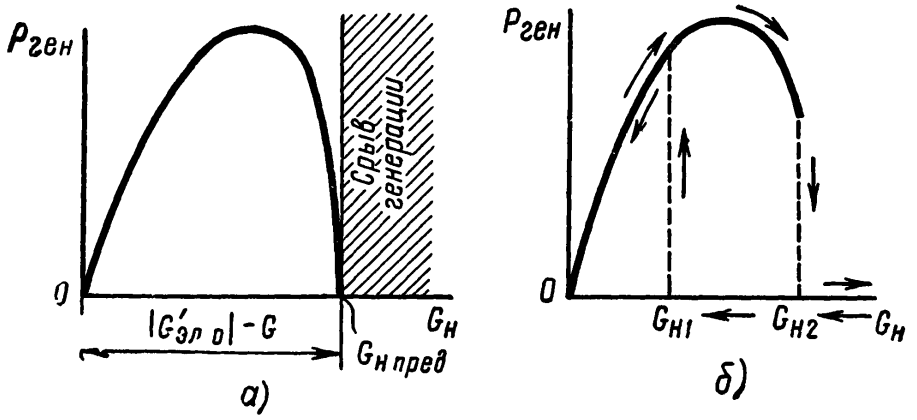


Рис 3.7 Зависимость генерируемой мощности от активной проводимости внешней нагрузки Кривые (*а*) и (*б*) соответствуют случаям, показанным на рис 3.6, *а*, *б*

Пользуясь описанными методами, нетрудно найти, что при немонотонной зависимости $-G'_{эл}(U_m)$ (см. рис. 3.6, *б*) изменение активной проводимости нагрузки сопровождается скачками мощности и гистерезисом, как показано на рис. 3.7, *б*. Стрелками на этом рисунке указано направление изменения выходной мощности рассматриваемого генератора.

Проведенные рассуждения показывают, что для автогенераторов СВЧ при неизменной активной проводимости резонаторной системы существует оптимальная величина активной нагрузки $G_{н\ опт}$, при которой мощность, поступающая в нагрузку, максимальна. Существует также некоторая «предельная» величина $C_{н\ пред}$, при которой наступает *срыв генерации*. Область срыва заштрихована на рис. 3.7, *а*.

Величина активной проводимости нагрузки $G_н$ всякой колебательной системы обратно пропорциональна внешней добротности $Q_{вн}$. Поэтому зависимость, представленную на рис. 3.7, *а*, можно выразить также через величину $Q_{вн}$, как показано на рис. 3.8. Существует «оптимальная» величина $Q_{вн\ опт}$, при которой достигается максимум мощности, поступающей в нагрузку.

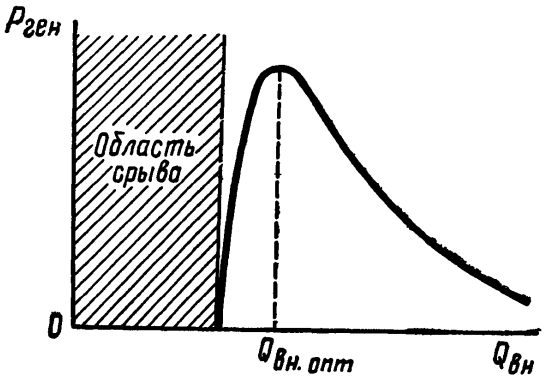


Рис. 3.8. Зависимость мощности автогенератора от величины внешней добротности колебательной системы (при отсутствии гистерезиса)

Зная характеристику активной электронной проводимости, можно рассчитать генерируемую мощность и сформулировать требования к трансформирующему действию вывода энергии, например, из условия отдачи максимальной мощности в нагрузку. В действительности выполнять это условие целесообразно не всегда, так как при увеличении связи колебательной системы с нагрузкой ухудшается стабильность частоты генерируемых колебаний. Этот вопрос, однако, заслуживает отдельного рассмотрения.

в. Затягивание частоты

Изменение полной проводимости нагрузки при фиксированном режиме питания генератора приводит к изменению частоты генерируемых колебаний. Это явление, в отличие от рассмотренных ранее электронного смещения частоты и электронной настройки, принято называть *затягиванием частоты*.

Обратимся снова к эквивалентной схеме генератора с резонансной колебательной системой, изображенной на рис. 3.5, *б*. Выбор плоскости отсчета *вг*, соответствующей воображаемым входным зажимам вывода энергии со стороны передающей линии, позволяет вести анализ с использованием привычных понятий нормированных проводимостей [1]. Таким образом, в дальнейшем трансформированные параметры резонансной системы и электронного потока G', B', $G'_{эл}$ и $B'_{эл}$, а также проводимости нагрузки $G_н$ и $B_н$ будут подразумеваться выраженными в относительных единицах по отношению к характеристической (волновой) проводимости линии, принимаемой равной единице.

Появление реактивной проводимости нагрузки $B_н$ в сечении *вг* можно представить, как включение параллельно колебательной системе генератора дополнительной индуктивности или емкости. Поэтому частота генерируемых колебаний $\nu_{ген}$ должна повышаться при отрица-

тельной (индуктивной) входной проводимости нагрузки и понижаться при положительной, т. е. емкостной проводимости $B_н$. Каждой фиксированной величине $B_н$ соответствует неизменная частота $\nu_{ген}$.

Изменение полной входной проводимости нагрузки удобно выражать в терминах коэффициента стоячей волны (КСВ) и фазы стоячей волны по отношению к зажимам *вг* (см. рис. 3.5). Затягивание частоты принято характеризовать максимальным изменением частоты, происходящим при каком-либо фиксированном значении КСВ, если фаза отражения изменяется на 180 электрических градусов, т. е. в любых физически осуществимых пределах.

Положим сначала, что на конце выходной линии включена согласованная нагрузка, т. е. коэффициент стоячей волны в линии $\rho = 1$. Тогда в сечении *вг* на рис. 3.5, *б* имеем: $B_н = 0$; $G_н = 1$. Частота колебаний $\nu_{ген.согл}$, генерируемых в этом режиме, определяется равенством нулю суммы реактивной проводимости контура B' и реактивной электронной проводимости $B'_{эл}$:

$$\nu = \nu_{ген.\,согл};\quad B'_{эл} + B' = 0. \tag{3.19}$$

Если $\rho > 1$, то в левой части уравнения (3.19) появляется третье слагаемое — входная реактивная проводимость $B_н$ линии в сторону нагрузки. При малых изменениях частоты можно полагать $B_{эл} \approx \approx$ const. Следовательно, для того, чтобы в установившемся режиме сумма всех реактивных проводимостей в сечении *вг* снова стала равной нулю, существует единственная возможность — автоматическое изменение частоты генерируемых колебаний, обеспечивающее изменение реактивной проводимости колебательной системы на величину $\Delta B'$:

$$B' + \Delta B' + B'_{эл} + B_н = 0.$$

Отсюда с учетом (3.19) получаем:

$$\Delta B' + B_н = 0. \tag{3.20}$$

Приращение реактивной проводимости резонатора легко связать с изменением частоты, используя выражение внешней добротности $Q_{вн}$. Поскольку величина добротности инвариантна при изменении плоскости отсчета, уравнение $Q_{вн}$ в сечении *вг* на рис. 3.5, *б* приобретает вид

$$Q_{вн} = \frac{\nu_0}{2}\left(\frac{dB'}{d\nu}\right)_{\nu \approx \nu_0}.$$

Отсюда с учетом линейного характера изменения $B' = f(\nu)$ вблизи резонанса имеем:

$$\Delta B' = 2Q_{вн}\frac{\Delta\nu}{\nu_0}. \tag{3.21}$$

Подставим (3.21) в уравнение (3.20). Величина $\Delta\nu$, входящая в (3.21) определяет теперь изменение частоты генерируемых колебаний:

$$\Delta\nu = \Delta\nu_{ген};\quad \Delta\nu_{ген} = -\frac{\nu_0}{2Q_{вн}}B_н. \tag{3.22}$$

Следовательно, для расчета максимального затягивания частоты по (3.22) необходимо определить пределы изменения реактивной входной проводимости длинной линии при произвольном изменении фазы стоячей волны, если задана величина КСВ в линии, равная ρ. Соответствующее графическое построение показано на рис. 3.9, где проведены окружности ρ = const на плоскостях прямоугольной и полярной диаграмм полных проводимостей.

Максимальная и минимальная реактивные входные проводимости $(B_{вх})_{макс}$ и $(B_{вх})_{мин}$ особенно просто вычисляются с помощью

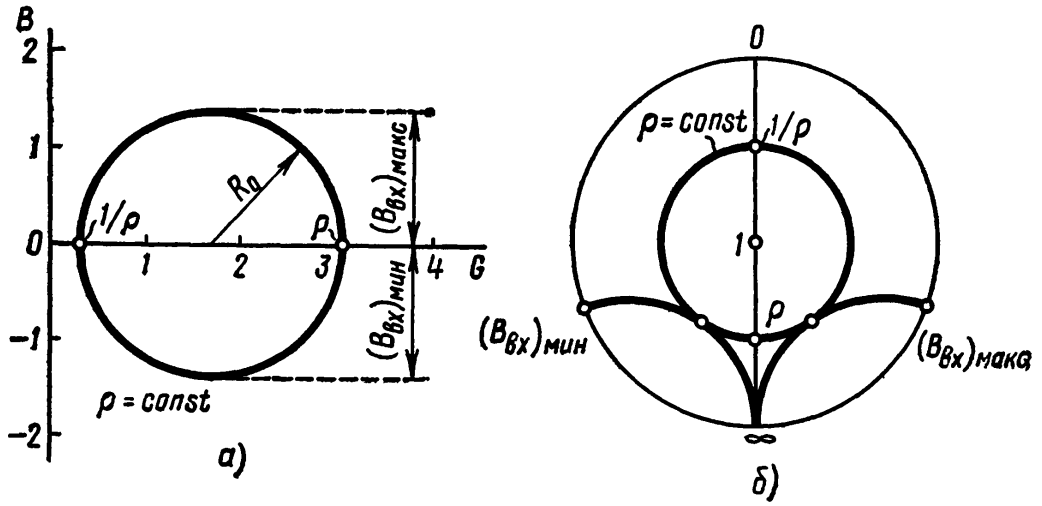


Рис. 3.9. Нахождение максимальной и минимальной входных реактивных проводимостей на диаграммах полных проводимостей в прямоугольной (*а*) и полярной (*б*) системах координат

рис. 3.9, *а*, поскольку абсолютная величина этих проводимостей равна радиусу R_0 окружности постоянного КСВ. Этот радиус, как известно из теории круговых диаграмм [1], равен $\frac{\rho^2 - 1}{2\rho}$.

Заметим, что выражение R_0 можно получить, минуя детальные расчеты и рассматривая точки пересечения окружности ρ = const с осью активных проводимостей. Координаты этих точек при любом типе диаграммы составляют соответственно ρ и $\frac{1}{\rho}$. Поэтому диаметр окружности ρ = const в прямоугольных координатах на рис. 3.9, *а* равен $(\rho - \frac{1}{\rho})$, что дает указанную выше величину R_0.

Характер изменения реактивной входной проводимости в зависимости от фазы стоячей волны, вытекающий из рис. 3,9, качественно показан на рис. 3.10, *а*. Через *l* здесь обозначена геометрическая длина линии между генератором и нагрузкой, $\lambda_в$ — длина волны в данной линии с учетом дисперсии.

Таким образом, максимальная и минимальная реактивные проводимости нагрузки $B_н$, входящие в (3.22), составляют в относительных единицах

$$(B_н)_{\substack{макс,\\мин}} = (B_{вх})_{\substack{макс,\\мин}} = \pm \frac{\rho^2 - 1}{2\rho}. \qquad (3.23)$$

Подставляя (3.23) в уравнение (3.22), получаем наибольшее изменение частоты генератора в обе стороны от частоты $\nu_{\text{чен. согл}}$ равным

$$(\Delta\nu_{\text{ген}})_{\substack{\text{макс,}\\ \text{мин}}} = \mp \frac{\nu_0}{2Q_{\text{вн}}} \frac{\rho^2 - 1}{2\rho}. \qquad (3.24)$$

На рис. 3.10, *б* показан характер изменения частоты при различной фазе стоячей волны на выходе генератора.

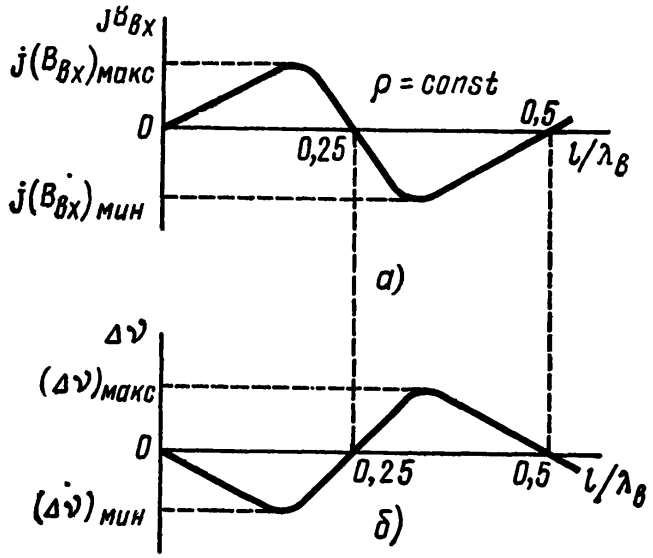


Рис. 3.10. Изменение входной реактивной проводимости рассогласованной линии в зависимости от ее электрической длины и соответствующее изменение (затягивание) частоты генерируемых колебаний

Полное изменение частоты равно удвоенному изменению частоты, описываемому уравнением (3.24):

$$\Delta\nu_{\text{ген. полн}} = \frac{\nu_0}{Q_{\text{вн}}} \frac{\rho^2 - 1}{2\rho}, \qquad (3.25)$$

где ν_0 — резонансная частота «холодной» колебательной системы генератора.

Условимся называть *степенью затягивания частоты* $F_з$ наибольшее изменение частоты под влиянием внешней нагрузки, соответствующее величине КСВ, равной 1,5. Полагая в (3.25) $\rho = 1{,}5$, имеем:

$$F_з \approx 0{,}417 \frac{\nu_0}{Q_{\text{вн}}}. \qquad (3.26)$$

Степень затягивания частоты является важным параметром современных генераторов диапазона СВЧ. Если известна величина $F_з$, нетрудно вычислить затягивание частоты при любой другой величине КСВ нагрузки:

$$(\Delta\nu_{\text{ген}})_\rho = F_з \cdot 1{,}2 \frac{\rho^2 - 1}{\rho}. \qquad (3.27)$$

Затягивание частоты тем меньше, чем выше внешняя добротность резонаторной системы генератора. Требование малого затягивания, таким образом, не совпадает с условием отдачи максимальной мощности (ср. рис. 3.8).

Выбор внешней добротности резонатора следует производить из компромисса между величиной отдаваемой мощности и стабильностью частоты. В зависимости от требований, предъявляемых к генератору, часто приходится жертвовать большой мощностью. Внешнюю добротность большинства современных автогенераторов СВЧ с резонансной колебательной системой приходится выбирать не ниже 50—100, а в ряде случаев доводить ее до 300—400. При этом степень затягивания не превышает долей процента от основной частоты, что обычно допускается условиями эксплуатации, например, в передатчиках радиолокационных станций.

г. Нагрузочные характеристики

Графики зависимости частоты и мощности генерируемых колебаний от полной проводимости или от полного сопротивления нагрузки принято называть *нагрузочными характеристиками* генераторов СВЧ. Наибольшее распространение нашли нагрузочные характеристики, построенные на плоскости полярной диаграммы Вольперта — Смита. С помощью нагрузочных характеристик удается весьма наглядно обобщить зависимости, рассмотренные в предыдущих разделах.

Рассмотрим *линии постоянной генерируемой мощности* $P_{\text{ген}} = \text{const}$ на плоскости круговой диаграммы полных проводимостей нагрузки. Эти линии должны быть проведены через точки, отображающие входные проводимости нагрузки в сечении *вг* на рис. 3.5, при которых мощность $P_{\text{ген}}$ имеет одну и ту же величину.

Как видно из рис. 3.7, *а*, а также из уравнения (3.18), мощность $P_{\text{ген}}$ определяется активной входной проводимостью нагрузки $G_{\text{н}}$ и не зависит от реактивной проводимости $B_{\text{н}}$. Следовательно, линии $P_{\text{ген}} = \text{const}$ должны совпадать на полярной диаграмме с линиями $G_{\text{н}} = \text{const}$, имеющими форму окружностей с центрами, лежащими на действительной оси.

Область срыва колебаний $P_{\text{ген}} = 0$, заштрихованная на рис. 3.7, *а*, при переходе к круговой диаграмме оказывается расположенной внутри окружности $G_{\text{н пред}} = \text{const}$, как показано на рис. 3.11, *а*. Генерируемая мощность равна нулю также на периферийной окружности чисто реактивных входных проводимостей. Между окружностями $G_{\text{н}} = 0$ и $G_{\text{н}} = G_{\text{н пред}}$ лежит окружность, где генерируемая мощность имеет максимальную величину. В общем случае окружность $(P_{\text{ген}})_{\text{макс}}$ может не проходить через центр диаграммы, соответствующий согласованной нагрузке.

Аналогичным образом можно рассмотреть *линии постоянной частоты* $\nu_{\text{ген}} = \text{const}$. Как было показано выше, частота $\nu_{\text{ген}}$ определяется реактивной проводимостью нагрузки и не зависит от активной проводимости $G_{\text{н}}$. Поэтому линии $\nu_{\text{ген}} = \text{const}$ должны совпадать с окружностями $B_{\text{н}} = \text{const}$, как показано на рис. 3.11, *б*. В левой полуплоскости диаграммы, где реактивные проводимости являются отрицательными и имеют индуктивный характер, частота генерируемых колебаний несколько превышает частоту, которая генерируется при работе на согласованную нагрузку. В правой полуплоскости (емкостная проводимость нагрузки) частота ниже величины $\nu_{\text{ген согл}}$ и убывает с ростом величины $B_{\text{н}}$.

На рис. 3.12 показана нагрузочная характеристика генератора, на которой одновременно нанесены линии постоянной генерируемой мощности и постоянной частоты. Поскольку семейства окружностей $B_{\text{н}} = \text{const}$ и $G_{\text{н}} = \text{const}$ являются взаимно ортогональными, такими же свойствами в рассматриваемом приближении обладают и линии $P_{\text{ген}} = \text{const}$ и $\nu_{\text{ген}} = \text{const}$. На диаграмме заштрихована область срыва, где колебания в генераторе отсутствуют; проведение линий постоянной генерируемой частоты в этой области диаграммы не имеет физического смысла.

Окружность постоянного КСВ, равного 1,5, проведенная пунктиром на рис. 3.12, позволяет еще раз подчеркнуть смысл степени затягивания частоты $F_з$. Величина $F_з$ определяется в данном случае разностью частот ν_4 и ν_1, соответствующих касанию окружности $\rho = \text{const} = 1{,}5$ и линий $\nu_4 = \text{const}$ и $\nu_1 = \text{const}$.

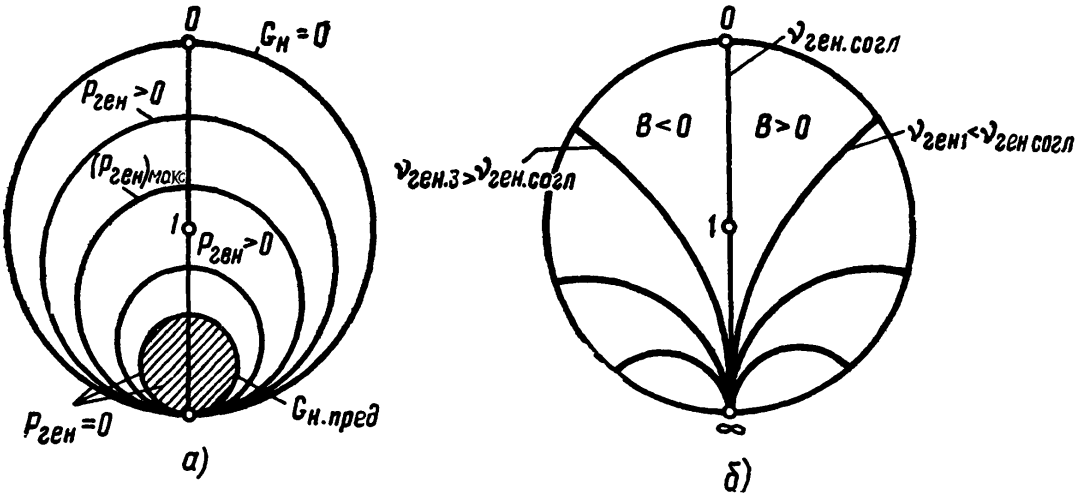


Рис. 3 11 Линии постоянной генерируемой мощности (*а*) и постоянной частоты (*б*) на плоскости круговой диаграммы проводимостей нагрузки в полярной системе координат

Нагрузочные характеристики, используемые в практических целях, обычно не рассчитываются, а непосредственно измеряются с помощью рассогласователя, имитирующего работу генератора на меняющуюся

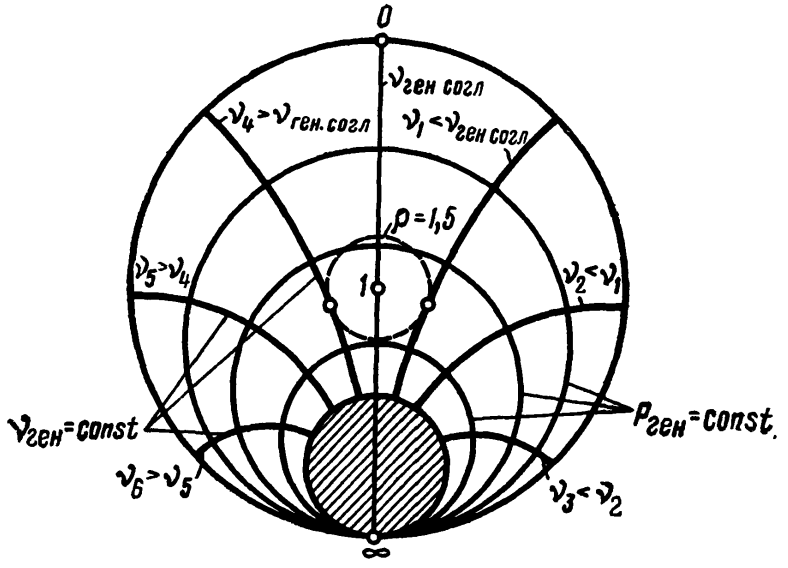


Рис. 3.12. Идеализированная нагрузочная характеристика генератора СВЧ с резонансной колебательной системой

нагрузку*. Приводимое здесь рассуждение позволяет, таким образом, яснее понять закономерности нагрузочных характеристик и их связь с электронными процессами внутри лампы.

* Снятие нагрузочных характеристик принято производить при неизменном постоянном токе I_0, проходящем через генератор.

Может возникиуть вопрос, какой вид имеет нагрузочная характеристика генератора с независимым возбуждением, т. е. усилителя Очевидно, что построение линий $\nu = \text{const}$ для усилителей лишено смысла, так как при отсутствии самовозбуждения частота установившихся колебаний определяется только частотой входного сигнала (можно говорить лишь о затягивании фазы выходного сигнала усилителя). Что касается линий постоянной выходной мощности усилителя, то их построение вполне возможно

Анализ показывает, что эти линии, как и в случае автогенератора, приближаются к окружностям. Существует оптимальная величина $G_н$, при которой выходная мощность усилителя имеет максимум; физическое обоснование этого было дано в § 2.4, в. Однако в отличие от генератора область срыва колебаний в случае усилителя отсутствует. С физической точки зрения последнее нетрудно понять, учитывая, что группирование электронного потока происходит независимо от процесса отбора СВЧ мощности.

д. Эффект длинной линии

При выводе уравнения затягивания частоты не предполагалось, что нагрузка может обладать частотной селективностью. Поэтому можно было рассматривать влияние нагрузки на частоту генерируемых колебаний, не учитывая обратного влияния частоты на величину проводимости нагрузки В действительности, однако, на сверхвысоких частотах входная проводимость линии зависит от частоты даже при условии, что сама нагрузка не является функцией частоты.

Рассмотрим частоту установившихся колебаний автогенератора в случае, когда между генератором и нагрузкой включена длинная линия любого типа.

Предположим для простоты, что полная проводимость собственно нагрузки остается в первом приближении неизменной при малых изменениях частоты. Тогда изменение входной проводимости нагрузки в точках *вг* на рис. 3.5 определяется только электрической длиной линии и величиной КСВ нагрузки. С увеличением частоты точка на полярной диаграмме, описывающая входную проводимость в точках *вг*, двигается по окружности постоянного КСВ в направлении движения часовой стрелки.

Положим, что при данной нагрузке комплексный коэффициент отражения равен $\Gamma = |\Gamma| e^{j\varphi}$. Тогда фаза стоячей волны ψ на выходных зажимах генератора равна

$$\psi = \varphi - 2\beta l = \varphi - \frac{4\pi l}{\lambda_в}, \tag{3.28}$$

где l — геометрическая длина между генератором и нагрузкой и β — фазовая постоянная линии, равная $\frac{2\pi}{\lambda_в}$.

Отвлечемся для простоты от дисперсии в линии (существование дисперсии может только усилить описываемые ииже нежелательные явления). Считая, что длина волны $\lambda_в$ в линии равна длине волны λ в свободном пространстве, получаем из (3.28):

$$\psi = \varphi - \frac{4\pi l}{c}\nu, \tag{3.29}$$

где ν — частота рассматриваемых (генерируемых) колебаний и c — скорость света в свободном пространстве. Зависимость $\psi = f(\nu)$ по уравнению (3.29) имеет линейный характер, как показано на рис. 3.13, *а* для различной длины линии l при разных фазах коэффициента отражения φ.

С другой стороны, изменение фазы стоячей волны ψ на выходе генератора при постоянном значении КСВ вызывает затягивание частоты генератора. Проведя окружности $\rho = \text{const}$ на нагрузочной характеристике, можно построить кривые $\nu_{ген} = f(\psi)$, изображенные на рис. 3.12, *б* (см. также рис. 3.10, *б*).

Совместим рассматриваемые графики. Частота установившихся колебаний определяется точками пересечения фазовой прямой $\psi = f(\nu)$ с кривой затягивания $\nu_{ген} = f(\psi)$, как показано на рис. 3.13, *в*. В зависимости от длины линии воз-

можны пересечения фазовой прямой с кривой затягивания либо в одной, либо в нескольких точках. В последнем случае необходимо исследовать стабильность генерируемой частоты.

Точка *А* на рис 3.13, *в* является неустойчивой, так как всякое небольшое увеличение частоты приводит к такому изменению фазы ψ, которое вызывает дальнейшее повышение генерируемой частоты Аналогичный неустойчивый процесс должен происходить в точке *А* при всякой флуктуации частоты в сторону ее уменьшения. Что касается двух других точек *Б* и *В*, соответствующих пересечению рассматриваемых графиков, то генерация оказывается устойчивой. Поэтому возникает вопрос, какая из двух частот ν_1 и ν_2 будет генерироваться данным генератором.

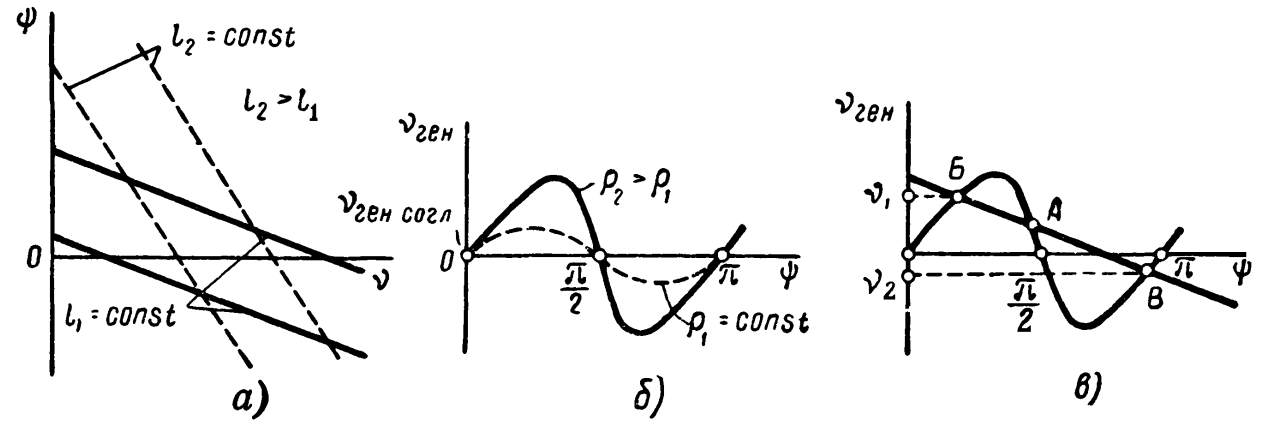


Рис 3 13. Эффект длинной линии при работе генератора СВЧ

Опыт показывает, что в подобных случаях, если генератор работает в импульсном режиме, часть импульсов генерируется на частоте ν_1 и часть — на частоте ν_2. Таким образом, автогенератор может работать с *перескоками* на двух близко расположенных частотах даже в том случае, когда используется один и тот же вид колебаний резонансной системы.

Эффект длинной линии проявляется не только у импульсных генераторов, но и в случае генераторов непрерывного режима. Особые осложнения возникают при работе на длинную линию генераторов, имеющих механическую настройку. Кривая механической настройки (зависимость частоты генерируемых колебаний от положения органа настройки) перестает быть монотонной и может даже стать прерывистой Наблюдаются крайне нежелательные явления гистерезиса настройки.

Рассматривая рис. 3.13, нетрудно придти к выводу, что эффект длинной линии проявляется лишь при электрической длине линии, превышающей некоторую критическую величину. Эта критическая длина определяется производной функции затягивания частоты в точке $\psi = \frac{\pi}{2}$. Если прямая $\nu_{ген} = f(\psi)$ имеет очень большой наклон, то существует только одна точка пересечения рассматриваемых функций и, следовательно, только одна частота установившихся колебаний.

Для устранения эффекта длинной линии можно:

1) уменьшать длину высокочастотного тракта до величины, обеспечивающей существование только одной генерируемой частоты;

2) уменьшать КСВ нагрузки, что способствует уменьшению наклона кривой затягивания в точке $\psi = \frac{\pi}{2}$;

3) включать между генератором и нагрузкой невзаимный развязывающий ослабитель — ферритовый вентиль или циркулятор [1].

При практическом использовании многих генераторов СВЧ, в зависимости от обстоятельств, используют все три указанных пути. Обычно предельная допустимая величина КСВ составляет 1,2—1,5 Напомним попутно, что ограничение величины КСВ желательно и с точки зрения электрической прочности вывода энергии и всего высокочастотного тракта.

§ 3.4. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ПРИБОРОВ СВЧ С НЕРЕЗОНАНСНОЙ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМОЙ

На работу генераторов и усилителей СВЧ с длительным взаимодействием сильное влияние оказывают параметры их высокочастотной цепи — замедляющей системы, не обладающей явно выраженными резонансными свойствами.

С физической точки зрения основные функции замедляющей системы в электронных приборах СВЧ сходны с функциями резонансных колебательных систем. Замедляющая система, как и полый резонатор, является тем промежуточным звеном между электронным потоком и нагрузкой, с помощью которого осуществляется отбор высокочастот-

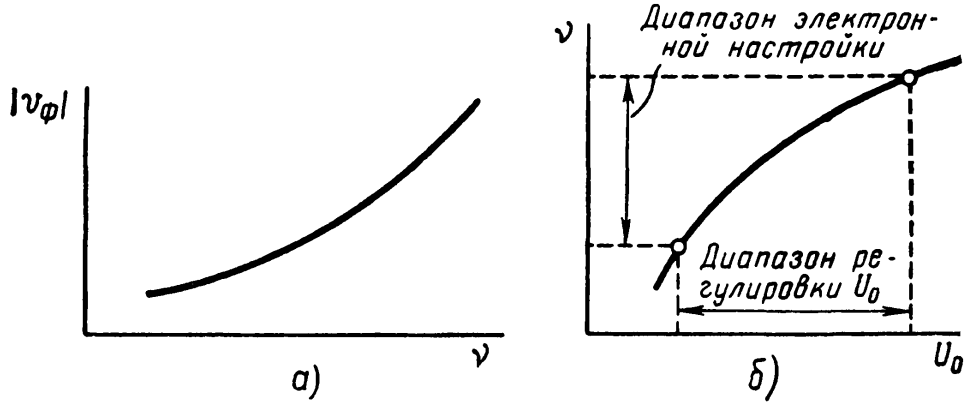


Рис 3.14 К определению частоты колебаний, генерируемых или усиливаемых в приборах СВЧ с нерезонансной замедляющей системой

ной энергии, а также производится группирование электронного потока. Тем не менее, приборы с длительным взаимодействием обладают рядом специфических черт. Рассмотрим в качестве типичного примера вопрос о влиянии параметров замедляющей системы на частоту генерируемых или усиливаемых колебаний.

Из качественных соображений в § 2.4 и 2.8 было показано, что условием длительного взаимодействия электронного потока с высокочастотным полем является фазовый синхронизм между электронами и бегущей электромагнитной волной. Обозначая через v_0 и $v_ф$ скорость электронов и фазовую скорость волны, это условие можно записать в виде

$$v_0 \approx v_ф. \tag{3.30}$$

Величина v_0 в простейшем случае определяется постоянным ускоряющим напряжением U_0, приложенным к прибору, по уравнению типа (2.14). С другой стороны, фазовая скорость $v_ф$ в общем случае зависит от частоты. Следовательно, между постоянным напряжением U_0 и частотой ν, на которой обеспечивается фазовый синхронизм, существует связь, определяемая дисперсионной характеристикой замедляющей системы.

На рис. 3.14, *а* построена для примера характеристика замедляющей системы, обладающей аномальной дисперсией (абсолютная величина фазовой скорости растет при повышении частоты). Тогда, в за-

висимости от типа функции $v_0 = f(U_0)$, график $v = f(U_0)$ принимает вид, качественно показанный на рис. 3.14, *б*. Кривая, изображенная на этом рисунке, может быть истолкована следующим образом. Если рассматриваемый прибор является автогенератором, то, меняя напряжение U_0, можно управлять частотой генерируемых колебаний. Если же данный прибор является усилителем, то изменение напряжения U_0 приводит к сдвигу частоты, на которой прибор обеспечивает наибольшее усиление. Это означает, что усилитель обладает электронной настройкой, которая аналогична обычной механической настройке резонансного усилителя.

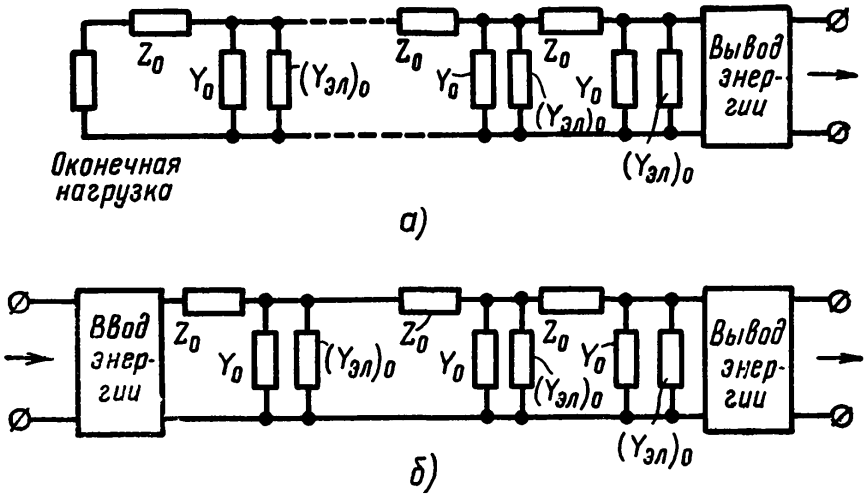


Рис 3.15. Эквивалентные схемы генератора (*а*) и усилителя (*б*) с нерезонансной колебательной системой

Диапазон электронной настройки, показанный на рис. 3.14, зависит прежде всего от крутизны дисперсионной характеристики $v_ф = f(\nu)$. Далее он зависит от технически допустимого интервала значений напряжения U_0, а также от допустимого спада выходной мощности.

Таким образом, с точки зрения электронной настройки наклон дисперсионной характеристики замедляющей системы играет роль, аналогичную роли нагруженной добротности $Q_н$ полого резонатора. Однако полоса пропускания замедляющей системы может быть на один-два порядка шире полосы пропускания полого резонатора. Поэтому ширина диапазона электронной настройки приборов с нерезонансными колебательными системами не имеет ограничений, присущих генераторам с полыми резонаторами. Это свойство выгодно отличает приборы с длительным взаимодействием от триодов, клистронов и ряда других приборов СВЧ.

Другой интересной особенностью приборов СВЧ с нерезонансными колебательными системами является форма их нагрузочных характеристик. Волна, отраженная от внешней нагрузки, поглощается в согласованной нагрузке, расположенной на другом конце замедляющей системы. Значительного взаимодействия между этой волной и электронным потоком не происходит, так как для них не выполняется условие синхронизма (3.30). Поэтому у таких приборов значительно

меньше выражено явление затягивания частоты. Линии постоянной выходной мощности у генераторов и усилителей с нерезонансными колебательными системами на диаграмме полных сопротивлений (проводимостей) близки к окружностям постоянного КСВ. Максимальная мощность, отдаваемая в нагрузку, совпадает с режимом согласования.

Эквивалентная схема электронных приборов с нерезонансной колебательной системой может быть в первом приближении представлена в виде однородной передающей линии с отрицательным затуханием, изображенной на рис. 3.15. Через Y_0 и Z_0 здесь обозначены соответственно погонная проводимость и погонное сопротивление «холодной» линии. Распределенная шунтирующая электронная проводимость $(Y_{эл})_0$ зависит от параметров электронного потока. В частности, величина $(Y_{эл})_0$ является функцией постоянного конвекционного электронного тока I_0, ускоряющего напряжения U_0, рабочей частоты ν и т. д. Можно провести аналогию между величиной $(Y_{эл})_0$ и сосредоточенной электронной проводимостью $Y_{эл}$, рассматривавшейся ранее в эквивалентных схемах приборов с резонансными колебательными системами.

* * *

Концепция электронной проводимости, использованная в § 3.1—3.4, и метод эквивалентных схем применимы не только к электронным приборам СВЧ, но и ко многим другим устройствам, состоящим из линейной колебательной цепи и связанного с ней нелинейного активного элемента. В частности, такими методами удобно пользоваться при рассмотрении твердотельных приборов СВЧ — параметрических усилителей, лавинно-пролетных диодов и диодов, использующих эффект Ганна. Похожие методы удается широко использовать также при разработке и исследовании квантовых генераторов и усилителей СВЧ и оптического диапазонов — *мазеров* и *лазеров*, несмотря на коренные различия в физических принципах этих устройств и электронных приборов СВЧ.

§ 3.5. ТРЕБОВАНИЯ К ГЕНЕРАТОРАМ И УСИЛИТЕЛЯМ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Прежде чем перейти к рассмотрению конкретных типов приборов СВЧ, перечислим кратко общие требования, предъявляемые к генераторам и усилителям сверхвысоких частот. Основную роль в формулировании этих требований играет назначение прибора.

а. Генераторы с самовозбуждением

Основными высокочастотными параметрами и характеристиками генераторов СВЧ являются:

1) величина генерируемой мощности;

2) полный коэффициент полезного действия;

3) диапазон допустимого изменения частоты генерируемых колебаний (диапазон механической или электронной настройки) по отношению к средней рабочей частоте и скорость допустимого изменения частоты;

4) степень затягивания частоты при работе на рассогласованную нагрузку;

5) стабильность частоты генерируемых колебаний;

6) возможность амплитудной, импульсной и частотной модуляции;

7) уровень шумов вблизи рабочей частоты и мощность внеполосных излучений, т. е. паразитной генерации за пределами рабочей полосы частот.

В маломощных генераторах, применяемых в основном в измерительной технике и в качестве гетеродинов в приемниках диапазона СВЧ, величина к. п. д. играет сравнительно небольшую роль. Необходимая высокочастотная мощность в этих случаях бывает обычно настолько мала (порядка десятков или сотен милливатт), что к. п. д., как параметр прибора, обычно вообще не фигурирует. Его величина оказывается существенной не столько с точки зрения экономии источников питания, сколько с точки зрения теплового режима рассматриваемого прибора.

Если от генератора требуется большая выходная мощность, то величина к. п. д. выдвигается на первый план и определяет не только эффективность применения генератора, но и саму возможность его осуществления. Стабильность частоты, перестройка частоты, модуляция и шумы играют иногда в сравнении с величиной выходной мощности и к. п. д. второстепенную роль. Это имеет место, например, при использовании генераторов СВЧ для целей промышленного нагрева. Однако в подавляющей массе применений генераторов СВЧ стабильность частоты и управление ею играют не меньшую, а иногда и бо́льшую роль, чем величина генерируемой мощности. Это обстоятельство можно понять, если учесть чрезвычайно высокие требования, предъявляемые современной радиолокацией и другими отраслями радиотехники и физики.

В качестве примера можно привести применение генераторов СВЧ в когерентных системах, использующих допплеровский сдвиг частоты при отражении сигнала от движущихся объектов. Как известно из физики, частота сигнала, отраженного от движущегося предмета, отличается от частоты излучающего источника на величину $\nu_д$, которая в нерелятивистском случае описывается уравнением

$$\nu_д = \nu_{ген} \frac{2v_r}{c}. \qquad (3.31)$$

Через $\nu_{ген}$ обозначена частота колебаний, излучаемых передатчиком; v_r — радиальная компонента скорости объекта в направлении к передатчику и приемнику; c — скорость света в свободном пространстве.

Для определения скорости v_r измеряется величина допплеровского сдвига частоты. С этой целью производится смешивание сигнала передатчика и сигнала, отраженного от цели, и выделение разностной частоты, равной $\nu_д$.

Если скорость v_r лежит в пределах от 1 *м/сек* до 10 *км/сек*, то при $\nu_{ген}$ = = 3 *Гец* (λ = 10 *см*) частота $\nu_д$ по (3.31) составит от 20 *гц* до 200 *кгц*. При столь малых величинах $\nu_д$ генератор должен обеспечивать весьма высокую кратковременную стабильность частоты $\nu_{ген}$. В зависимости от требуемой минимальной

частоты $\nu_д$ нестабильность частоты генератора за время, достаточное для обработки отраженного сигнала, не должна превышать 10^{-6}—10^{-9} от величины $\nu_{ген}$

Не менее важно уменьшать уровень шумовых сигналов, излучаемых передатчиком или гетеродином на частотах ($\nu_{ген} \pm \nu_д$). В связи с этим большую роль играет качество *спектра*, т. е зависимости спектральной плотности мощности от частоты.

На рис 3 16, *а* показан спектр идеального генератора непрерывного режима, обеспечивающего монохроматическое излучение. Он имеет вид δ-функции и содержит только одну спектральную линию, соответствующую частоте $\nu_{ген}$ Спектр реального генератора непрерывного режима изображен в утрированном виде на рис. 3.16, *б*.

Величину шумов и паразитной генерации принято характеризовать отношением мощности $P_{ген}$ к мощности, излучаемой на частоте ($\nu_{ген} + \Delta\nu$) в полосе

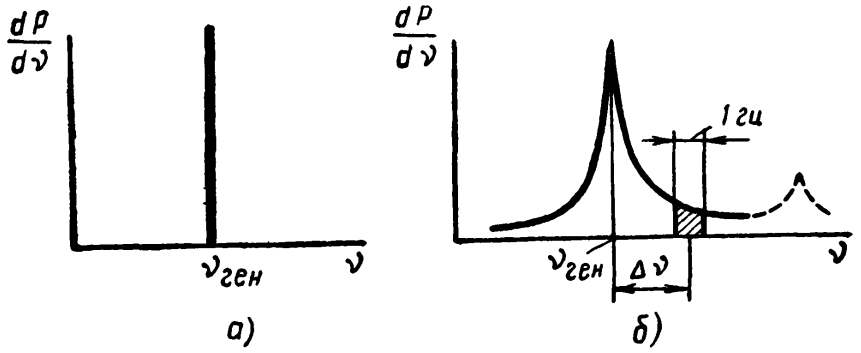


Рис 3 16 Характер спектров выходного сигнала идеального (*а*) и реального (*б*) генераторов непрерывного режима

шириной в 1 *гц* (или 1 *кгц*), т. е. к площади, заштрихованной на рис. 3.16, *б*. Уровень шумов выражается в децибелах на герц (соответственно на килогерц).

Реальные генераторы обеспечивают уровень шумов порядка 100—170 *дб/гц* на расстоянии $\Delta\nu$ от несущей, имеющем порядок от нескольких герц до нескольких десятков мегагерц*.

Шумы и прочие паразитные колебания, в том числе колебания, лежащие далеко за пределами рабочей полосы и на кратных частотах, являются крайне нежелательными не только в связи с рассмотренным выше примером допплеровских систем. но и по ряду других причин В частности, от уровня внеполосных и побочных излучений зависит *электромагнитная совместимость* различных радиотехнических устройств, создающих в эфире взаимные помехи. Поэтому при разработке источников СВЧ колебаний следует обращать большое внимание на устранение или достаточное подавление шумов и других побочных излучений.

б. Мощные усилители СВЧ

Усилители мощности, или генераторы с независимым возбуждением, необходимо рассматривать под углом зрения следующих основных высокочастотных характеристик:

1) величина выходной мощности;

2) полный к. п. д.;

3) коэффициент усиления;

4) рабочая полоса частот, в пределах которой может использоваться усилитель без механической или электронной перестройки;

---

* Различают амплитудные и частотные шумы, проявляющиеся в виде флуктуаций амплитуды и частоты генерируемых колебаний Основную роль в шумах современных генераторов СВЧ играют частотные шумы.

5) диапазон механической или электронной перестройки рабочей частоты;

6) уровень шумов и внеполосных излучений;

7) фазовая стабильность.

Вопроса о нестабильности частоты усилителей при изменениях выходной нагрузки или питающих напряжений практически не возникает. Именно поэтому выходные усилители и усилительные цепочки находят все более широкое применение взамен мощных генераторов с самовозбуждением. По сравнению с автогенераторами усилители обладают дополнительным достоинством, заключающимся в возможности простой синхронизации и поддержания постоянной разности фаз выходных сигналов нескольких или большого числа одновременно работающих усилителей, возбуждаемых от общего источника колебаний. Такая задача встречается, например, при питании многоэлементных фазированных антенных решеток радиолокационных станций, а также мощных линейных электронных ускорителей.

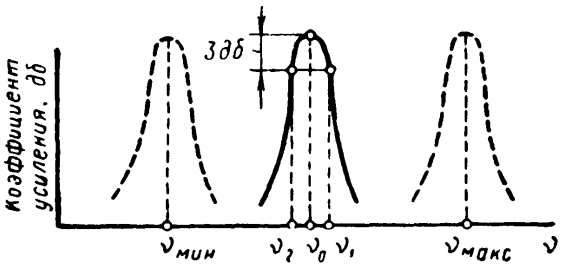


Рис. 3.17 К определению полосы частот и диапазона перестройки усилителей СВЧ

Коэффициент усиления K обычно выражается в децибелах и определяется соотношением

$$K = 10 \lg \frac{P_{вых}}{P_{вх}} \ [дб], \qquad (3.32)$$

где $P_{вых}$ — мощность, поступающая с выхода усилителя в нагрузку, согласованную с выходной линией. Через $P_{вх}$ обозначена мощность, которая поступает от источника входного сигнала в согласованную нагрузку, подключенную вместо рассматриваемого усилителя.

Под *полосой частот* (полосой пропускания) усилителя СВЧ, как и на более низких частотах, принято понимать разность между частотами ν_1 и ν_2, на которых коэффициент усиления снижается на заданную наперед величину по сравнению с коэффициентом усиления на средней (номинальной) частоте ν_0. В качестве критерия ширины полосы обычно выбирают спад усиления на 1 *дб* или на 3 *дб*, как показано на рис. 3.17. При этом предполагается, что механическая настройка резонаторов, электрический режим и другие параметры усилителя, за исключением частоты, остаются неизменными. Чтобы подчеркнуть неизменность питающих напряжений и всех видов настройки, рабочую полосу частот усилителя иногда называют *мгновенной* полосой частот.

Если усилитель имеет тот или иной механизм настройки, то кривая, показанная на рис. 3.17, может сдвигаться в обе стороны от средней частоты ν_0. Пунктиром показаны крайние положения этой кривой, определяющие максимальную и минимальную частоты $\nu_{макс}$ и $\nu_{мин}$. Разность между ними принято называть *диапазоном настройки* (перестройки) усилителя. Иногда полосу и диапазон частот указывают

не в единицах частоты (герцах или мегагерцах), а в процентах по отношению к средней частоте.

Требования к шумам и внеполосным излучениям мощных усилителей сходны с требованиями, предъявляемыми к автогенераторам Не следует смешивать эти параметры с коэффициентом шума, используемым для оценки качества маломощных входных усилителей и также выражаемым в децибелах (см. далее).

в. Усилители малого сигнала

Несмотря на кажущуюся аналогию с мощными усилителями, к усилителям малого сигнала СВЧ (входным усилителям) предъявляются существенно отличные требования. Основными высокочастотными параметрами, характеризующими работу входных усилителей, являются:

1) коэффициент усиления;
2) коэффициент шума;
3) ширина рабочей полосы частот при фиксированной настройке.

Абсолютная величина выходной мощности входных усилителей играет второстепенную роль; к. п. д. можно вообще не рассматривать. Это типично не только для сверхвысокочастотных усилителей, но и для других усилителей малого сигнала. При соизмеримости сигнала с шумом основную роль играет не усиление сигнала само по себе, а *отношение сигнала к шуму* на входе и выходе усилителя. Остановимся на этом вопросе подробнее.

Коэффициент шума усилителей СВЧ, как и любых других четырехполюсников, может быть определен несколькими различными, хотя и равноценными между собой способами. Обозначим через $P_{ш\ вх}$ и $P_{ш\ вых}$ мощности шумовых сигналов на входе и на выходе усилителя в рассматриваемой полосе частот $\Delta\nu$. Тогда *коэффициент шума* или *шум-фактор* усилителя $F_ш$ может быть выражен в децибелах в виде

$$F_ш = 10 \lg \frac{\dfrac{P_{вх}}{P_{ш.\ вх}}}{\dfrac{P_{вых}}{P_{ш.\ вых}}} \ [дб]. \qquad (3.33)$$

Уравнение (3.33) характеризует изменение (ухудшение) отношения сигнала к шуму при прохождении сигнала через усилитель. Но величина $P_{вых}/P_{вх}$ есть не что иное, как абсолютная величина коэффициента усиления $K_{абс}$. Шумовая мощность на выходе усилителя $P_{ш\ вых}$ складывается из усиленного входного шумового сигнала, мощность которого равна $K_{абс}P_{ш\ вх}$, и мощности «собственных» шумов на выходе усилителя $P_{ш.собств}$. Таким образом, уравнение (3.33) приобретает вид

$$F_ш = 10 \lg \left(1 + \frac{P_{ш.\ собств}}{K_{абс} P_{ш\ вх}}\right) = 10 \lg \left(1 + \frac{P'_{ш.\ собств}}{P_{ш.\ вх}}\right) \ [дб], \qquad (3.34)$$

где $P'_{\text{ш.собств}}$ — «собственная» шумовая мощность, пересчитанная ко входу рассматриваемого усилителя и равная $P_{\text{ш.собств}}/K_{\text{абс}}$.

Коэффициент шума идеального усилителя, не добавляющего собственных шумов к усиливаемому сигналу, по (3.34) равен нулю. Чем ближе к нулю шум-фактор реального усилителя, тем выше его качество и тем бóльшие возможности он предоставляет для усиления слабых сигналов. От величины $F_{\text{ш}}$ в большой степени зависят такие важные параметры радиотехнических систем, как предельная дальность обнаружения объектов [7].

Шумовая мощность $P_{\text{ш.вх}}$, поступающая на вход согласованного усилителя, в диапазоне СВЧ определяется тепловым излучением, описываемым уравнением Найквиста

$$P_{\text{ш. вх}} = kT\Delta\nu. \tag{3.35}$$

Через k здесь обозначена постоянная Больцмана, равная $1{,}38 \times 10^{-23} \frac{дж}{град}$; $\Delta\nu$ — полоса частот и T — абсолютная температура излучателя.

При вычислении коэффициента шума величину T в (3.35) принято обычно полагать равной нормальной температуре $T_0 = 290^0$ К. Подставляя (3.35) в уравнение (3.34), получаем:

$$F_{\text{ш}} = 10\lg\left(1 + \frac{P'_{\text{ш. собств}}}{kT_0\Delta\nu}\right) [дб]. \tag{3.36}$$

Кроме коэффициента шума $F_{\text{ш}}$, шумовые свойства усилителей можно характеризовать эффективной шумовой температурой $T_{\text{ш}}$. Понятие $T_{\text{ш}}$ рассматривалось в [1] для случая пассивных СВЧ цепей. Под *шумовой температурой усилителя* понимается такая абсолютная температура согласованной нагрузки, включенной ко входу идеального (нешумящего) усилителя, при которой шумовая мощность на выходе усилителя равна рассматриваемой «собственной» шумовой мощности $P_{\text{ш собств}}$. Таким образом,

$$P'_{\text{ш. собств}} = kT_{\text{ш}}\Delta\nu.$$

Используя понятие шумовой температуры $T_{\text{ш}}$, можно представить уравнение (3.36) в виде

$$F_{\text{ш}} = 10\lg\left(1 + \frac{T_{\text{ш}}}{T_0}\right) [дб]. \tag{3.37}$$

Отсюда следует, что шумовая температура усилителя связана с коэффициентом шума простым соотношением

$$T_{\text{ш}} = 290\,(F_{\text{ш. абс}} - 1)\ [град.\ \text{К}], \tag{3.38}$$

где $F_{\text{ш абс}}$ — абсолютная величина шум-фактора, которая определяется выражением, находящимся под знаком логарифма в уравнениях (3.33), (3.34) и (3.36).

* * *

Исторически развитие электровакуумных приборов СВЧ началось с разработки генераторов с самовозбуждением (автогенераторов). Усилители мощности стали развиваться позднее в связи с повышением требований к стабильности источников сверхвысокочастотных колебаний. Сейчас роль мощных усилителей непрерывно возрастает.

Удовлетворительные усилители малого сигнала в диапазоне СВЧ в течение длительного времени вообще отсутствовали. Уровень шумов у всех приборов, обеспечивающих усиление подаваемого на вход сигнала, был недопустимо велик. В настоящее время созданы малошумящие и сверхмалошумящие лампы бегущей волны (ЛБВ), параметрические электронные и полупроводниковые усилители, а также квантовые усилители. Так, например, коэффициент шума ЛБВ 10-*см* диапазона волн может доходить до 3 *дб* ($T_{ш}$=290° К) и менее. Шумовая температура твердотельных квантовых усилителей, работающих при сверхнизкой температуре активной среды, может достигать 3—30° К.

Кроме перечисленных основных факторов, при разработке генераторных и усилительных приборов СВЧ необходимо учитывать другие требования. Большую роль играют требования к источникам питания, в частности, к величине питающего постоянного напряжения и к его стабильности. Специфика применений приборов СВЧ заставляет обращать значительное внимание на механические и климатические требования и на ограничения по габаритам и весу. Исключительно важным вопросом является срок службы приборов и их надежность. Наконец, при изучении приборов СВЧ и при разработке новых типов приборов следует обращать особенное внимание на конструктивно-технологические и экономические проблемы.

Все эти практические соображения являются в конечном счете решающими при обсуждении вопроса о возможностях широкого практического применения того или другого типа приборов.

§ 3.6. ОБЗОР ТИПОВ ГЕНЕРАТОРОВ И УСИЛИТЕЛЕЙ СВЧ

На рис. 3.18 приведена схема, иллюстрирующая современное состояние генерирования и усиления колебаний СВЧ. Схема эта, не претендующая на полное и всестороннее освещение проблемы, дает возможность наглядно представить сложность и многообразие методов и конкретных типов приборов, позволяющих генерировать или усиливать сверхвысокочастотные колебания.

Помимо электронных генераторов когерентных СВЧ колебаний, в схему включены генераторы шумовых колебаний с непрерывным спектром, а также ранние типы искровых генераторов СВЧ, позволяющих генерировать лишь затухающие некогерентные колебания. Здесь же показаны квантовые неэлектронные усилители и генераторы СВЧ (мазеры и лазеры) и параметрические усилители. К числу твердотельных приборов, включенных в рассматриваемую классификацию, относятся генераторы СВЧ, использующие отрицательное сопротив-

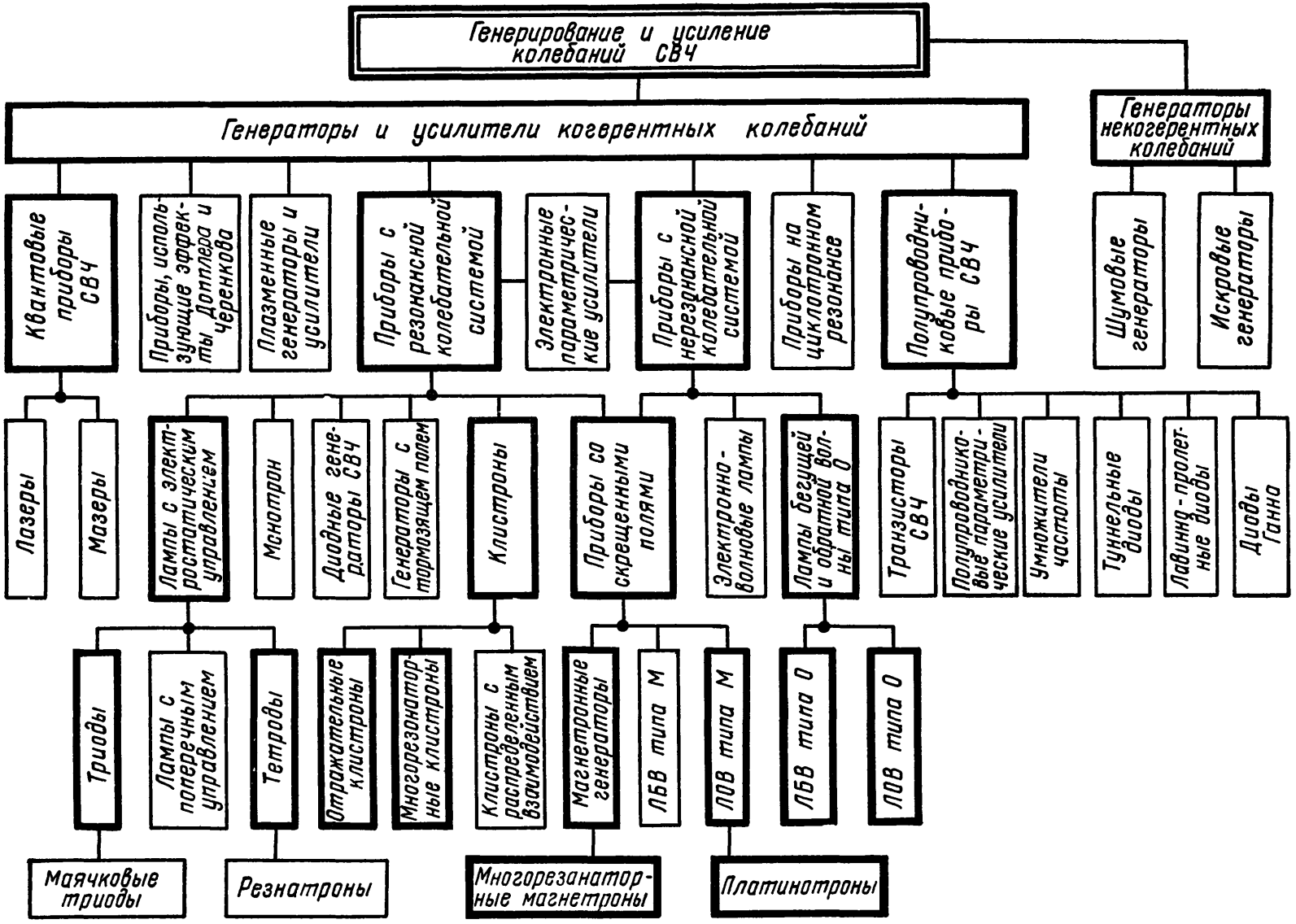


Рис. 3.18. Основные направления генерирования и усиления колебаний сверхвысоких частот

ление полупроводниковых диодов, и транзисторные генераторы СВЧ диапазона.

Некоторые группы приборов, показанные на рис. 3.18, представляют сейчас интерес в основном с принципиальной точки зрения. К их числу относятся, например, монотрон и диод, генерирующий колебания, рассмотренные в гл. 2. Не находят широкого применения плазменные генераторы и усилители, кратко описываемые в гл. 8, а также электронно-волновые лампы, упомянутые в § 2.9. Использование эффектов Допплера и Черенкова, неоднократно предлагавшееся для генерирования и усиления СВЧ колебаний, до сих пор не вышло из стадии лабораторных исследований.

В схему не включены многие другие разновидности электронных приборов СВЧ как резонансного, так и нерезонансного типов, не нашедшие до сих пор широкого практического применения. Не исключено, однако, что эти и другие типы приборов получат в будущем более значительное развитие.

Основное практическое применение находят многорезонаторные магнетроны, отражательные и многорезонаторные клистроны, лампы прямой и обратной бегущей волны (ЛБВ, ЛОВ) типа О и платинотроны, являющиеся разновидностью ЛОВ магнетронного типа, а также специальные типы триодов и тетродов Этим классам электронных приборов СВЧ, выделенным на рис. 3.18, уделяется основное внимание в последующих главах.

Возвращаясь к схеме, показанной на рис 3 18, необходимо отметить ее условность и недостаточную строгость. Некоторые типы приборов, отнесенные к различным группам, в ряде случаев имеют много общих признаков. Это относится, например, к многорезонаторным магнетронным генераторам и к лампам бегущей и обратной волны типов О и М. Много общего у клистронов с распределенным взаимодействием и у ЛБВ типа О. Использование эффекта Черенкова сходно с принципами, положенными в основу ламп бегущей волны, и т. д. Все это подчеркивает тесную взаимную связь генераторных и усилительных приборов СВЧ, имеющих общие физические основы.

Помимо генераторных усилительных приборов СВЧ, в настоящее время находят применение некоторые другие типы электронных и газоразрядных приборов (переключатели, модуляторы и др.), не включенные в данный обзор. Эти приборы также находят некоторое освещение в последующем изложении.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ТРИОДЫ И ТЕТРОДЫ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

§ 4.1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Основным признаком триодов и тетродов СВЧ является электростатическое управление электронным потоком, осуществляемое воздействием сетки на пространственный заряд у катода лампы. Этот же признак лежит, как известно, в основе современных низкочастотных приемно-усилительных и генераторных ламп. Таким образом, сверхвысокочастотные триоды и тетроды могут упрощенно рассматриваться, как разновидность «обычных» электронных ламп.

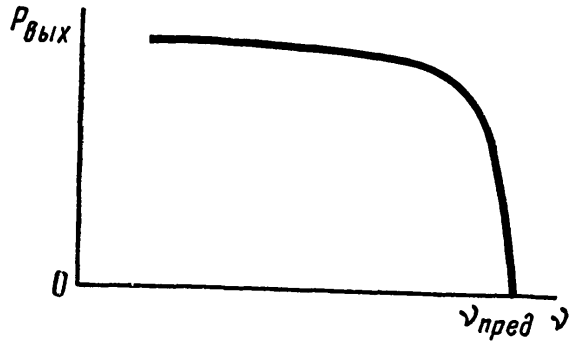


Рис. 4 1 Типичная зависимость выходной высокочастотной мощности триода от частоты

На ранних этапах разработка триодов и тетродов СВЧ шла по пути частичного приспособления обычных низкочастотных ламп для работы на более высоких частотах. Опыт показал, однако, что при повышении рабочей частоты выходная мощность генераторов и усилителей резко уменьшается. Типичный вид зависимости выходной высокочастотной мощности триодного* генератора или усилителя от частоты показан на рис 4.1. Частоту $\nu_{пред}$, в окрестностях которой практически прекращается работа лампы, принято называть *предельной*, или *критической*, частотой данной лампы.

Как и у других типов электронных приборов СВЧ, предельная частота триодов определяется двумя факторами — свойствами колебательной системы и пролетными явлениями при движении электронов в междуэлектродном пространстве.

Рассматривая ограничение частоты за счет свойств колебательной системы, нужно учитывать, что рабочие электроды лампы и их вводы обладают конечными емкостями и индуктивностями. Эти индуктивности и емкости имеют сравнительно небольшую величину (для маломощных ламп — порядка нескольких микрогенри и нескольких пикофарад). Нетрудно рассчитать, однако, что такая лампа даже при закороченных снаружи вводах образует колебательный контур, резонансные длины волн которого лежат в дециметровом или в метровом диапазоне. Поэтому генерирование и усиление на частотах, лежащих выше резонансной частоты, оказывается весьма затруднительным.

Очевидным путем продвижения ламп в сторону более высоких частот является уменьшение внутриламповых индуктивностей и емкостей. Для уменьшения паразитных емкостей вводы лампы можно направлять в разные стороны, а не пропускать через общую ножку. Хорошие результаты дает радиальное расположение вводов; снижению междуэлектродных емкостей способствует также уменьшение нерабочих поверхностей электродов — сетки, анода и катода. С целью уменьшения индуктивностей вводов стремятся использовать короткие, толстые

---

* Ввиду большого сходства триодов и тетродов упоминание о тетродах будет в дальнейшем иногда опускаться. Если не будет оговорок, свойства триодов СВЧ можно распространять также и на тетроды.

стержни; иногда применяют несколько параллельно расположенных вводов к одному и тому же электроду. Существуют и другие конструктивные приемы, позволяющие частично преодолеть вредное влияние индуктивностей и емкостей. Это дает возможность использовать триоды в открытых колебательных контурах с сосредоточенными постоянными или в контурах, образованных отрезками двухпроводных линий, вплоть до средней части дециметрового диапазона.

При дальнейшем укорочении длины волны, особенно в случае мощных ламп, имеющих значительные геометрические размеры, резко проявляются недостатки открытых колебательных контуров — излучение, повышенные потери в металле и в диэлектрике, недостаточная жесткость и др. Собственная добротность открытого колебательного контура при повышении частоты уменьшается. Активная проводимость контура растет (уменьшается его резонансное сопротивление). Как следствие, уменьшается амплитуда колебаний и ухудшается коэффициент использования анодного напряжения триода. Выходная мощность генераторов и усилителей с повышением частоты быстро падает, что не дает возможности применять триоды и тетроды в открытых колебательных системах на частотах превышающих примерно 500—600 *Мгц*.

Естественным путем развития колебательных систем триодов и тетродов СВЧ является применение полых резонаторов, свободных от большинства указанных выше недостатков. Электроды лампы желательно делать составной частью полого резонатора. Междуэлектродная емкость должна играть роль «укорачивающей» емкости, например, в случае резонаторов коаксиального или цилиндрического типа [1]. Вводы электродов должны при этом иметь вид дисков или полых цилиндров, непосредственно соединенных со стенками полого резонатора.

Принцип органического слияния триода с полыми резонаторами был впервые сформулирован и осуществлен в 1938—1941 гг. Н. Д. Девятковым и его сотрудниками. Благодаря применению полых резонаторов удалось повысить предельную частоту примерно на порядок в сравнении с триодами прежних типов, использовавшими открытые колебательные контуры.

Наблюдаемый на опыте спад выходной мощности ламп с электростатическим управлением (см. рис. 4.1) объясняется не только ухудшением свойств колебательной цепи, но и влиянием угла пролета электронов между электродами лампы. Сейчас можно считать установленным, что прекращение работы на СВЧ у старых типов ламп связано в основном не с инерцией электронов, а с влия нием внешнего контура и конструкции лампы. Тем не менее, угол пролета электронов играет важную роль в работе триодов и тетродов СВЧ.

На постоянном токе и при низких частотах теория и конструирование электронных приборов основываются на законе «степени 3/2», определяющем статические характеристики ламп. Этот закон, однако, теряет свою силу при быстрых изменениях напряжения. Наведенный ток, протекающий во внешней цепи лампы, может существенно отличаться от конвекционного электронного тока. Поэтому статические характеристики теряют смысл при рассмотрении высокочастотных процессов в триодах и тетродах СВЧ*.

При конечном угле пролета электронов изменяются фазовые сдвиги между токами и напряжениями на электродах триода. Другим проявлением инерции электронов является активная входная проводимость (см. § 2.5). Лампа начинает потреблять на входе высокочастотную мощность, хотя на низких частотах в схеме с общим катодом потреблением мощности можно всегда пренебречь. Это явление значительно ухудшает работу триодных усилителей и генераторов.

Существуют и другие электронные явления, влияющие на работу триодов и тетродов СВЧ. Однако до сих пор вопрос о связи между предельной частотой триода и инерцией электронов не нашел полного разрешения. Несмотря на кажущуюся простоту устройства триодов и тетродов, количественный анализ пролетных явлений в них чрезвычайно осложнен.

Первая трудность состоит в том, что в междуэлектродных зазорах ламп имеются не только высокочастотные, но и постоянные электрические поля. В не-

---

* Это не исключает, разумеется, использования статических параметров в качестве одного из способов контроля ламп СВЧ при их выпуске и при практических применениях.

которых случаях (усилитель малого сигнала или автогенератор, работающий при очень малом к п д) амплитуды переменных напряжений можно считать много меньше соответствующих постоянных напряжений. Поэтому можно применять сравнительно простую теорию малых амплитуд. Для обычных автогенераторов и мощных усилителей, однако, более типичен режим больших амплитуд. Амплитуды переменных напряжений оказываются соизмеримыми с постоянными напряжениями. Это значительно затрудняет расчеты режимов работы ламп

Второй трудностью является существование в пространстве между катодом и сеткой значительного пространственного заряда, распределение которого в режиме малых амплитуд соответствует статическому режиму эквивалентного диода. В случае больших амплитуд характер пространственного заряда становится более сложным Поэтому анализ процессов в промежутке катод—сетка в триодах и тетродах СВЧ наталкивается на значительно бо́льшие трудности, чем в промежутках сетка—анод или анод—экранная сетка

Независимо от перечисленных трудностей, можно придти из качественных соображений к важным выводам относительно путей улучшения работы триодов и тетродов. Эти лампы лучше всего работают при угле пролета электронов, стремящемся к нулю Следовательно, можно предположить, что лампы могли бы работать в диапазоне СВЧ не хуже, чем на низких частотах, при условии, что повышение частоты компенсируется пропорциональным уменьшением времени пролета электронов. Угол пролета и зависящие от него пролетные явления при этом условии остаются неизменными, несмотря на повышение частоты.

Для уменьшения времени пролета в принципе могут быть использованы два пути — повышение напряжений на электродах и уменьшение междуэлектродных расстояний.

Опыт подтверждает, что одна и та же лампа способна работать на более высоких частотах, если удается повысить питающие напряжения. Особенно четко это проявляется в импульсном режиме, когда напряжения могут быть значительно увеличены без ограничений по рассеиваемой мощности на аноде, а также по эмиссионной способности катода Однако повышать напряжения в ряде случаев нерационально, в особенности при создании ламп малой мощности. Существуют и другие ограничения, не позволяющие широко использовать этот путь

Второй путь — уменьшение междуэлектродных расстояний — широко используется при конструировании сверхвысокочастотных триодов. Наиболее благоприятной для обеспечения малых расстояний является плоскоэлектродная конструкция лампы, лежащая в основе большинства современных триодов СВЧ

Работа электронных ламп на низких частотах характеризуется тремя основными режимами, называемыми обычно режимами классов *A*, *B* и *C*. В диапазоне сверхвысоких частот эта классификация, как правило, не используется. Удобнее различать два упоминавшихся выше режима — малых и больших амплитуд. Первый из них сходен с режимом класса *A*, второй в какой-то степени аналогичен режимам классов *B* и *C*

§ 4.2. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В РЕЖИМЕ МАЛЫХ АМПЛИТУД

а. Эквивалентные диоды. Углы пролета

В идеализированном случае можно считать, что сетка триода непрозрачна для электрических полей, но полностью прозрачна для электронного потока Подобное допущение часто используется при анализе различных электронных приборов СВЧ В реальных триодах СВЧ проницаемость *D* обычно не превышает нескольких процентов, поэтому идеализация свойств сетки является вполне оправданной.

Таким образом, триод СВЧ можно разбить на два диода, не имеющих между собой связи по электрическому полю, но пронизываемых общим электронным потоком Как указывалось выше, в реальных триодах СВЧ обычно используется плоскоэлектродная система Это облегчает расчет эквивалентных диодов, позволяя свести их к плоским зазорам, свойства которых рассматривались в гл. 2. Рассмотрим условия работы каждого из зазоров.

Электронный поток, поступающий из катода в первый зазор, характеризуется тепловыми начальными скоростями и не имеет начальной модуляции по плотности Постоянная составляющая конвекционного тока, проходящего через первый зазор, ограничена пространственным зарядом и описывается обычным уравнением степени 3/2, если амплитуда переменного напряжения много меньше постоянного напряжения, действующего в плоскости сетки по отношению к катоду.

Во второй зазор, соответствующий промежутку сетка—анод, поступает конвекционный ток, переменная составляющая которого не равна нулю, но много меньше постоянной составляющей. Скоростями электронов в плоскости сетки можно пренебречь в сравнении со скоростями вблизи анода. Можно считать, что сетка играет роль своеобразного катода, эмиттирующего электроны с нулевыми начальными скоростями, но с вариацией потока по плотности. Пространственным зарядом можно пренебречь и считать распределение электрического поля между анодом и сеткой линейным.

Таким образом, первый зазор эквивалентен обычному диоду, работающему в режиме пространственного заряда и малых амплитуд. Второй зазор отличается от первого отсутствием пространственного заряда и наличием начальной модуляции потока по плотности в плоскости эквивалентного катода, т. е. сетки триода. Между этими зазорами имеется электронная связь: конвекционный ток в плоскости эквивалентного катода второго диода равен конвекционному току в плоскости эквивалентного анода первого диода.

Отметим одно существенное обстоятельство: все электроны, начавшие двигаться по направлению к сетке, не изменяют направления своего движения и обязательно достигают сначала плоскости сетки, а затем плоскости анода триода. В этом проявляется одно из отличий от режима больших амплитуд (см. § 4.3).

Высокочастотные свойства триода характеризуются углами пролета в двух эквивалентных диодах. Наиболее просто определяется угол пролета во втором эквивалентном диоде (промежуток сетка—анод). Считая, что в этом зазоре пространственный заряд отсутствует, и пренебрегая постоянным напряжением на сетке, можно записать на основании уравнения (2.27):

$$\theta_{ca} = \omega d_{ca} \sqrt{\frac{2m}{eU_a}}, \tag{4.1}$$

где U_a — постоянное напряжение на аноде по отношению к катоду. Через d_{ca} обозначено расстояние между плоскостью сетки и анодом.

Подставляя значения e и m по (2.11), а также выражая круговую частоту ω через длину волны λ, уравнение (4.1) можно привести к виду:

$$\theta_{ca} \approx 6{,}35 \cdot 10^3 \frac{d_{ca}}{\lambda} \cdot \frac{1}{\sqrt{U_a}} [рад]. \tag{4.2}$$

При определении угла пролета в первом эквивалентном диоде можно обычно отвлечься от тепловых скоростей электронов, эмиттируемых катодом. В этом случае расчет следует вести с учетом уравнения (2.28), рассмотренного в § 2.2 Угол пролета катод—сетка оказывается равным

$$\theta_{kc} = 1{,}5\omega d_{kc} \sqrt{\frac{2m}{eU_д}}, \tag{4.3}$$

где d_{kc} — расстояние между катодом и сеткой триода и $U_д$ — действующее постоянное напряжение в плоскости сетки, равное $U_д = U_c + DU_a$ Через D здесь, как обычно, обозначена проницаемость триода.

Для практических расчетов уравнение (4.3) может быть приведено к виду

$$\theta_{kc} \approx 9{,}53 \cdot 10^3 \frac{d_{kc}}{\lambda} \frac{1}{\sqrt{U_д}} [рад]. \tag{4.4}$$

При особо малых расстояниях между катодом и сеткой следует учитывать минимум потенциала, образующийся вблизи накаленного катода на расстоянии порядка единиц микронов Еще более серьезным вопросом при вычислении угла пролета $\theta_{кс}$ является значительная неоднородность электрического поля между сеткой и катодом Время и угол пролета различных электронов оказываются неодинаковыми. Неоднократно высказывалось мнение, что именно этот разброс углов пролета оказывает сильное влияние на предельную частоту триодов

б. Входная проводимость триода в режиме малых амплитуд

При обсуждении недостатков электростатического управления электронным потоком в § 2.5,а было показано, что при увеличении частоты колебаний в схеме с общим катодом появляется активная составляющая входной проводимости, приблизительно пропорциональная квадрату угла пролета $\theta_{кс}$ Угол пролета оказывает влияние также и на входную проводимость триода, включенного

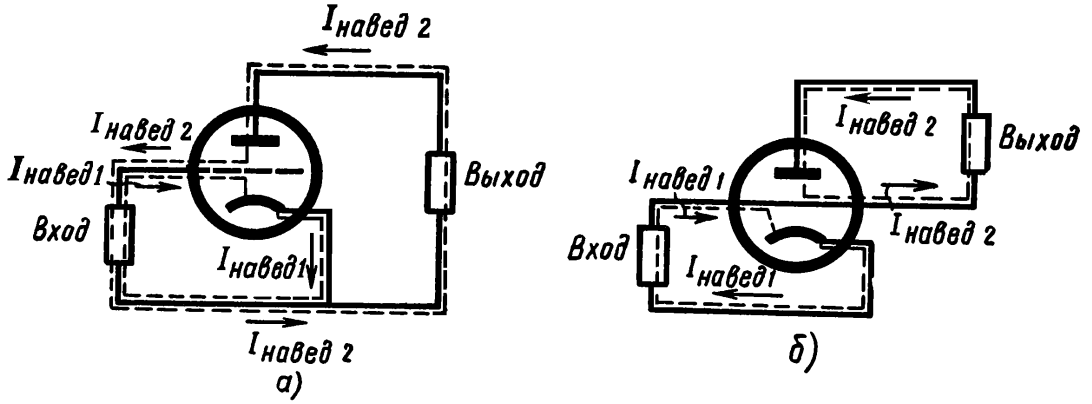


Рис 4.2 Наведенные токи в схемах триода с общим катодом (*а*) и с общей сеткой (*б*). Источники постоянных напряжений для упрощения не показаны

по схеме с общей сеткой. Как будет показано в дальнейшем, эта схема больше всего подходит для диапазона сверхвысоких частот Обратимся сначала к качественному сравнению входных проводимостей обеих схем

На рис 4.2 пунктиром показано протекание наведенных токов в схемах триода с общей сеткой и с общим катодом В отличие от схемы с общим катодом, в случае схемы с общей сеткой ток $I_{навед.\ 2}$ не вычитается во входной цепи из наведенного тока $I_{навед.\ 1}$.

При низких частотах ток $I_{навед.\ 1}$ равен конвекционному току диода, образованного катодом и сеткой. Следовательно, триод в схеме с общей сеткой при низких частотах имеет активную входную проводимость, численно равную статической крутизне S_0.

Как должен изменяться наведенный ток во входной цепи схемы с общей сеткой при повышении рабочей частоты? Ток, наведенный в выходной цепи, по-прежнему не протекает через входную цепь Следовательно, входная проводимость в рассматриваемой схеме совпадает с комплексной проводимостью диода, у которого катод образован катодом триода, а анод — сеткой триода

Результаты расчета активной входной проводимости диода при большом угле пролета в режиме малых амплитуд приводились на рис 2.26 Следовательно, входная активная проводимость триода, включенного по схеме с общей сеткой, падает с увеличением угла пролета и проходит через нуль при $\theta_{кс} = 2\pi$ С другой стороны, величина $G_{вх}$ того же триода, включенного по схеме с общим катодом, в соответствии с уравнением (2.41) растет пропорционально квадрату угла пролета $\theta_{кс}$ Можно показать, что активные входные проводимости схем с общей сеткой и общим катодом имеют одинаковую величину при $\theta_{кс} \approx \frac{5}{4}\pi$

Таким образом, при больших пролетных углах схема с общим катодом утрачивает свое основное преимущество в сравнении со схемой с общей сеткой

в. Ограничение предельной частоты за счет эмиссионной способности катода

Рассмотрим уравнение (4.3), определяющее в первом приближении угол пролета в пространстве катод—сетка Действующее постоянное напряжение $U_д$, входящее в это уравнение, можно связать с плотностью постоянного конвекционного тока с катода, работающего в режиме пространственного заряда, обычным уравнением степени 3/2:

$$J_к = \frac{4}{9}\varepsilon_0\sqrt{\frac{2e}{m}}\frac{U_д^{3/2}}{d_{кс}^2}. \qquad (4.5)$$

Вычисляя отсюда напряжение $U_д$ и подставляя его в уравнение (4.3), получаем:

$$\theta_{кс} = \omega\sqrt[3]{\frac{6m\varepsilon_0}{e}\frac{d_{кс}}{J_к}}\ |рад|. \qquad (4.6)$$

Полученное уравнение показывает, что для уменьшения угла пролета $\theta_{кс}$ желательно повышать удельную эмиссию с катода Разумеется, сами по себе эмиссионные свойства катода не могут влиять на угол пролета электронов. Физический смысл уравнения (4 6) заключается в том, что при большей допустимой удельной эмиссии с катода можно использовать более высокие напряжения, благодаря чему и может быть достигнут меньший угол пролета

Уравнение (4.6) позволяет сделать важный вывод Для того, чтобы сохранить неизменной величину $\theta_{кс}$ при повышении частоты ω, нужно (при одном и том же расстоянии $d_{кс}$) увеличивать эмиссионную способность катода пропорционально третьей степени частоты

Пользуясь выведенным соотношением, можно грубо оценить максимальную рабочую частоту триодов СВЧ По опытным данным, коэффициент усиления триодов в режиме малых амплитуд становится равным единице или меньше единицы при угле пролета $\theta_{кс}$, имеющем порядок 270—300° Полагая в уравнении (4.6) предельную величину $\theta_{кс}$ равной 3/2 π, получаем предельную частоту триода в виде

$$\nu_{пред} = \frac{3}{4}\sqrt[3]{\frac{e}{6m\varepsilon_0}\frac{J_к}{d_{кс}}} \qquad \nu_{пред}\ |Гц| \approx 3{,}21\sqrt[3]{\frac{J_к\ [а/см^2]}{d_{кс}\ [мм]}}. \qquad (4.7)$$

Для повышения предельной частоты триодов СВЧ необходимо использовать эмиттеры с возможно более высокой удельной эмиссией Требование высокой эмиссионной способности катода является типичным не только для триодов, но и для других электронных приборов СВЧ Величина $J_к$ в современных триодах СВЧ доходит в непрерывном режиме до 1—2 $а/см^2$

§ 4.3. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ТРИОДОВ СВЧ В РЕЖИМЕ БОЛЬШИХ АМПЛИТУД

а. Общие соображения

В режиме больших амплитуд постоянным смещением на сетке можно пренебречь в сравнении с амплитудой действующего переменного напряжения Как известно, подобный режим широко используется в обычных радиопередающих устройствах (случай, когда угол отсечки анодного тока близок к 90°)

При анализе работы триода можно снова воспользоваться предположением о малой проницаемости сетки и рассмотреть два плоских эквивалентных диода В отличие от случая малых амплитуд, в первом эквивалентном диоде (промежуток катод—сетка) можно учитывать лишь переменное электрическое поле Во втором эквивалентном диоде, однако, следует учитывать как постоянное, так и переменное электрические поля

С точки зрения к. п. д. и выходной мощности триода, работающего в качестве усилителя или генератора, основной интерес представляет амплитуда первой гармоники тока, наведенного в выходном зазоре, т. е в цепи сетка—анод. Этот ток в свою очередь зависит от параметров, характеризующих как зазор сетка—анод, так и зазор катод—сетка В самом деле, в процессе наведения тока важную роль играют начальные параметры электронного потока в плоскости сетки—форма волны конвекционного тока и скорости электронов в различные моменты времени. Зная конвекционный ток в плоскости сетки и скорости электронов, можно при известной протяженности зазора d_{ca} и заданных напряжениях и частоте вычислить наведенный ток и найти выходную мощность триода.

Для того чтобы определить конвекционный ток и скорости электронов в плоскости сетки, необходимо решить задачу о движении электронов в эквивалентном диоде катод—сетка Попутно при решении этой задачи могут быть определены и другие параметры, представляющие интерес для работы триодного генератора и усилителя СВЧ Такими параметрами являются ток, наведенный в цепи катод—сетка, и конвекционный ток в плоскости катода Зная изменение этих токов во времени, можно определить входную проводимость триода в режиме больших амплитуд и найти максимальный ток эмиссии с катода, средний ток с катода и др.

Аналитический расчет диода, работающего в режиме больших амплитуд, наталкивается на большие трудности Ниже приводятся лишь некоторые качественные соображения и результаты расчетов, дающие представление о происходящих процессах и их влиянии на предельную частоту триодов СВЧ.

б. Отбор тока с катода в режиме больших амплитуд

На рис. 4 3 изображен плоский эквивалентный диод, одним из электродов которого является накаленный катод. На зазор наложено переменное напряжение $u = U_m \sin \omega t$. Пусть частота ω настолько низка, что можно пренебречь инерцией электронов. Тогда конвекционный ток с катода в соответствии с уравнением степени 3/2 должен изменяться по отношению к напряжению, как показано на рис. 4.4, *а*, *б*. Продолжительность отбора тока составляет здесь ровно половину периода колебания T.

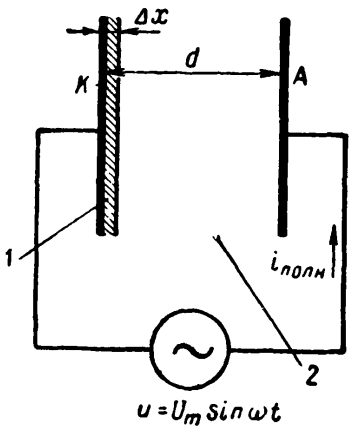


Рис 4 3 К вопросу об отборе тока с катода при сверхвысоких частотах

Обратимся теперь к предельному случаю, когда фиктивный угол пролета эквивалентного диода, определяемый по (2 29), очень велик. Тогда электроны, вышедшие из катода, не успевают значительно сместиться относительно катода. Это означает, что толщина слоя эмиттированных электронов Δx (см рис 4.3) в течение всего времени отбора тока за один период остается много меньше междуэлектродного расстояния d Сделаем еще одно допущение, что к началу следующего периода электроны, вышедшие ранее из катода, тем или иным образом удаляются из зазора, так что их действием на дальнейший отбор тока можно пренебречь

Мгновенный полный ток $i_{полн}$, протекающий во всех участках последовательной цепи, должен иметь одинаковую величину Следовательно, полный ток в слое электронов, вышедших из катода (заштрихованный участок *1* на рис. 4.3), должен быть равен полному току на участке 2, где электроны в данный момент отсутствуют, т. е

$$i_{полн} = i_{конв.1} + i_{смещ.1} = i_{конв.2} + i_{смещ.2}, \qquad (4.8)$$

где $i_{конв}$ и $i_{смещ}$ — конвекционный ток и ток смещения в соответствующих участках зазора

Если катод обладает неограниченным запасом эмиссии, то при нулевых начальных скоростях электронов в моменты времени, соответствующие положительному напряжению на сетке, должно выполняться равенство нулю напря-

женности электрического поля на поверхности катода. Следовательно, в слое толщиной Δx, где находятся электроны, ток смещения $i_{\text{смещ. 1}}$ равен нулю Полный ток на этом участке цепи определяется только конвекционным током $i_{\text{конв. 1}}$ электронов, двигающихся от катода в сторону к сетке (аноду). Во всем остальном пространстве электроны отсутствуют и $i_{\text{конв. 2}} = 0$ Уравнение (4 8) дает:

$$i_{\text{конв.1}} = i_{\text{смещ.2}}. \qquad (4.9)$$

При $\Delta x \ll d$ ток смещения во втором участке зазора можно считать приблизительно равным емкостному току «холодного» промежутка:

$$i_{\text{смещ.2}} \approx C \frac{du}{dt} = \omega C U_m \cos \omega t, \qquad (4.10)$$

где C — междуэлектродная емкость эквивалентного диода в отсутствие электронов

Обозначим через $i'_{\text{конв.к}}$ мгновенный конвекционный ток с рассматриваемого катода при весьма большом угле пролета (штрих отличает этот ток от тока описываемого законом степени 3/2) Ток $i'_{\text{конв.к}}$ равен конвекционному току $i_{\text{конв. 1}}$ в тонком слое, расположенном в непосредственной близости к катоду. Используя соотношения (4 9) и (4.10), получаем:

$$i'_{\text{конв к}} \approx \omega C U_m \cos \omega t. \qquad (4.11)$$

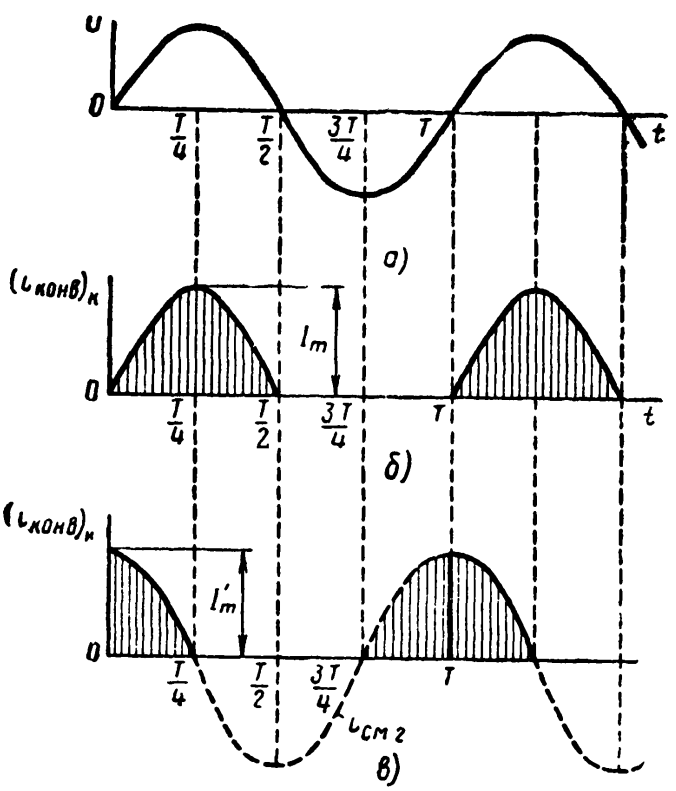


Рис 4.4 Форма кривой конвекционного тока с катода в случаях бесконечно малого (*б*) и весьма большого (*в*) углов пролета при неограниченном запасе эмиссии катода

Уравнение (4.11) показывает, что конвекционный ток электронов, покидающих катод, при очень большом угле пролета численно равен емкостному току того же зазора в отсутствие электронов. Однако при отрицательных значениях действующего напряжения, т. е. в моменты $T > t > \frac{T}{2}$, электроны, имеющие нулевые начальные скорости, не могут двигаться от катода. Конвекционный ток с катода в эти моменты равен нулю. Далее, при рассмотрении эмиссии с катода представляет интерес лишь конвекционный ток положительного направления, соответствующий отбору электронов от катода в сторону к аноду (сетке). Отсюда следует, что отбор тока с катода при весьма большом угле пролета продолжается в течение времени $\frac{T}{4} > t > 0$.

На рис. 4 4, *в* построен график тока с катода $i'_{\text{конв. к}} = f(t)$. Заштрихованные участки кривой соответствуют отбору электронов от катода Пунктиром показано изменение емкостного тока в том же зазоре. Для наглядности масштаб времени выбран таким же, как при рассмотрении прохождения тока по закону степени 3/2 (рис 4.4, *б*).

На первый взгляд, полученные результаты являются несколько неожиданными. Отбор электронов от катода при большом угле пролета продолжается в течение *четверти* периода высокочастотного колебания, а не половины периода, как на низких частотах. Максимум конвекционного тока приходится на начало положительного полупериода, а не на его середину. Начало эмиссии сопровождается резким броском тока до максимальной величины, равной максимальному

емкостному току. При максимальном положительном действующем напряжении ток, отбираемый с катода, падает до нуля.

С физической точки зрения, однако, указанные особенности должны быть совершенно понятными, если учесть сделанные выше замечания о природе полного тока в разных участках междуэлектродного зазора. Можно также наглядно представить, что каждая силовая линия, выходящая из анода (сетки), заканчивается на свободном электроне вблизи катода и не доходит до катода, что отвечает равенству нулю напряженности поля на катоде. В этом случае количество отбираемых от катода электронов в каждый момент времени равно приращению числа силовых линий в зазоре Если прекращается рост напряженности поля, то дальнейшего отбора электронов не происходит, хотя высокочастотное напряжение остается ускоряющим (положительным) еще в течение четверти периода

Если за время эмиссии, т. е. за четверть периода высокочастотного напряжения, электроны успевают заметно сместиться относительно катода или даже частично пройти плоскость сетки, то происходящие процессы усложняются. Для компенсации электрического поля у катода взамен электронов, вышедших из зазора или приблизившихся к сетке, должны поступать из катода новые электроны. При этом конвекционный ток с катода прекращается не в момент максимального анодного напряжения, а несколько позднее. Если угол пролета невелик, то характер протекания тока приближается к установившемуся режиму. Тогда ток эмиссии определяется в основном не производной напряжения du/dt, а мгновенным значением u.

Пользуясь уравнениями типа (4.5) и (4.11), нетрудно найти максимальные значения токов I_m и I'_m, обозначенные на рис. 4.4. Можно показать, что ток I'_m начинает превышать амплитуду тока I_m, вычисленную по уравнению степени 3/2, уже при угле пролета α, равном приблизительно 51°. Таким образом, при конструировании ламп дециметрового и сантиметрового диапазонов, а в некоторых случаях и метрового диапазона, необходимо увеличивать эмиссионную способность катода в сравнении с требованиями, предъявляемыми при более низких частотах.

Сделанные выводы о характере отбора тока с катода в режиме больших амплитуд применимы не только к триодам и диодам, но и к тетродам СВЧ и к другим электронным приборам с электростатическим управлением, катод которых находится непосредственно в области высокочастотного электрического поля.

в. Пролетные явления в пространстве катод — сетка

При рассмотрении пролетных явлений в пространстве катод—сетка триода СВЧ, работающего в режиме больших амплитуд, удобно использовать фиктивный угол пролета, определяемый в соответствии с (2 29) соотношением

$$\alpha_{кс} = \omega d_{кс} \sqrt{\frac{2m}{eU_m}}. \qquad (4.12)$$

Через U_m здесь, как и прежде, обозначена амплитуда управляющего напряжения на сетке по отношению к катоду; $d_{кс}$ — расстояние между катодом и центром плоской сетки.

Обратимся сначала к заведомо упрощенному случаю, когда катод триода работает в режиме насыщения, т. е. когда отсутствует пространственный заряд в промежутке катод—сетка. Пространственно-временна́я диаграмма движения электронов в этом случае имеет вид, обсуждавшийся в § 2.2,в применительно к плоскому диоду Сетка триода на этой диаграмме (см. рис. 2.2, *б*) соответствует горизонтальной прямой $x = \text{const}$. Чем больше угол пролета $\alpha_{кс}$, тем выше должна быть проведена эта прямая.

При угле пролета $\alpha_{кс}$, стремящемся к нулю, все электроны, выходящие из катода, достигают плоскости сетки и двигаются далее к аноду. Эта группа электронов полезна и необходима для работы триодного генератора и усилителя. Именно такими электронами образованы сгустки, получаемые при нормально действующем электростатическом управлении (см. выше рис. 2.17). С увеличением

угла пролета, однако, появляется группа электронов, эмиттированных в конце положительного полупериода, которые, не долетев до плоскости сетки, возвращаются на катод.

Для наглядности на рис. 4.5, *а* воспроизведена пространственно-временна́я диаграмма при большой величине $\alpha_{кс}$ На этом рисунке показаны пространственно-временны́е траектории четырех типичных электронов, вышедших из катода в разные моменты времени в течение одного положительного полупериода высокочастотного напряжения.

Электрон типа *1* начинает свое движение в момент перехода управляющего напряжения *и* через нуль от тормозящего к ускоряющему полю. Этот электрон оказывается в переднем фронте сгустка, пересекающего плоскость сетки, и подходит к сетке в момент t_1 со значительной скоростью. Электрон типа *4*, вышедший из катода незадолго до конца того же полупериода, возвращается на катод. В момент удара о катод электрон имеет конечную кинетическую энергию Об этом свидетельствует угол наклона его траектории на рис. 4.5, *а* по отношению к плоскости катода Таким образом, электрон типа *4*, поглотивший часть энергии высокочастотного поля, рассеивает ее на катоде, что вызывает дополнительный разогрев катода

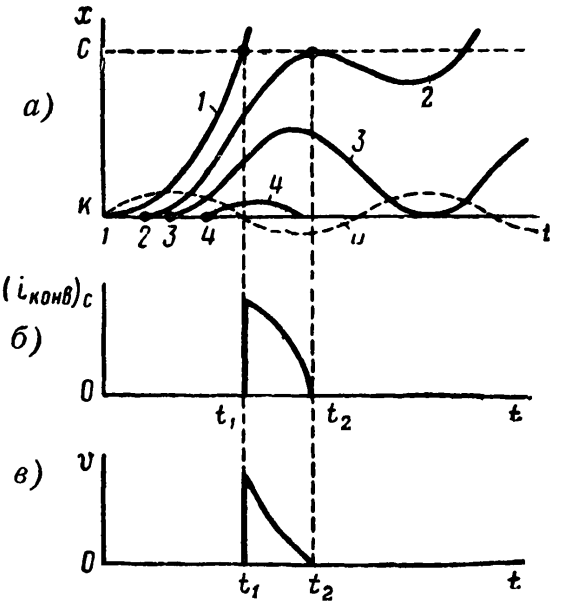


Рис. 4.5. Движение электронов в зазоре катод—сетка в режиме больших амплитуд (*а*) и вид кривых конвекционного тока в плоскости сетки (*б*) и скоростей электронов в той же плоскости (*в*)

Существование группы электронов, возвращающихся на катод триода СВЧ, является одним из важных отличий режима больших амплитуд от режима малых амплитуд, при котором, как указывалось, электроны не изменяют направления своего движения в междуэлектродном промежутке.

Проследим движение электрона типа *3*, эмиттированного из катода в момент максимального ускоряющего напряжения (рис. 4.5, *а*). Этот электрон может неограниченно долго колебаться в междуэлектродном пространстве, возвращаясь к катоду с нулевой скоростью ровно через один период высокочастотного напряжения Анализируя уравнение (2.23), нетрудно показать, что условием, при котором электрон типа *3* не пересечет плоскость сетки, является $\alpha_{кс} \geqslant 2$ *рад*. Таким образом, при $\alpha_{кс} \geqslant 2$ *рад* половина эмиттированных электронов, т. е. все электроны, вышедшие из катода во второй половине ускоряющего полупериода после электрона типа *3*, не достигают сетки и возвращаются на катод.

Остальные электроны, эмиттированные катодом в первой половине ускоряющего полупериода, поступают в пространство сетка—анод Однако часть этих электронов пересекает плоскость сетки лишь после одного или нескольких колебаний в пространстве катод—сетка. Для иллюстрации на рис. 4.5, *а* изображено движение электрона типа *2*, приближающегося к сетке в момент t_2 со скоростью, стремящейся к нулю.

С помощью рис. 4.5, *а* можно качественно построить графики конвекционного тока и скоростей электронов, пересекающих плоскость сетки (рис. 4 5, *б*, *в*). Если отвлечься от рассмотрения многократных колебаний электронов, то длительность импульса конвекционного тока в плоскости сетки определяется моментами времени t_1 и t_2. Скорости электронов в сгустке оказываются различными, причем электроны, последними проходящие плоскость сетки, имеют скорости, близкие к нулю. Как будет показано в дальнейшем, разброс скоростей электронов снижает к. п. д. сверхвысокочастотного триода.

В реальных триодах СВЧ почти никогда не используются катоды, работающие в режиме температурно-ограниченной эмиссии. Однако, как показывают детальные расчеты, отмеченные основные закономерности движения электронов

в пространстве сетка—катод остаются в силе также и при наличии пространственного заряда у катода

Одним из очевидных следствий пролетных явлений в пространстве катод—сетка является отставание импульсов конвекционного тока в плоскости сетки от высокочастотного управляющего напряжения Из рис. 4.5 видно, что при большом угле пролета электронные сгустки могут пересекать плоскость сетки даже в начале тормозящего полупериода управляющего напряжения

В усилителях запаздывание импульсов конвекционного тока не может играть существенной роли. В самом деле, при прохождении электронного сгустка через зазор сетка—анод во внешней цепи этого зазора наводится ток. Если колебательный контур, включенный между сеткой и анодом триода, настроен точно на первую гармонику наведенного тока, т. е. полное сопротивление контура является чисто активным, то в момент прохождения сгустка на зазоре автоматически устанавливается тормозящее электрическое поле (см § 2.4) Таким образом, эффективность отбора энергии от электронов в усилителе не зависит от сдвига фазы конвекционного тока по отношению к управляющему напряжению Однако в генераторе этот фазовый сдвиг играет важную роль, так как перестают соблюдаться привычные на низких частотах условия синфазности сеточного напряжения и конвекционного тока триода и противофазности сеточного и анодного напряжений Фаза обратной связи на сверхвысоких частотах должна отличаться от π и может приближаться к 2π.

С увеличением угла пролета $\alpha_{кс}$ увеличивается также активная входная проводимость промежутка катод—сетка Помимо явлений, качественно описанных в § 2.5, а и 4.2, б, в режиме больших амплитуд начинают играть роль потери высокочастотной мощности за счет электронов, бомбардирующих катод.

Другим важным обстоятельством является изменение формы импульса конвекционного тока и уменьшение амплитуды первой гармоники конвекционного тока. Средняя составляющая конвекционного тока в плоскости сетки также уменьшается Тем не менее, анализ показывает, что отношение амплитуды первой гармоники конвекционного тока к его постоянной составляющей с увеличением $\alpha_{кс}$ не уменьшается, а несколько увеличивается Это указывает на отсутствие принципиальных затруднений в управляющем действии сетки триода при углах пролета $\alpha_{кс}$, доходящих до 120—126° (сведений о расчетах для более значительных $\alpha_{кс}$ в настоящее время не имеется). Однако амплитуда обратной связи в триодном автогенераторе СВЧ должна быть повышена. Коэффициент усиления триода СВЧ, используемого в качестве усилителя, оказывается меньше, чем на более низких частотах.

Возникает вопрос, какое из отмеченных пролетных явлений приводит к наиболее резкому ухудшению работы триодов СВЧ и определяет в конечном счете предельную частоту триода. Окончательный ответ на этот вопрос дать пока не удается Как будет показано ниже, заметное влияние на предельную частоту триода могут оказывать пролетные явления не только в промежутке катод—сетка, но и в зазоре сетка—анод, а также конструкция лампы и колебательной системы Тем не менее, опыт показывает, что современные триоды СВЧ способны работать в режиме больших амплитуд при угле пролета $\alpha_{кс}$, не превышающем примерно 120°, т. е $\frac{2}{3}\pi$. Поэтому величина $\alpha_{кс} \approx \frac{2}{3}\pi$ может считаться предельной для режима больших амплитуд

г. Явления в пространстве сетка — анод

Остроконечные импульсы конвекционного тока, поступающие в зазор сетка—анод, наводят ток во внешней цепи лампы. В этом отношении можно провести некоторую аналогию с наведением тока в зазоре, рассмотренным в § 2.3, г. Следует учитывать, однако, что между сеткой и анодом приложены постоянное и переменное напряжения, поэтому скорости каждого из электронов не остаются постоянными. Электроны имеют различные скорости также и при входе в зазор. Основным путем анализа здесь, как и при рассмотрении зазора катод—сетка, является применение графоаналитических методов.

Влияние конечного времени пролета электронов в пространстве сетка—анод приводит прежде всего к расширению импульса наведенного тока в сравнении с импульсом конвекционного тока. Действительно, начало импульса наведенного тока совпадает с моментом, когда в зазор начинают поступать первые электроны Окончание же импульса наведенного тока соответствует моменту, когда последние электроны рассматриваемого сгустка достигают плоскости анода.

Удлинение импульса наведенного тока связано также с тем, что в «хвосте» каждого сгустка через плоскость сетки проходят электроны, имеющие очень малые скорости (см рис. 4.5, *в*) Следует учесть, что для отбора энергии при движении сгустка на аноде должно быть тормозящее высокочастотное напряжение Поскольку амплитуда высокочастотного напряжения в режиме больших амплитуд соизмерима с постоянным анодным напряжением, электроны получают лишь незначительное ускорение Поэтому графики движения электронов на пространственно-временной диаграмме приобретают веерообразный вид, как показано качественно на рис. 4 6.

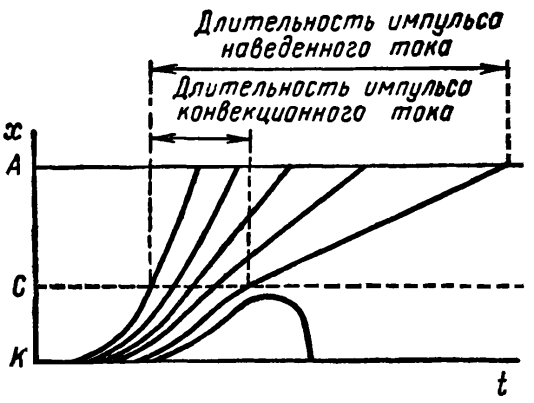


Рис. 4.6 Пространственно-временна́я диаграмма движения электронов в зазоре сетка—анод триода в режиме больших амплитуд

Растягивание импульса наведенного тока приводит к уменьшению амплитуд первой и всех остальных гармоник тока в выходном колебательном контуре триода. Следовательно, выходная мощность триодных генераторов и усилителей, а гакже умножителей частоты уменьшается при увеличении угла пролета сетка—анод, даже если в выходной зазор поступают хорошо сформированные сгустки электронов. В результате к. п. д триодов на СВЧ значительно ниже, чем на более низких частотах. Так, на волнах длиной 7—10 *см* величина к. п. д. не превышает 20 — 30%. При укорочении длины волны происходит дальнейшее снижение к п. д и выходной мощности

§ 4.4. КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА ТРИОДНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ И УСИЛИТЕЛЕЙ СВЧ

а. Выбор схемы усилителей и генераторов СВЧ

Всякий триод с точки зрения теории цепей является активным трехполюсником Поэтому в общем случае внешняя цепь триода может быть приведена к «трехточечной» эквивалентной схеме, показанной на рис. 4.7, *а*. Комплексные сопротивления Z_1, Z_2 и Z_3, входящие в эту схему, включают в себя внешнюю цепь, междуэлектродные емкости и индуктивности вводов лампы. Каждое из этих сопротивлений в общем случае может состоять из одного или нескольких колебательных контуров

Наиболее широкое применение в диапазоне СВЧ нашла *двухконтурная* схема автогенераторов *с общей сеткой*. В этой схеме элементы Z_1 и Z_2 (рис. 4.7, *а,б*) образованы полыми резонаторами. Элемент Z_3, создающий связь между контурами Z_1 и Z_2, на рабочей частоте не обладает резонансными свойствами. Удалив сопротивление Z_3, можно получить двухконтурный усилитель с общей сеткой, также находящий широкое применение на сверхвысоких частотах.

Основные преимущества схемы с общей сеткой в диапазоне СВЧ сводятся к следующему.

1. В схеме с общей сеткой внутренняя обратная связь создается за счет конечной индуктивности сеточного вывода L_c и междуэлектродной емкости катод—анод $C_{ак}$ Во всяком триоде емкость $C_{ак}$ имеет наименьшую величину в сравнении с двумя другими междуэлектродными емкостями. Индуктивность сеточного вывода также может быть сделана минимальной при использовании дискового вывода (см. § 4.5). Поэтому паразитная внутренняя обратная связь в схеме

с общей сеткой оказывается более слабой, чем в схемах с общим катодом и общим анодом Это особенно существенно для триодных усилителей, склонных к самовозбуждению на высоких и сверхвысоких частотах В случае генераторов ослабление внутренней обратной связи, не поддающейся регулировке, также полезно для подбора оптимальной величины внешней обратной связи

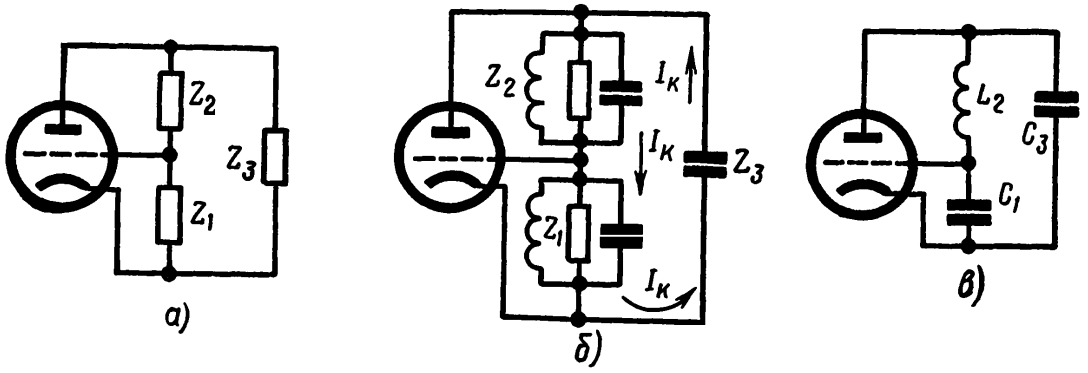


Рис. 4.7. Обобщенная эквивалентная схема включения триода (*а*) и схемы триодного генератора с общей сеткой (*б*, *в*)

2. Схема усилителя и генератора с общей сеткой особенно удобна на сверхвысоких частотах с конструктивной точки зрения. В самом деле, соединение триода с двумя независимыми полыми резонаторами без их взаимного пересечения возможно лишь при включении резонаторов по обе стороны от плоскости сетки, как показано на рис. 4.8. Первый полый резонатор оказывается включенным между сеткой и катодом, второй — между сеткой и анодом. Катод, анод и сетка непосредственно входят в состав полых резонаторов

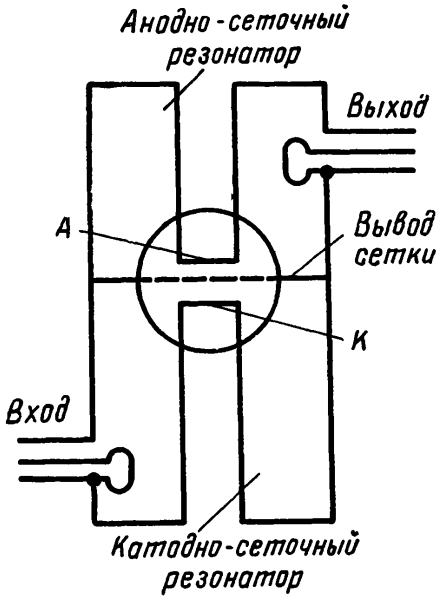


Рис. 4.8. Расположение полых резонаторов относительно триода в случае усилителя с общей сеткой

Недостатком схемы с общей сеткой является высокая входная активная проводимость и, как следствие, более низкий коэффициент усиления. Однако, как было показано в § 4 2, *б*, при повышении частоты происходит сближение величин входных проводимостей схемы с общей сеткой и схемы с общим катодом Таким образом, этот недостаток не может играть существенной роли в диапазоне сверхвысоких частот. В настоящее время большинство триодных усилителей и генераторов СВЧ выполняется по схеме с общей сеткой

б. Некоторые свойства триодного генератора с общей сеткой

Определим частоту колебаний, генерируемых в схеме с общей сеткой, и роль контуров, образующих внешнюю цепь триодного генератора Согласно общим принципам (см. § 3 2), частота колебаний, генерируемых любым генератором с резонансной колебательной системой, в первом приближении определяется «холодной» резонансной частотой его колебательной системы Для простоты отвлечемся сначала от эффектов инерции электронов

При резонансе всей колебательной системы токи, протекающие в правой и левой ветвях сложного контура, изображенного на рис 4.7, *б*, равны по величине и направлены в противоположные стороны (резонанс токов) В контуре циркулирует ток $I_к$, создающий падение напряжения на элементе Z_3 и на катодно-сеточном контуре Поэтому для того, чтобы получить противофазность полей в пространствах катод—сетка и сетка—анод, необходимо обеспечить одинаковый знак реактивного сопротивления Z_3 и реактивного сопротивления катодно-сеточного контура.

Если элемент Z_3 образован емкостью, как показано на рис. 4 7, *б*, *в*, то на частоте автоколебаний катодно-сеточный контур должен обладать емкостной (положительной) реактивной проводимостью Это означает, что генерируемая частота и соответствующая ей резонансная частота всей системы обязательно должна быть выше собственной частоты катодно-сеточного контура.

С другой стороны, при двух элементах схемы Z_1 и Z_3, имеющих на рабочей частоте емкостный характер, для обеспечения резонанса на той же частоте анодно-сеточный контур должен представлять собой индуктивное сопротивление Отсюда следует, что резонансная частота анодно-сеточного резонатора должна быть несколько выше частоты генерируемых колебаний Эквивалентная схема генератора в рассматриваемом случае приобретает вид, показанный на рис. 4.7, *в* Резонансная частота ω_0, равная приблизительно генерируемой частоте $\omega_{ген}$, определяется из очевидного условия

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_2 \dfrac{C_1 C_3}{C_1 + C_3}}}. \qquad (4.13)$$

Обозначения L_2, C_1, и C_3 ясны из рис. 4.7.

При изменении настройки катодно-сеточного резонатора изменяется его реактивная проводимость. Соответственно этому изменяется высокочастотное напряжение $\dot{U}_c$, подаваемое между катодом и сеткой триода Отношение этого напряжения к напряжению между катодом и анодом $\dot{U}_a$ называется *коэффициентом обратной связи*. Следовательно, настройка катодно-сеточного контура влияет как на резонансную частоту всей колебательный системы, так и на коэффициент обратной связи триодного генератора. Однако напряжение $\dot{U}_a$ по модулю превышает напряжение $\dot{U}_c$. Поэтому эквивалентная емкость C_1, которую представляет собой катодно-сеточный контур на частоте генерируемых колебаний, должна быть больше емкости C_3 (см. рис. 4 7, *в*).

Уравнение (4.13) показывает, что при $C_1 > C_3$ частота мало зависит от величины C_1, т. е. от настройки катодно-сеточного контура. Роль этого контура сводится в основном к изменению коэффициента обратной связи, от которого зависит мощность генерируемых колебаний. При перестройке катодно-сеточного резонатора генерируемая мощность сильно изменяется и проходит через максимум, хотя частота колебаний остается почти неизменной и равной

$$\omega_{ген} \approx \omega_{02} \approx \frac{1}{\sqrt{L_2 C_3}}. \qquad (4.14)$$

Коэффициент обратной связи зависит не только от настройки катодно-сеточного контура, но и от сопротивления обратной связи Z_3, имеющего в рассматриваемом случае емкостный характер Это сопротивление делают обычно фиксированным, чтобы упростить процесс настройки генератора в заданной полосе частот Емкость C_3 выбирается по возможности небольшой, чтобы не уменьшалось резонансное сопротивление колебательной системы триода на рабочей частоте. Поэтому величина эквивалентной индуктивности L_2 оказывается высокой, и частота генерируемых колебаний $\omega_{ген}$ оказывается очень близкой к резонансной частоте анодно-сеточного контура

Проведенное обсуждение позволяет сделать следующие выводы. Частота генерируемых колебаний в двухконтурном генераторе с общей сеткой определяется в основном настройкой анодно-сеточного резонатора. Настройка катодно-сеточного резонатора необходима для обеспечения требуемой величины коэффициента обратной связи, т. е для получения максимальной генерируемой мощности

Двухконтурный триодный генератор должен иметь с этой точки зрения две ручки для настройки. Для получения требуемой частоты сначала производится грубая настройка анодно-сеточным резонатором, а затем с помощью катодно-сеточного резонатора достигается максимум генерируемой мощности. После этого производится окончательная точная подстройка анодно-сеточного резонатора на требуемую частоту генерируемых колебаний

Пролетные явления в триоде значительно усложняют рассмотренные соотношения. Как было показано в § 4.3, для правильного отбора энергии от электронных сгустков сдвиг фаз между анодным и сеточным напряжениями должен быть больше π и может приближаться к 2π. Величина этого сдвига зависит от углов пролета электронов и, следовательно, от постоянных напряжений, приложенных к триоду, и от колебательного режима генератора Далее, промежуток катод—сетка приобретает комплексную входную проводимость, также зависящую от величины напряжений. Ввиду этого желательно плавно регулировать не только модуль, но и фазу коэффициента обратной связи.

Плавная регулировка фазы обратной связи возможна только при наличии активной составляющей у элементов, образующих делитель напряжения (см элементы Z_1 и Z_3 на рис 4.7) В рассматриваемом случае, однако, нет необходимости вводить какие-либо внешние активные сопротивления, поскольку входная проводимость триода имеет значительную активную составляющую Таким образом, роль регулятора модуля и фазы обратной связи по-прежнему может выполнять катодно-сеточный резонатор Однако настройка обратной связи вблизи предельной частоты триода оказывается очень критичной

в. Элементы конструкции триодных генераторов и усилителей СВЧ

Основное применение в триодных генераторах и усилителях СВЧ нашли полые резонаторы типа коаксиальной линии, нагруженной на междуэлектродную емкость лампы* При двухконтурной однотактной схеме с общей сеткой

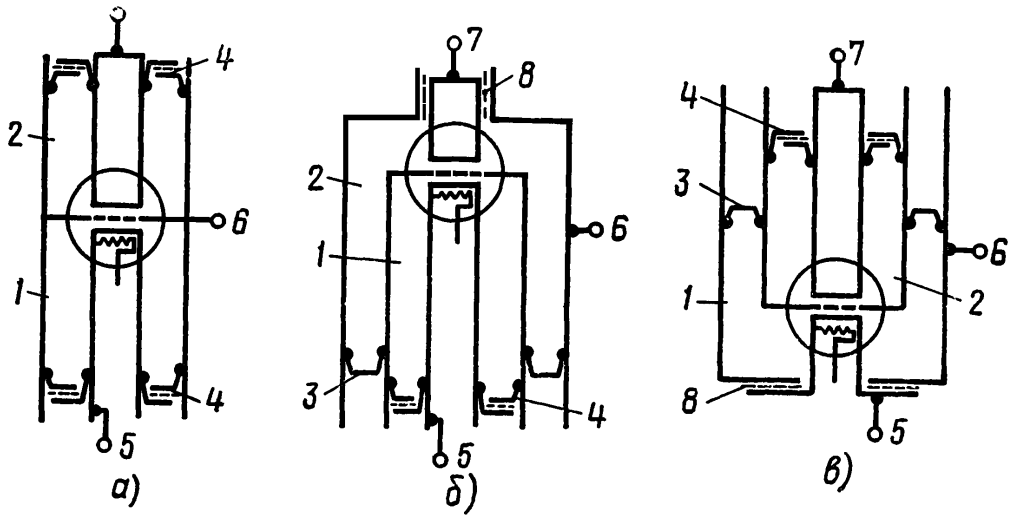


Рис 4.9 Двусторонний (*а*) и односторонний (*б*, *в*) варианты расположения коаксиальных резонаторов относительно триода:
1, *2* — катодно-сеточный и анодно-сеточный резонаторы, *3* — короткозамыкающий поршень; *4* — короткозамыкающие поршни с разделительными конденсаторами; *5*, *6*, *7* — выводы катода, сетки и анода по постоянному току; *8* — разделительные конденсаторы

возможны двусторонний и односторонний варианты расположения резонаторов, показанные схематически на рис 4.9

Если триод используется в качестве усилителя, то входной сигнал подается в катодно-сеточный резонатор; усиленный сигнал снимается с анодно-сеточного резонатора Для ввода и вывода высокочастотной энергии применяются петли или штыри, находящиеся на конце коаксиальной линии (см рис. 4.8) На наиболее коротких волнах, где используются в настоящее время триоды ($\lambda \sim 3$—5 *см*), находят применение также волноводные выводы энергии.

---

* В случае сверхминиатюрных триодов СВЧ применяются также колебательные системы, выполненные на базе полосковых линий.

В случае автогенератора внешнюю нагрузку связывают обычно с анодно-сеточным резонатором Обратная связь между резонаторами осуществляется с помощью петель, емкостных штырей или отверстий, как показано на рис 4 10 на примере генератора двусторонней конструкции.

Настройка резонаторов в триодных генераторах и усилителях производится с помощью короткозамыкающих поршней контактного, дроссельного или емкостного типа, перемещаемых внутри анодно-сеточного и катодно-сеточного резонаторов, как показано выше на рис. 4.9. При узком диапазоне настройки частоты (порядка нескольких процентов) оказывается возможным применять настроечные винты, ввертываемые внутрь резонатора через отверстие в боковой стенке. С помощью передвижных поршней удается достичь значительно более широкого диапазона перестройки частоты — на октаву и более.

На электроды триода должны быть поданы три питающих напряжения: постоянное напряжение анод—катод U_a, постоянное напряжение смещения сетка—катод U_c и постоянное или переменное напряжение накала $U_н$. Для раз-

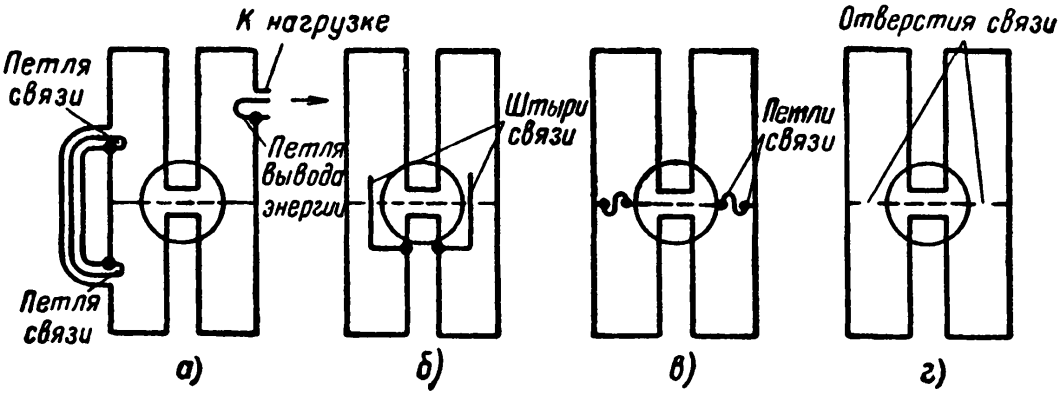


Рис. 4.10 Обратная связь в триодных генераторах СВЧ:
а—индуктивная связь с помощью двух петель и коаксиальной линии; *б*—кондуктивно-емкостная связь с помощью штырей, *в*—индуктивная связь с помощью двух петель; *г*—связь через отверстие в общей стенке между двумя резонаторами

деления этих напряжений и для устранения утечки высокочастотной энергии в колебательной системе триодных генераторов и усилителей обычно предусматриваются блокировочные конденсаторы или дроссели. Примеры расположения разделительных конденсаторов показаны на рис. 4.9. В конденсаторах используется обычно слюда или другой диэлектрик с малыми высокочастотными потерями, обладающий достаточно высокой электрической прочностью (например, пленка из фторопласта). Величина емкости, которая требуется для обеспечения малого сопротивления на рабочей частоте в сравнении с волновым сопротивлением соответствующей коаксиальной линии, составляет обычно не более сотни пикофарад Очень большая емкость нежелательна, так как она затрудняет использование триода в режиме модуляции, особенно в импульсном режиме.

Остановимся коротко на проблеме заземления электродов триода СВЧ. Следует подчеркнуть, что заземление любого из электродов по постоянному току не может оказать никакого влияния на высокочастотные параметры генератора или усилителя. В самом деле, при использовании полых резонаторов высокочастотное поле не выходит за пределы этих резонаторов. Поэтому на практике выбор точки заземления производится главным образом из соображений техники безопасности, а также с учетом удобства изготовления источников питания и модулирующих устройств.

Обычно стараются заземлять тот электрод, который кондуктивно связан с наружными наиболее массивными металлическими частями и с вводом и выводом энергии Заметим, что таким же образом решается вопрос о заземлении и в прочих электровакуумных приборах СВЧ — клистронах, магнетронах и т д., рассматриваемых в других главах книги.

§ 4.5. ВОПРОСЫ КОНСТРУИРОВАНИЯ ТРИОДОВ СВЧ

а. Общие соображения

При обсуждении путей конструирования триодов, как и многих других электровакуумных приборов СВЧ, возникает вопрос, где следует располагать колебательную систему — внутри вакуумной оболочки лампы или вне ее Соответствующие варианты конструкций будем в дальнейшем называть *внутренней* и *внешней* конструкциями

По мере укорочения рабочей длины волны уменьшаются линейные размеры полых резонаторов Поэтому с точки зрения габаритов лампы можно размещать резонаторы внутри вакуумной оболочки, начиная с волн дециметрового диапазона. Внутренняя конструкция резонаторов является особенно оправданной на волнах сантиметрового и миллиметрового диапазонов, где размеры резонаторов оказываются весьма малыми При внутренней конструкции стенки резонатора могут служить одновременно вакуумной оболочкой прибора. Лампа становится цельнометаллической Отпадает необходимость в диэлектрической оболочке, что позволяет уменьшить высокочастотные потери.

Внутреннее расположение резонаторов может дать и некоторые эксплуатационные преимущества, поскольку отпадает необходимость в механическом сочленении прибора с внешними контурами. Вывод энергии, устройство обратной связи и другие детали колебательной системы в этом случае также находятся в вакууме. Они должны быть подобраны и фиксированы при изготовлении лампы на вакуумном предприятии, после чего не нуждаются в какой-либо регулировке.

Следует иметь в виду и существенные недостатки конструкции лампы с внутренними резонаторами. Диапазон механической настройки резонаторов, находящихся в вакууме, трудно сделать больше 10—20% от средней частоты (трудность механического перемещения настроечного органа без нарушения вакуумной плотности). Технология и конструкция лампы с внутренними резонаторами усложняются; стоимость ее возрастает. Вместе с тем теряется универсальность прибора Действительно, лампа с внутренними резонаторами может быть использована только в пределах узкого диапазона волн Для того чтобы работать на разных участках диапазона СВЧ, оказывается необходимым выпускать большое число типов электронных приборов

В отличие от других классов приборов СВЧ (клистронов, магнетронов и др), электроника триодов не ограничивает их применения на частотах, лежащих значительно ниже рабочей частоты В самом деле, триод СВЧ в принципе может быть использован во всем диапазоне от постоянного тока до предельной частоты, обусловленной рассматривавшимися выше явлениями С этой точки зрения ограничение универсальности триодов за счет внутренних резонаторов является обычно нецелесообразным Следует учесть также, что триоды СВЧ пока не удается использовать на миллиметровых волнах, где внутренние резонаторы совершенно необходимы. Приведенные соображения позволяют остановить выбор в большинстве случаев на варианте триода СВЧ с внешними резонаторами. Внутренние резонаторы используются иногда в мощных сверхвысокочастотных тетродах — *резнатронах*, рассматриваемых в § 4.6, а также в некоторых триодах, предназначаемых для волн короче 3 *см*.

б. Типичные конструкции и параметры триодов СВЧ

На рис. 4 11 показано устройство трех типичных триодов СВЧ диапазона малой и средней мощности. В качестве материала вакуумной оболочки используются стекло и керамика Высокочастотные выводы имеют форму металлических дисков или цилиндров, к которым с помощью пружинящих контактов подключаются наружные невакуумные участки полых резонаторов

В некоторых случаях в состав лампы включаются специфические детали, относящиеся к резонаторной системе, — разделительные конденсаторы и элементы обратной связи Так, в конструкции триода, показанной на рис. 4.11, *а*, использована слюдяная прокладка между дисковым высокочастотным выводом катода и выводом катода по постоянному току (ср. рис. 4.9, *в*). В триоде, изо-

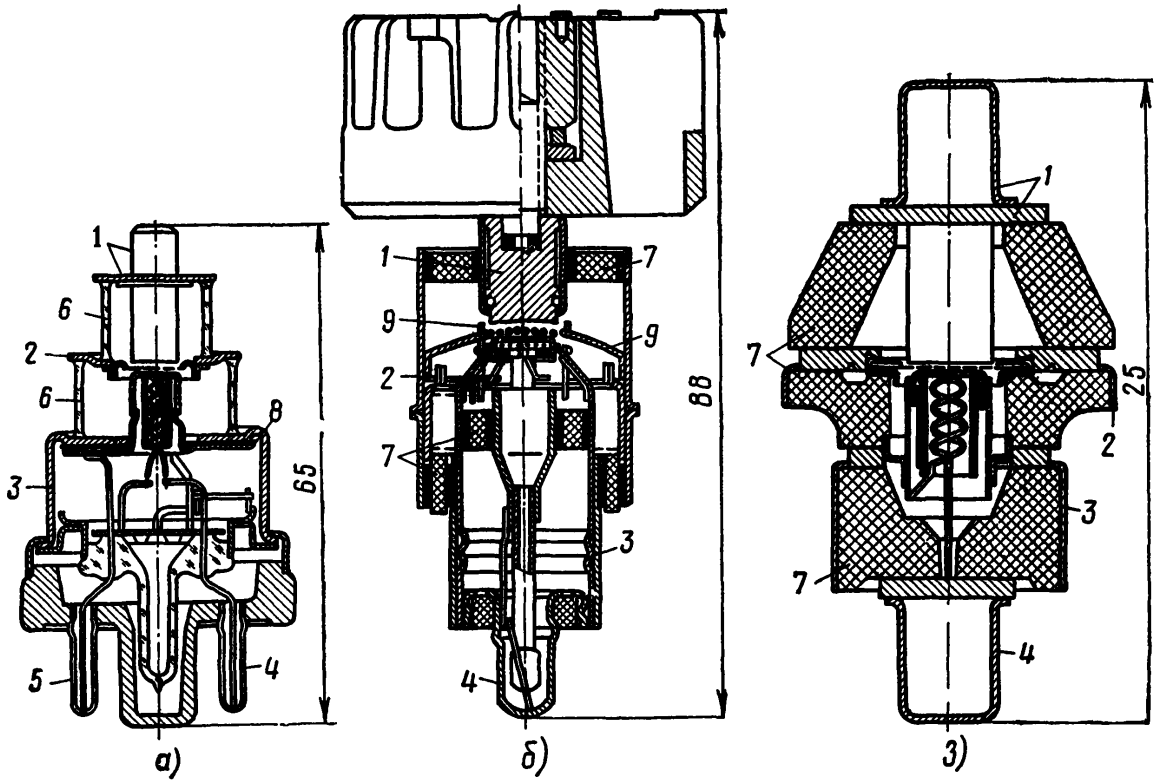


Рис 4.11 Маячковый металло-стеклянный триод (*а*) и металло-керамические триоды СВЧ (*б*, *в*):

1 — вывод анода; *2* — вывод сетки, *3* — вывод катода, *4* — вывод накала, *5* — вывод катода по постоянному току, *6* — стекло, *7* — керамика; *8* — слюдяной разделительный конденсатор; *9* — штыри кондуктивно-емкостной обратной связи

Таблица 4.1

Параметры типичных триодов СВЧ

№ пп	Тип триода	Максимальная рабочая частота, *Гц*	Максимальная мощность на рабочей частоте, *вт*	$U_а$, *в*	$I_а$, *ма*	*К*, *дб*	$F_ш$, *дб*	Примечание
1	Маячковый металло-стеклянный триод малой мощности (рис. 4.11, *а*)	3,4	0,035	250	15	—	—	Генерация в непрерывном режиме
			400	2500	—	—	—	Генерация в импульсном режиме
2	Металло-керамический триод малой мощности	6,0	2	350	60	13*	—	Усиление в непрерывном режиме
				350	60	—	—	Генерация в непрерывном режиме
3	Металло-керамический триод средней мощности (рис. 4.11, *б*)	3,3	120**	1500	225	—	—	То же
			12.000	9000	7500	—	—	Генерация в импульсном режиме
4	Титано-керамический триод малой мощности (рис 4.11, *в*)	6,0	0,025	200	10	—	—	Генерация в непрерывном режиме
						15***	10***	Усиление в непрерывном режиме

* При частоте 2 *Гц* в полосе 30 *Мгц*
** При частоте 600 *Мгц*
*** При частоте 4 *Гц*

браженном на рис. 4.11, *б*, имеются штыри обратной связи, показанные на рис. 4.10, *б*. Триод, содержащий в своей оболочке штыри обратной связи, может быть использован только для генерирования колебаний и не подходит в качестве СВЧ усилителя. Напротив, триод, не имеющий штырей обратной связи, может применяться как в усилителях, так и в автогенераторах СВЧ при условии, что в генераторе создана внешняя обратная связь.

В табл. 4.1 приведены сведения о нескольких типах триодов малой и средней мощности, конструкции и параметры которых имеют характерные особенности. Разработаны и значнтельно более мощные металло-керамические триоды СВЧ с жидкостным охлаждением, способные, например, работать на частотах порядка 400—600 *Мгц* в непрерывном режиме при мощности до 300 *квт* или в импульсном режиме при мощности до 5 *Мвт*. К. п. д таких триодов на рабочей частоте доходит до 60%. Однако коэффициент усиления этих и большинства других триодов, работающих в схеме с общей сеткой, не удается обычно поднять выше 10—15 *дб*.

§ 4.6. ТЕТРОДЫ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Недостатки триодов СВЧ, сказывающиеся в режиме больших амплитуд, могут быть частично уменьшены путем добавления экранирующей сетки, расположенной между анодом и управляющей сеткой. Рассмотрим тетрод, у которого входной колебательный контур включен между катодом и первой (управляющей) сеткой, а выходной контур — между анодом и экранной сеткой, как показано на рис. 4.12. Такая схема имеет большое сходство со схемой триода с общей сеткой, рассматривавшейся в § 4.4. В зазоре между управляющей и экранной сетками высокочастотное напряжение должно отсутствовать. С этой целью между ними включаются блокировочные конденсаторы или эквивалентные им отрезки длинных линий, не изображенные на рис. 4.12.

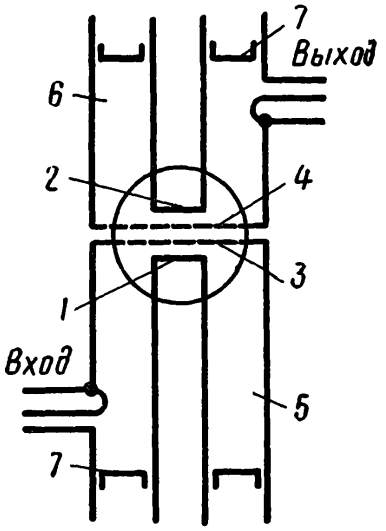


Рис. 4.12 Тетрод СВЧ с двухрезонаторной колебательной системой:

1 — катод; *2* — анод; *3* — управляющая сетка; *4* — экранирующая сетка, *5* — входной резонатор, *6* — выходной резонатор; *7* — настроечные поршни

Паразитная обратная связь между входным и выходным резонаторами в рассматриваемой схеме может иметь место за счет емкости анод—катод Эта емкость оказывается весьма малой благодаря экранирующему действию второй сетки. Таким образом, тетрод может использоваться в качестве усилителя, свободного от паразитной генерации Очевидно, что тетрод легко преобразовать в автогенератор, добавляя элементы обратной связи между входным и выходным резонаторами.

Обратимся к основному рабочему режиму тетрода СВЧ — режиму больших амплитуд (классу *С*). Электронные процессы в пространстве между катодом и управляющей сеткой тетрода не могут существенно отличаться от процессов, происходящих в триодах. Основные отличия и преимущества тетрода связаны с электронными явлениями, происходящими в выходном зазоре между экранной сеткой и анодом.

Электронные сгустки, проходящие через плоскость управляющей сетки, не сразу попадают в выходной зазор, а предварительно ускоряются сильным постоянным полем в промежутке между двумя сетками. Благодаря этому в значительно меньшей степени сказываются различия в скоростях электронов, приводящие в триодах к растягиванию импульса наведенного тока. Кроме того, уменьшается время пролета через выходной зазор, что также способствует укорочению импульса наведенного тока в выходной цепи Укорочение импульса наведенного тока в тетроде на рис. 4.13 в сравнении с рис. 4.6 обеспечивает повышение амплитуды первой гармоники тока и, следовательно, повышение электронного к. п. д. Таким образом, тетроды выгодно применять в качестве мощных усилите-

лей и генераторов СВЧ, обладающих более высоким к. п. д., чем аналогичные триодные генераторы и усилители.

Подобно триодам, сверхвысокочастотные тетроды могут иметь внешние резонаторы, одеваемые снаружи на металло-стеклянную или металло-керамическую вакуумную оболочку Для особо мощных тетродов СВЧ нашел применение вариант с внутренними полыми резонаторами. Такой тетрод получил название *резнатрон* (резонаторный тетрод)

С помощью резнатронов удается получать на волнах длиной 40—200 *см* мощность, доходящую в непрерывном режиме до нескольких десятков и сотен киловатт. Полный к. п. д. сравнительно велик и доходит до 60—75% Однако коэффициент усиления не удается получить выше 8—10 *дб*, что является существенным недостатком резнатронов. Как указывалось, этот недостаток присущ всем приборам с электростатическим управлением электронными потоками.

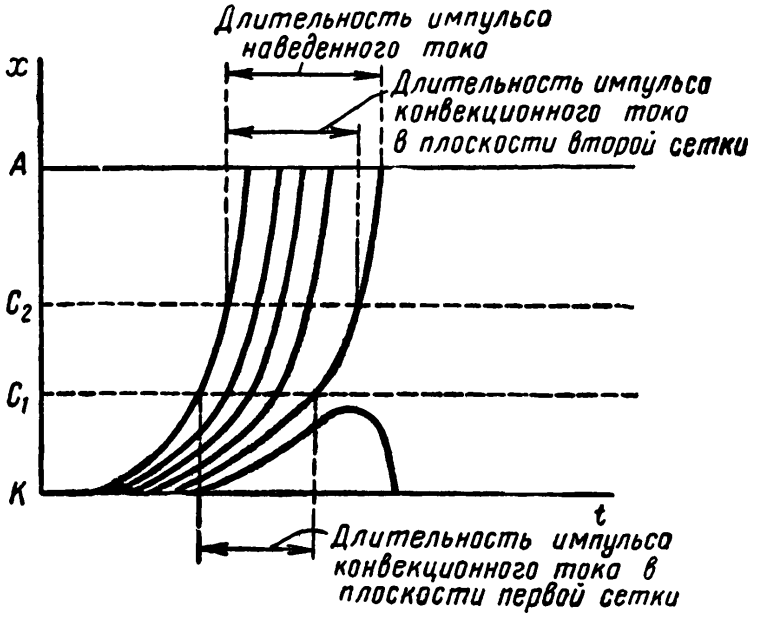


Рис. 4.13. Пространственно-временна́я диаграмма движения электронов в тетроде в режиме больших амплитуд (ср рис 4.6)

§ 4.7. ПРИМЕНЕНИЕ ТРИОДОВ И ТЕТРОДОВ СВЧ

Основными областями применения современных сверхвысокочастотных триодов являются:

1) входные усилители малого сигнала для приемников диапазона СВЧ;

2) измерительные лабораторные генераторы малой и средней мощности;

3) генераторы и усилители средней мощности для передатчиков телевизионной, связной и навигационной аппаратуры, для радиорелейных линий и т д.;

4) импульсные генераторы средней и высокой мощности, предназначенные для передатчиков радиолокационной аппаратуры

Кроме того, триоды СВЧ применяются в качестве преобразователей и умножителей частоты. Наиболее короткая длина волны, полученная с помощью триодных умножителей, составляет примерно 1,5 *см*

Применение тетродов СВЧ ограничено в основном мощными генераторами и мощными усилителями для выходных ступеней передатчиков, а также для устройств радиопротиводействия.

Приборы, используемые во входных усилителях, должны иметь низкий уровень шумов. Опыт показывает, что коэффициент шума маломощных сверхвысокочастотных триодов составляет 9—10 *дб* на волне длиной 25 *см* и 10—15 *дб* на волне 10 *см*. При указанном уровне шумов усилитель на триоде не может конкурировать в диапазоне сантиметровых волн с супергетеродинным приемником, на входе которого непосредственно находится кристаллический детектор — смеситель. Более низкими шумами, чем триоды, обладают также лампы бегущей волны, рассматриваемые в гл. 6. Поэтому на волнах короче 10—15 *см* триодные усилители малого сигнала обычно не применяются. Однако в дециметровом диапазоне волн маломощные триоды с успехом используются в качестве входных усилителей в разнообразной радиоаппаратуре.

Недостатком триодов и тетродов СВЧ в сравнении с другими усилителями (ЛБВ, многорезонаторными клистронами и др) является низкая величина коэффициента усиления, сочетающаяся со сравнительно узкой полосой частот

Наряду с этим триоды СВЧ обладают рядом достоинств. К их числу относится отсутствие устройств, служащих для фокусировки электронного потока и об-

ладающих большими габаритами и весом. Далее, триоды требуют сравнительно низких питающих напряжений и обеспечивают в усилительном режиме более высокую стабильность фазовых характеристик Одним из достоинств триодов в качестве автогенератора СВЧ является сравнительно высокая стабильность частоты по отношению к изменениям питающих напряжений Так, стабильность частоты триодных генераторов может быть в десятки раз выше, чем у аналогичных генераторов на отражательных клистронах Следует учитывать также дешевизну триодов в сравнении с другими более сложными приборами СВЧ

Можно задаться вопросом, каковы перспективы развития триодов и тетродов СВЧ. Неоднократно высказывалось мнение, что возможности усовершенствования этого класса приборов СВЧ в основном исчерпаны и что реальный интерес представляют лишь принципиально новые типы генераторов и усилителей Опыт каждый раз опровергал подобные выводы Так было после появления клистронов и создания магнетронов и ламп бегущей волны, а в последнее время— после разработки твердотельных приборов СВЧ (транзисторов, лавинно-пролетных диодов и др) Достижения в области этих приборов каждый раз давали толчок к усовершенствованию триодов и тетродов СВЧ на новой, более совершенной базе

Дальнейшее конструктивное усовершенствование триодов и тетродов СВЧ может идти по следующим направлениям:

1) дальнейшее уменьшение междуэлектродных зазоров и обеспечение более однородного электрического поля в зазорах;

2) повышение эмиссионной способности катода;

3) создание конструкций, способных работать при высокой температуре без ухудшения состояния вакуума;

4) общая миниатюризация конструкции, разработка триодов с внутренними резонаторами и создание интегральных СВЧ устройств

Значительная роль в решении этих задач должна принадлежать электровакуумной технологии Можно надеяться, что в будущем удастся еще дальше повысить рабочую частоту сверхвысокочастотных триодов и тетродов, а также увеличить их выходную мощность, понизить уровень шумов и достичь большей долговечности и надежности

ГЛАВА ПЯТАЯ

КЛИСТРОНЫ

§ 5.1. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ

Клистроны относятся к классу электронно-лучевых приборов СВЧ с динамическим управлением электронным потоком. Схема устройства и включения *двухрезонаторного пролетного* (прямопролетного) *клистрона** изображена на рис. 5.1, *а*.

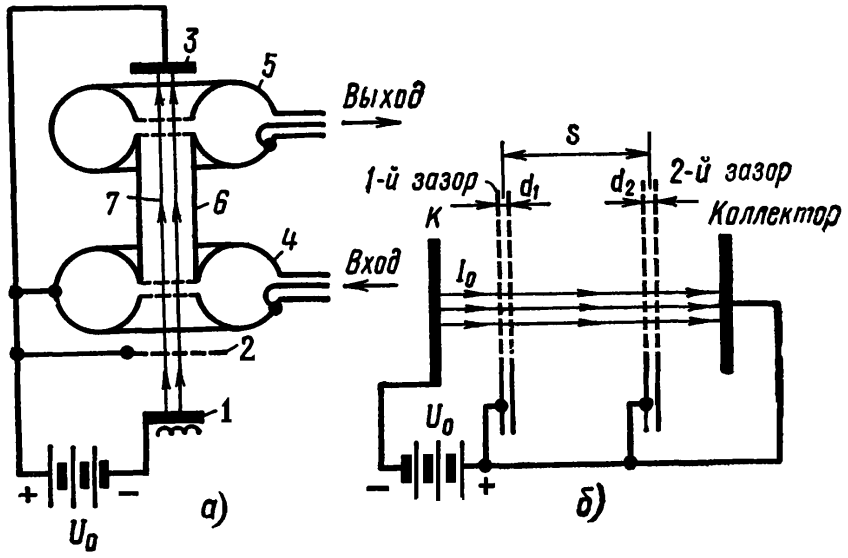


Рис. 5.1. Устройство (*а*) и идеализированная схема (*б*) двухрезонаторного клистрона:

1 — катод; *2* — ускоряющий электрод; *3* — коллектор; *4*, *5* — входной и выходной резонаторы; *6* — труба дрейфа; *7* — электронный поток

Первый резонатор клистрона служит для модуляции электронного пучка по скорости и называется иногда *группирователем*. Второй резонатор служит для отбора высокочастотной энергии от пучка, имеющего модуляцию по плотности. Металлическая труба, находящаяся между двумя резонаторами, экранирует *пространство дрейфа* (пространство группировки) от внешних постоянных и переменных электрических полей. На рабочей частоте труба дрейфа обладает свойствами запредельного волновода. Именно в этой трубе происходит преобразование скоростной модуляции в модуляцию электронного потока по плотности. От действия магнитных полей при рассмотрении клистронов можно отвлечься, за исключением продольного

* Название *клистрон* происходит от греческого слова «клизо», обозначающего морской прибой.

постоянного магнитного поля, применяемого для фокусировки электронного потока.

Принцип действия пролетного двухрезонаторного клистрона можно кратко описать с учетом процессов, рассмотренных в § 2.4 и 2.8. Немодулированный электронный поток, выходящий из катода, поступает в первый резонатор, между сетками которого имеется продольное электрическое поле сверхвысокой частоты. Это поле производит скоростную модуляцию электронного потока. Двигаясь далее в пространстве дрейфа, электроны постепенно образуют сгустки. Эти сгустки поступают во второй резонатор с частотой, равной частоте входного сигнала, и наводят ток, протекающий по внутренней поверхности стенок второго резонатора. Появляющееся между сетками резонатора электрическое поле тормозит электроны. Кинетическая энергия электронов, полученная ими от источника ускоряющего напряжения U_0, преобразуется в энергию СВЧ колебаний и поступает через вывод энергии в выходную нагрузку. Что касается электронов, прошедших через второй зазор, то они оседают на коллекторе и рассеивают на нем в виде тепла оставшуюся кинетическую энергию.

Основными отличиями клистрона от «обычных» низкочастотных ламп являются:

1) отказ от электростатического управления электронным потоком и использование динамического управления, основанного на скоростной модуляции и группировке электронов; время пролета электронов в пространстве дрейфа полезно используется при работе клистрона;

2) использование принципа наведения тока в выходном зазоре и разделение функций выходного зазора и коллектора электронов;

3) применение полых резонаторов, органически связанных с входным и выходным зазорами и более всего отвечающих требованиям диапазона СВЧ;

4) выделение катода из состава высокочастотной цепи и расположение ускоряющего промежутка перед высокочастотным управляющим зазором.

Вместе с тем клистрон имеет и много общего с приборами диапазона СВЧ, использующими электростатическое управление. Органическое слияние лампы с полыми резонаторами характерно не только для клистронов, но и для современных триодов и тетродов СВЧ. Особенное конструктивное сходство с двухрезонаторным клистроном имеет двухконтурная схема усилителя и генератора с общей сеткой на триоде или тетроде, рассматривавшаяся на рис. 4.8 и 4.12. Таким образом, клистроны не следует рассматривать изолированно от других типов сверхвысокочастотных ламп.

Как и всякий усилитель, клистрон, изображенный на рис. 5.1, *а*, может быть преобразован в автогенератор путем введения положительной обратной связи между выходным и входным резонаторами. Далее, если выходной резонатор усилительного клистрона настроить на частоту, кратную частоте входного сигнала, то усилитель преобразуется в умножитель частоты.

Развитие принципов пролетных клистронов привело к созданию *каскадных многорезонаторных клистронов*, которые имеют один или несколько промежуточных резонаторов, расположенных между входным и выходным резонаторами. Как будет показано в § 5.5, многорезонаторные клистроны обеспечивают значительное повышение коэффициента усиления, к. п. д. и выходной мощности в сравнении с двухрезонаторными клистронами.

Другим вариантом клистронов, нашедшим особенно широкое применение, является *отражательный клистрон*, используемый главным образом в качестве СВЧ генератора малой мощности. В этом клистроне, предложенном впервые Н. Д. Девятковым, Е. Н. Данильцевым и И. В. Пискуновым и почти одновременно В. Ф. Коваленко в 1940 г. (см. рис. 5.24), используется только один полый резонатор, через который дважды проходит один и тот же электронный поток. Возвращение электронов в резонатор обеспечивается специальным электродом— отражателем, находящимся под отрицательным потенциалом по отношению к катоду. Можно заметить некоторое сходство отражательного клистрона с лампой тормозящего поля, рассмотренной в § 2.6. Одним из отличий отражательного клистрона от генератора тормозящего поля является то, что отражающий электрод в клистроне не связан с высокочастотной цепью.

Общим признаком всех клистронов является применение скоростной модуляции и последующее преобразование ее в модуляцию электронного потока по плотности. Поэтому к клистронам полностью применимы кинематические расчеты скоростной модуляции и фазовой фокусировки, приведенные в гл. 2. Трактовка явлений, происходящих в клистронах, возможна также с помощью электронно-волновой теории, рассматривавшейся в § 2.9.

§ 5.2. КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГРУППИРОВКИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ МЕТОДОМ ДРЕЙФА

а. Исходные соотношения

Особенности метода дрейфа были рассмотрены в § 2.8, в, где были найдены законы образования электронных сгустков и получены уравнения скоростной модуляции под действием слабого синусоидального сигнала. Обратимся к более детальному анализу электронных явлений, происходящих в пространстве дрейфа двухрезонаторного клистрона.

На рис. 5.1,*б* представлена идеализированная схема двухрезонаторного клистрона. Входной и выходной зазоры выполнены в виде двух пар идеальных плоских сеток, прозрачных для электронов и непрозрачных для электрического поля. Расстояние между сетками равно соответственно d_1 и d_2. Электроны ускоряются постоянным напряжением U_0 и двигаются далее по инерции, — все сетки по постоянному току соединены между собою. Модуляция по скорости в первом зазоре производится высокочастотным напряжением, амплитуду ко-

торого U_1 будем, как и прежде, полагать много меньшей постоянного напряжения U_0.

Обозначим через t_1 момент времени, в который рассматриваемый электрон проходит центр первого зазора В дальнейшем индексом 1 будем обозначать все величины, относящиеся к первому зазору (группирователю). Соответственно индексом 2 будем обозначать величины, характеризующие состояние пучка и поля во втором зазоре.

Таким образом, мгновенное значение модулирующего напряжения на первом зазоре может быть записано в виде

$$u = U_1 \sin \omega t_1; \quad \frac{U_1}{U_0} \ll 1.$$

Скорость электронов v на выходе из первого зазора определяется уравнениями скоростной модуляции (2.61) и (2.62). При принятых здесь обозначениях имеем:

$$v = v_0 + v_1 \sin \omega t_1; \tag{5.1}$$

$$v_1 = v_0 \frac{M_1 U_1}{2U_0}, \tag{5.2}$$

где

$$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}. \tag{5.3}$$

Через M_1 обозначен коэффициент связи электронного пучка с полем первого зазора, определяемый согласно уравнению (2.37) через угол пролета θ_1 в первом зазоре в виде

$$M_1 = \frac{\sin \frac{\theta_1}{2}}{\frac{\theta_1}{2}}, \tag{5.4}$$

где

$$\theta_1 = \frac{\omega d_1}{v_0}.$$

Отвлечемся первоначально от действия пространственного заряда пучка и будем считать, что движение электронов в трубе дрейфа является чисто инерциальным. Тогда электрон, прошедший центр первого зазора в момент t_1, входит во второй зазор в момент времени t_2, равный

$$t_2 = t_1 + \frac{s}{v_0 + v_1 \sin \omega t_1}, \tag{5.5}$$

где s — длина пространства дрейфа между центрами первого и второго резонаторов (см. рис. 5.1, *б*).

Преобразуем уравнение (5.5), имея в виду, что величина v_1 много меньше постоянной скорости v_0. Вынося во втором члене уравнения

(5.5) множитель $\frac{s}{v_0}$ и раскладывая второй множитель в ряд по малому параметру, получаем:

$$t_2 = t_1 + \frac{s}{v_0}\left(1 + \frac{v_1}{v_0}\sin\omega t_1\right)^{-1} \approx t_1 + \frac{s}{v_0} - \frac{sv_1}{v_0^2}\sin\omega t_1. \qquad (5.6)$$

Умножим обе части полученного уравнения на угловую частоту сигнала ω. Тогда, опуская в дальнейшем знак приближенного равенства, можно записать:

$$\omega t_2 - \frac{\omega s}{v_0} = \omega t_1 - \frac{\omega s v_1}{v_0^2}\sin\omega t_1. \qquad (5.6а)$$

Обозначим для сокращения записи:

$$X = \frac{\omega s v_1}{v_0^2}. \qquad (5.7)$$

Безразмерная величина X, называемая *параметром группировки*, играет важную роль в теории клистронов и найдет широкое применение в дальнейшем изложении. Выражение (5.7) можно переписать с помощью (5.2) в виде:

$$X = \frac{\omega s}{v_0}\frac{M_1 U_1}{2U_0} = \Theta\frac{M_1 U_1}{2U_0}, \qquad (5.8)$$

где Θ — угол пролета в пространстве дрейфа для электрона, не изменившего своей скорости в первом резонаторе. Величина Θ равна

$$\Theta = \frac{\omega s}{v_0}. \qquad (5.9)$$

Таким образом, параметр группировки X пропорционален углу пролета в пространстве дрейфа и отношению эффективного модулирующего напряжения на первом зазоре к ускоряющему напряжению клистрона.

Используя обозначения (5.7) и (5.9), можно переписать полученную выше зависимость (5.6а) в виде

$$\omega t_2 - \Theta = \omega t_1 - X\sin\omega t_1. \qquad (5.10)$$

На этом уравнении, определяющем фазу прибытия электрона во второй зазор, следует остановиться подробнее. При $X = 0$, т. е. в отсутствие высокочастотного сигнала на первом зазоре, имеем: $\omega t_2 - \Theta = \omega t_1$. Фаза прибытия электронов во второй зазор линейно связана с фазой прохождения теми же электронами через первый зазор. Группировка электронов при этом отсутствует. Если $U_1 \neq 0$ и $M_1 \neq 0$, то при конечной величине Θ параметр X отличен от нуля. Зависимость фазы прибытия во второй зазор от фазы прохождения через первый зазор согласно уравнению (5.10) перестает быть линейной. Это означает, что происходит периодическое уплотнение или группировка электронного потока.

Явление группировки, когда «быстрые электроны догоняют медленные», было пояснено с помощью пространственно-временно́й

диаграммы на рис. 2.29. Уравнение (5.10) позволяет углубить наши представления о группировке электронов в случае малого модулирующего синусоидального напряжения. На рис. 5.2 приведен график, построенный по уравнению (5.10) для трех значений параметра группировки X.

Чем больше величина X, тем сильнее график фазы прибытия отклоняется от прямой линии. Обращает на себя внимание факт, что при определенной величине параметра X возможна неоднозначность зависимости $t_1 = f(t_2)$. Это будет рассмотрено более подробно в дальнейшем.

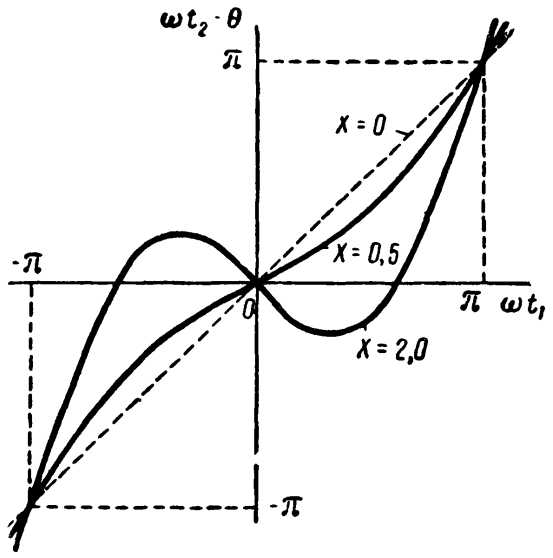


Рис. 5.2. График зависимости фазы прибытия электрона во второй резонатор от фазы прохождения того же электрона через первый резонатор пролетного клистрона

Перейдем к вычислению основных характеристик — формы волны конвекционного тока в выходном зазоре и максимального электронного к. п. д. двухрезонаторного клистрона.

б. Форма волны конвекционного тока в пространстве дрейфа и выходном зазоре

При идеальных сетках в обоих зазорах оседанием электронов на сетках можно пренебречь. Попаданием электронов на стенки трубы дрейфа также пренебрежем, считая, что на пучок наложено бесконечно большое постоянное продольное магнитное поле. Таким образом, можно считать, что средний конвекционный ток пучка одинаков в любом сечении. Применим закон сохранения заряда:

$$I q_1 = dq_2;\ i_1\, dt_1 = i_2\, dt_2,$$

где i_1 и i_2 — соответственно мгновенные значения конвекционного тока пучка в центре первого и второго зазоров.

Конвекционный ток, поступающий во второй резонатор, оказывается равным

$$i_2 = i_1 \frac{dt_1}{dt_2} = I_0 \frac{dt_1}{dt_2}, \qquad (5.11)$$

так как модуляция пучка по плотности в центре первого зазора еще отсутствует и $i_1 = I_0$.

Следовательно, для определения мгновенного конвекционного тока достаточно найти производную $\frac{dt_1}{dt_2}$.

Из уравнения (5.6) можно получить:

$$\frac{dt_2}{dt_1} = 1 - \frac{\omega s v_1}{v_0^2} \cos \omega t_1 = 1 - X \cos \omega t_1.$$

Подставляя это выражение в уравнение (5.11), имеем:

$$i_2 = \frac{I_0}{\frac{dt_2}{dt_1}} = \frac{I_0}{1 - X\cos\omega t_1}. \qquad (5.12)$$

Для удобства рассмотрения тока i_2 в функции времени t_2 обозначим $\omega t_1 = \varphi$, а также введем новые обозначения в уравнениях (5.10) и (5.12):

$$1 - X\cos\omega t_1 = y; \qquad (5.13)$$

$$\omega t_2 - \Theta = x. \qquad (5.14)$$

Тогда уравнения (5.12) и (5.10) принимают вид:

$$i_2 = \frac{I_0}{y}; \qquad (5.15)$$

$$y = 1 - X\cos\varphi; \qquad (5.16)$$

$$x = \varphi - X\sin\varphi. \qquad (5.17)$$

На первый взгляд, введение новых переменных лишь усложняет расчеты. Однако это не так. Рассмотрим более подробно уравнения (5.16) и (5.17). Форма этих уравнений совпадает с хорошо известной параметрической записью уравнений трохоиды — кривой, описываемой точкой, которая находится на фиксированном расстоянии от центра круга, катящегося без скольжения по плоскости.

На рис. 5.3. приведено соответствующее геометрическое построение в системе координат x, y. Рассматриваемая точка A находится на расстоянии r от центра круга; радиус круга равен R Предположим, что в исходном положении точка A была совмещена с осью y, как показано пунктиром на рис. 5.3. После поворота круга без скольжения на угол φ координаты точки A' определяются из очевидных тригонометрических соображений:

$$x = OB - A'C; \quad OB = \varphi R; \quad A'C = r\sin\varphi;$$

$$y = O''B - O''C; \quad O''B = R; \quad O''C = r\cos\varphi.$$

Окончательно уравнения трохоиды в параметрической форме имеют вид:

$$x = \varphi R - r\sin\varphi; \quad y = R - r\cos\varphi.$$

Эти уравнения идентичны с (5.16) и (5.17) при условии $R = 1$; $r = X$.

Таким образом, ток i_2 по уравнению (5.15) может рассматриваться как обратная функция трохоиды при единичном радиусе катящегося круга. Аргументом является переменная x, которая по уравнению (5.14) линейно связана с временем t_2. Это означает, что в дальнейшем вместо интересующей нас функции $i_2 = f(t_2)$ оказывается достаточным проанализировать зависимость $\frac{1}{y} = f(x)$.

Возможны три типичных случая, определяемых величиной параметра группировки X. При $X < 1$, т. е. при $r < R$, точка A, описывающая трохоиду, расположена внутри катящегося круга (см. рис. 5.4, *а*). Кривая $y = f(x)$ не касается оси x, и, следовательно, ток $i_2 = f(t_2)$ имеет конечную величину при любых значениях x, как показано на рис. 5.5, *а*. Если $X = 1$, то рассматриваемая точка

находится на окружности радиуса R. Кривая, описываемая точкой A, является обычной циклоидой (рис. 5.4, *б*). В точках, где циклоида касается оси абсцисс, ток $i_2 = f(x)$, построенный для этого случая на рис. 5.5, *б*, имеет острый пик, уходящий в бесконечность. При $X > 1$, т. е. при $r > R$, трохоида при каждом обороте круга дважды пересекает ось x (см. рис. 5.4, *в*). Это означает, что обратная ей функция тока должна иметь два бесконечно острых пика. Расстояние между пиками должно быть тем больше, чем больше величина X.

Случай $X > 1$ представляет некоторые кажущиеся трудности для нахождения графика тока $i_2 = f(t_2)$. Как видно из рис. 5.4, *в*, в некотором интервале изменения x возможны двузначность или трехзначность функции $y = f(x)$. Особенное затруднение может вызвать то обстоятельство, что одно из значений y при этом является отрицательным.

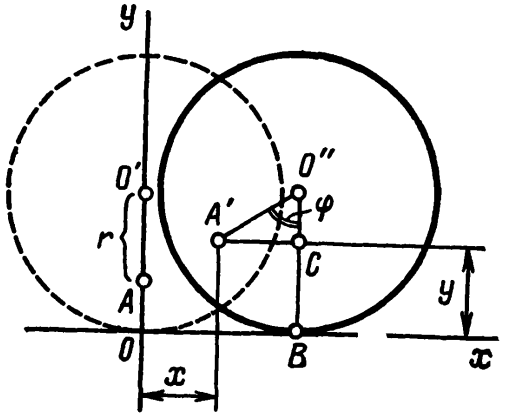


Рис. 5.3. К уравнениям трохоиды в связи с расчетом конвекционного тока клистрона

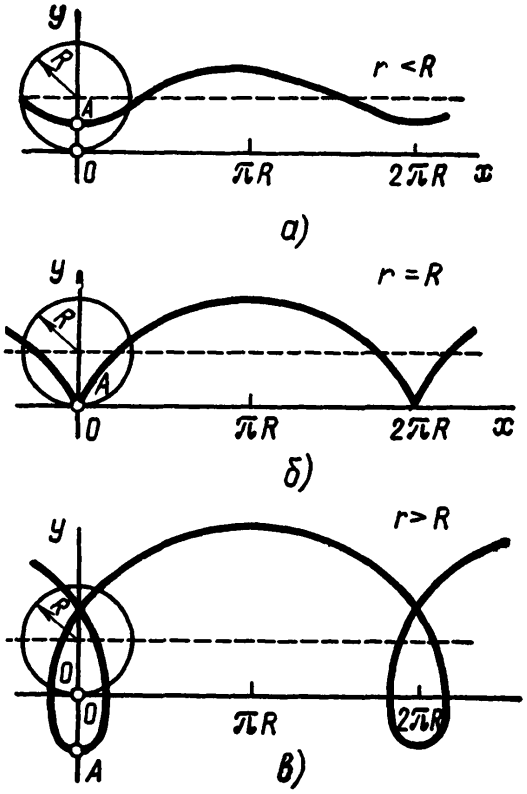


Рис. 5.4. Три типичных случая трохоиды, определяющих форму волны тока в клистроне

Сам по себе факт неоднозначности функции $y = f(x)$ легко объяснить, если снова обратиться к рис. 5.2. С физической точки зрения эта неоднозначность соответствует одновременному прохождению через выходной зазор нескольких групп электронов, вышедших из группирователя в разные моменты времени t_1. Таким образом, имеет место *перегон* одних групп электронов другими группами и последующее наложение нескольких групп в выходном зазоре. Отметим, что при $X \leqslant 1$ перегон отсутствует. С явлением перегона приходится сталкиваться в результате того, что для группировки использовано синусоидальное, а не идеальное пилообразное напряжение (см. § 2.8, д).

Для определения конвекционного тока в выходном зазоре в режиме перегона необходимо суммировать токи, созданные каждой из накладывающихся электронных групп. Поскольку направление

движения электронов в зазоре не изменяется, суммирование значений $\frac{1}{y}$ следует производить по абсолютной величине. Уравнения (5.11) и (5.15) при $X > 1$ должны быть, строго говоря, переписаны в виде

$$i_2 = I_0 \sum \left| \frac{dt_1}{dt_2} \right| = I_0 \sum \left| \frac{1}{y} \right|. \quad (5.18)$$

Форма волны конвекционного тока при $X > 1$ качественно изображена на рис. 5.5, *в*.

Таким образом, переменная составляющая конвекционного тока, получаемая в результате группировки электронов, имеет в общем случае резко несинусоидальный характер. В системе координат, связанной с центром одного из сгустков и двигающейся со скоростью v_0, наблюдаются постепенно нарастающие уплотнения электронов. Форма этих уплотнений постепенно изменяется соответственно увеличению параметра X.

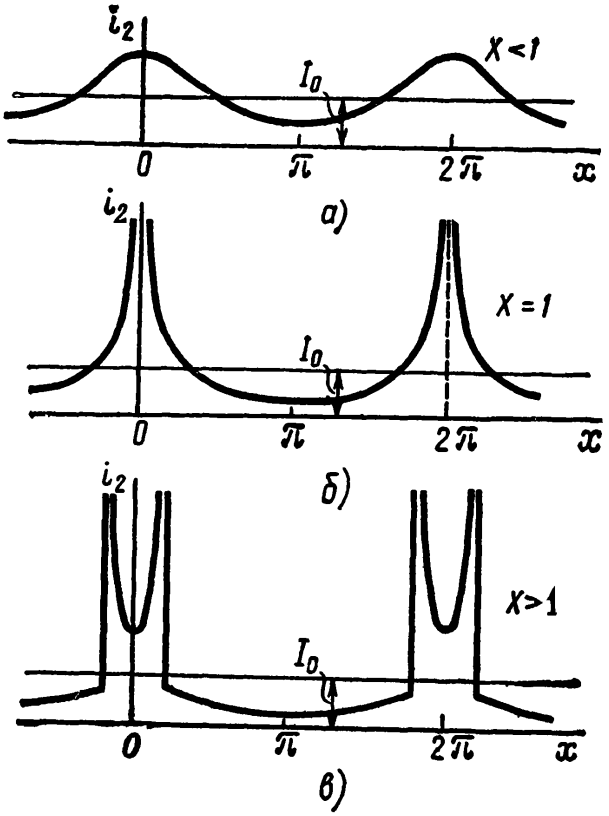


Рис. 5.5. Форма волны конвекционного тока в двухрезонаторном клистроне при трех типичных значениях параметра группирования X

Напомним, что ток i_2, представленный на рис. 5.5, характеризует лишь группировку электронов в пучке. Вопрос о том, какой ток будет наведен электронами в выходном зазоре, должен решаться с учетом свойств выходного зазора.

в. Электронный к. п. д. двухрезонаторного клистрона

Пусть в выходной зазор усилительного, умножительного или генераторного клистрона поступает электронный поток, переменная составляющая которого описывается уравнениями (5.16)—(5.18). Найдем мощность, выделяющуюся в нагрузке, соединенной с зазором, и к. п. д. клистрона.

Используем для решения поставленной задачи общие принципы наведения тока, рассмотренные в § 2.3 и 2.4. Ввиду несинусоидального характера конвекционного тока необходимо представить его в виде гармонического ряда Фурье. Поскольку выходной зазор клистрона является частью высокодобротного полого резонатора, достаточно рассмотреть лишь одну из гармоник наведенного тока, близкую к частоте, на которую настроен выходной резонатор. Конечная протяженность выходного зазора требует учета коэффициента взаимодействия зазора с пучком.

Конвекционный ток пучка клистрона является четной функций времени (переменной x), поэтому при разложении в ряд Фурье достаточно

ограничиться рассмотрением косинусоидальных членов:

$$i_2(x) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos nx,$$

где

$$A_0 = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} i_2(x)\,dx; \quad A_n = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi} i_2(x)\cos nx dx.$$

Из уравнения (5.14), производя дифференцирование, имеем:

$$dx = \omega dt_2. \tag{5.19}$$

Подставляем уравнения (5.11) и (5.19) в выражение постоянной составляющей ряда Фурье:

$$A_0 = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} I_0 \frac{dt_1}{dt_2}\omega dt_2 = I_0.$$

Как и следовало ожидать, при принятых допущениях постоянная составляющая разложения равна постоянному конвекционному току пучка, входящему в первый резонатор клистрона.

Переходим к вычислению коэффициентов A_n. Используя снова уравнения (5.11) и (5.19), а также (5.17), имеем

$$A_n = 2I_0 \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} \cos(n\varphi - nX\sin\varphi)d\varphi.$$

Полученный интеграл не выражается в элементарных функциях, но имеет вид, известный в теории бесселевых функций. Сравнивая полученное выражение с интегральной записью функции Бесселя первого рода*, нетрудно получить:

$$A_n = 2I_0 J_n(nX).$$

Окончательно разложение мгновенного конвекционного тока клистрона в ряд Фурье имеет вид

$$i_2(x) = I_0 + 2I_0 \sum_{n=1}^{\infty} J_n(nX)\cos nx. \tag{5.20}$$

Таким образом, амплитуда n-й гармоники конвекционного электронного тока, поступающего во второй резонатор, равна

$$I_{2n} = 2I_0 J_n(nX). \tag{5.21}$$

Амплитуда тока, наведенного в выходном резонаторе, равна амплитуде конвекционного тока I_{2n}, умноженной на коэффициент взаимо-

---

* Интегральное представление функции Бесселя первого рода n-го порядка при целом n имеет вид $J_n(z) = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} \cos(n\varphi - z\sin\varphi)\,d\varphi$.

действия пучка с зазором при частоте данной гармоники. Обозначим этот коэффициент через M_{2n}. Мощность, отдаваемая электронным пучком в выходном резонаторе на n-й гармонике, может быть теперь определена по обычным электротехническим соотношениям в виде:

$$P_{2n} = \frac{1}{2} U_{2n} M_{2n} I_{2n} \cos \psi, \tag{5.22}$$

где U_{2n} — амплитуда напряжения n-й гармоники на выходном зазоре; ψ — угол сдвига между наведенным током и напряжением, созданным в зазоре за счет протекания наведенного тока по стенкам резонатора.

Подставляя выражение конвекционного тока (5.21) в (5.22), получаем:

$$P_{2n} = U_{2n} M_{2n} I_0 J_n (nX) \cos \psi. \tag{5.23}$$

Мощность постоянного тока, подведенная к ускоряющему зазору (электронной пушке) клистрона, равна $P_0 = I_0 U_0$. При отсутствии высокочастотного сигнала вся мощность P_0 рассеивается на коллекторе, если последний находится под тем же постоянным напряжением U_0 (см. рис. 5.1).

Будем называть *электронным к. п. д.* $\eta_{эл}$ отношение мощности P_{2n}, отданной электронным потоком СВЧ полю в выходном резонаторе на n-й гармонике, к подведенной мощности P_0. Тогда с учетом (5.23)

$$\eta_{эл} = \frac{P_{2n}}{P_0} = \frac{M_{2n} U_{2n}}{U_0} J_n (nX) \cos \psi. \tag{5.24}$$

Рассмотрим условия, при которых достигается максимальный электронный к. п. д. клистрона. Сомножители, входящие в уравнение (5.24), можно считать взаимно независимыми.

Максимальное значение $\cos \psi$ равно единице. С физической точки зрения этот режим ($\psi = 0$) соответствует прохождению электронных сгустков в моменты максимального тормозящего поля в выходном зазоре клистрона.

Величина $M_{2n} U_{2n}$, входящая в (5.24), представляет собой амплитуду напряжения на эквивалентном выходном зазоре, имеющем нулевую протяженность и находящемся в центре реального зазора (см. § 2.8, б). Амплитуда U_{2n} зависит по закону Ома от амплитуды наведенного тока, а также от полной проводимости нагруженного резонатора. Поэтому на первый взгляд кажется, что при уменьшении суммарной проводимости резонатора и нагрузки, трансформированной к сечению выходного зазора, величина U_{2n} и, следовательно, отношение $M_{2n} U_{2n} / U_0$ могут принимать сколь угодно большие значения. Однако простое физическое рассуждение, приведенное в § 2.4,б, показывает существование верхнего предела. Для того чтобы электроны не отбрасывались из зазора назад, напряжение на бесконечно узком зазоре не должно превышать величины U_0 или, точнее, величины $(U_0 - U_1)$, где U_1 — амплитуда колебаний на первом зазоре. При этом не учитывается разброс скоростей электронов, обусловленный скоростной модуляцией в первом зазоре, т. е. снова полагается, что $v_1 \ll v_0$. Таким образом, можно считать, что максимальная величина отношения $M_{2n} U_{2n} / U_0$ равна единице.

Остается рассмотреть еще один множитель в уравнении (5.24) — величину $J_n(nX)$. На рис. 5.6 построены графики бесселевых функций $J_n(nX)$ для трех значений n. Из графиков видно, что для каждого значения n существует определенная величина $X_{макс}$, обеспечивающая максимум функции $J_n(nX)$.

Подставляя в уравнение (5.24) $\cos\psi = 1$; $\frac{M_{2n}U_{2n}}{U_0} = 1$, получаем выражение максимального электронного к. п. д. двухрезонаторного клистрона на n-й гармонике в виде:

$$\eta_{эл.\ макс} = \{J_n(nX)\}_{макс}. \qquad (5.25)$$

В табл. 5.1 приведены значения максимального электронного к. п. д. клистрона и соответствующие оптимальные значения параметра группировки $X_{макс}$ для различных номеров гармоник n.

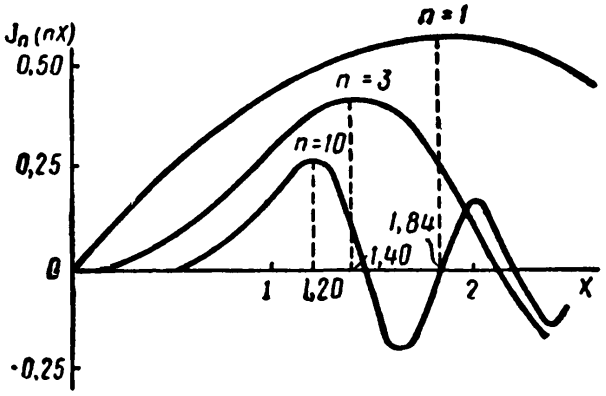


Рис. 5.6. Графики бесселевых функций, определяющих амплитуду первой, третьей и десятой гармоник конвекционного тока в двухрезонаторном клистроне

Максимальная величина электронного к. п. д. двухрезонаторного клистрона на первой гармонике в рамках рассмотренной теории оказывается равной 58,2%. Оптимальная величина параметра группировки $X_{макс}$ для любых номеров гармоник превышает единицу и при $n = 1$ равна 1,84. Таким образом, оптимальная форма волны конвекционного тока в двухрезонаторном клистроне должна содержать два пика, показанных на рис. 5.5, *в**.

Если уменьшать параметр X, например, уменьшая амплитуду входного сигнала U_1 или увеличивая ускоряющее напряжение U_0, то электронный поток оказывается *недогруппированным*. К. п. д. и выход-

Таблица 5.1

Максимальный электронный к. п. д. двухрезонаторного клистрона и оптимальная величина параметра группировки при работе выходного зазора на n-й гармонике входного сигнала

n	$\eta_{эл.\ макс}$, %	$X_{макс}$	n	$\eta_{эл.\ макс}$, %	$X_{макс}$
1	58,2	1,84	8	32,0	1,22
2	48,7	1,53	...	...	...
3	43,4	1,40	16	26,0	1,13
...	...	...			

* Подчеркнем еще раз, что это справедливо только при модуляции пучка синусоидальным напряжением. Более благоприятной формой конвекционного тока являются очень короткие прямоугольные импульсы (см. § 2.4, б). Этот случай, однако, требует специальной формы модулирующего напряжения, рассмотренной в § 2.8, д.

ная мощность при этом падают. Уменьшение к. п. д. наступает также при *перегруппировке* пучка, когда значение параметра X превышает оптимальную величину.

Реально достижимая величина электронного к. п. д. двухрезонаторных клистронов оказывается ниже, чем следует из рассмотренных расчетов, за счет оседания части электронного потока на сетках резонаторов. Полный к. п. д. клистрона, как и любого другого прибора, с учетом высокочастотных потерь в колебательной системе определяется произведением электронного к. п. д. и к. п. д. резонаторной системы $\eta_{рез}$:

$$\eta_{полн} = \eta_{эл}\,\eta_{рез}. \qquad (5.26)$$

Величина $\eta_{рез}$ зависит от отношения собственной и нагруженной добротностей выходного резонатора клистрона [1] и может иметь порядок 60—80%. С учетом этого полный к. п. д. типичных двухрезонаторных клистронов не превышает обычно 25—30%.

г. Разгруппировка электронного потока в пространстве дрейфа

При значительной плотности тока в пучке нельзя пренебречь действием пространственного заряда на процесс формирования электронных сгустков. Наибольший интерес представляет действие переменной составляющей пространственного заряда, которая на рассматриваемых частотах не может быть скомпенсирована положительными ионами.

Различают два вида действия пространственного заряда на группированный электронный поток в клистроне.

1. В результате группировки электронного потока создается электрическое поле, стремящееся расширить электронные сгустки в поперечном направлении. Этот вид действия пространственного заряда, получивший название *поперечной разгруппировки*, сходен с расфокусировкой пучка в обычных электронно-лучевых приборах. Поперечная разгруппировка может привести к тому, что часть электронов, входящих в состав сгустков, начнет попадать на стенки трубы дрейфа. Этот вид разгруппировки может быть устранен или значительно ослаблен применением фокусирующего продольного магнитного поля. В дальнейшем поперечная разгруппировка анализироваться не будет.

2. Более специфичным для работы клистрона является действие *продольной разгруппировки*. Этот вид разгруппировки обусловлен продольным электрическим полем, возникающим в пучке в промежутках между центрами электронных сгустков. Электроны, стремящиеся под действием скоростной модуляции сместиться к центру группы и уплотнить сгусток, встречают отталкивающее действие уже сгруппированных электронов. В результате форма электронных сгустков «сглаживается». Амплитуда первой гармоники (и всех других гармоник) уменьшается, что влечет за собой падение выходной мощности.

Для расчета продольной разгруппировки можно найти напряженность электрического поля, созданного по уравнению Пуассона переменной составляющей пространственного заряда. После этого следует рассмотреть движение электронов в системе координат, двигающейся

с неизменной скоростью пучка v_0, с учетом найденного разгруппирующего поля.

Расчеты показывают, что действие пространственного заряда сводится к уменьшению эффективного параметра группировки X' в сравнении со случаем, когда пространственным зарядом можно пренебречь. Величина X' оказывается связанной с обсуждавшимся параметром группировки X уравнением

$$X' = X \frac{\sin hs}{hs}, \tag{5.27}$$

где s — длина пространства дрейфа и h — параметр пространственного заряда, равный

$$h = \frac{\omega_п}{v_0} = \frac{2\pi\nu_п}{v_0}. \tag{5.28}$$

Через $\omega_п$ обозначена собственная круговая частота колебаний электронной плазмы, рассмотренная в § 2.9; $\nu_п$ — плазменная частота в герцах.

Величину $v_0/\nu_п$, входящую в (5.28) и имеющую размерность длины, принято называть *плазменной длиной волны* $\lambda_п$. С учетом (2.84) в нерелятивистском случае имеем:

$$\lambda_п = \frac{v_0}{\nu_п} = 2\pi \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 U_0}{J_0}} \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}. \tag{5.29}$$

Через U_0 и J_0 обозначены постоянное ускоряющее напряжение и постоянная составляющая плотности конвекционного тока в электронном пучке.

Явление продольной разгруппировки не позволяет неограниченно повышать коэффициент усиления клистрона, увеличивая длину дрейфа. В самом деле, в соответствии с уравнением (5.27) при $hs = \pi$, т. е. при длине дрейфа, равной половине плазменной длины волны, происходит полная разгруппировка электронного потока ($X' = 0$). Выходная мощность клистрона при этом равна нулю. Как будет показано, существует оптимальная длина пространства дрейфа, при которой коэффициент усиления двухрезонаторного прямопролетного клистрона имеет наибольшую величину.

§ 5.3. ДВУХРЕЗОНАТОРНЫЕ КЛИСТРОННЫЕ УСИЛИТЕЛИ

В сравнении с приборами, использующими электростатическое управление электронным потоком, двухрезонаторные клистронные усилители имеют некоторые преимущества:

1) более высокий к. п. д. в диапазоне сантиметровых волн;

2) малая величина мощности, потребляемой для группирования электронного потока, и как следствие более высокий коэффициент усиления;

3) способность работать в диапазоне более высоких частот.

В настоящее время существуют усилители СВЧ — многорезонаторные клистроны, лампы бегущей волны и другие, обладающие еще более совершенными параметрами и более широко используемые на практике. Тем не менее, двухрезонаторные клистронные усилители заслуживают отдельного рассмотрения. Многие свойства этих приборов являются общими для всех пролетных клистронных усилителей. Ознакомление со свойствами двухрезонаторных усилительных клистронов необходимо для правильного понимания многорезонаторных клистронов, представляющих большой практический и принципиальный интерес.

а. Зависимость выходной мощности от мощности, поступающей на вход усилителя

Обратимся к эквивалентной схеме входного резонатора клистрона, изображенной на рис. 5.7, *а*. Кроме эквивалентной активной проводимости G_1, характеризующей потери в «холодном» резонаторе, на этой

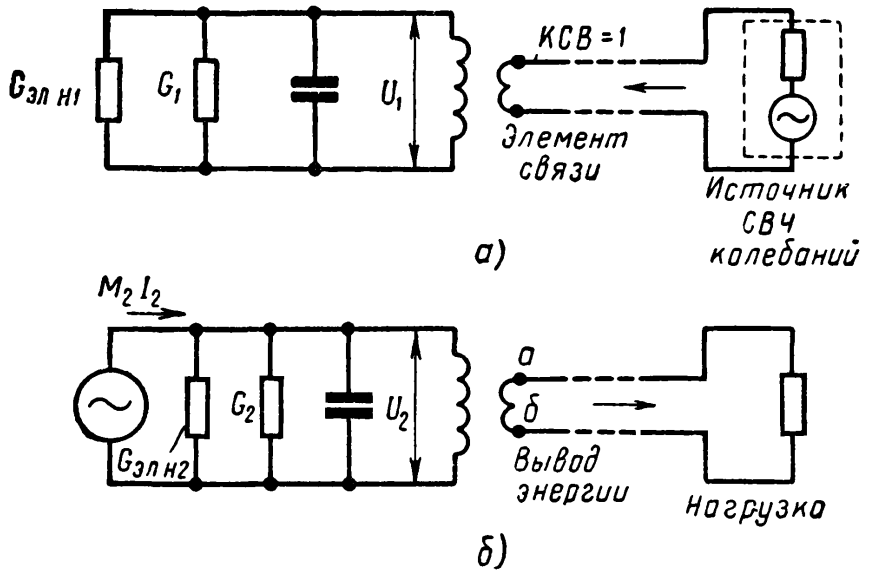


Рис 5.7 Эквивалентные схемы входного (*а*) и выходного (*б*) резонаторов пролетного усилительного клистрона

схеме показана активная проводимость электронной нагрузки $G_{эл.н.1}$, обусловленная прохождением через резонатор немодулированного электронного потока (см. § 2.8).

Угол пролета электронов через зазоры клистрона выбирается обычно в пределах от $\frac{\pi}{2}$ до π*. Поэтому величина $G_{эл\ н.1}$ является положительной и при большой проводимости электронного потока по постоянному току I_0/U_0 определяет основную часть мощности, рассеиваемой во входном резонаторе.

Элемент связи первого резонатора с входной линией конструируется таким образом, чтобы обеспечить поступление максимальной мощ-

* Напомним, что угол пролета электронов через зазор не должен приближаться к 2π, т. к при этом уменьшается величина коэффициента взаимодействия M и резко падает эффективность работы клистрона.

ности в резонатор от источника колебаний (предполагается, что внутреннее сопротивление источника согласовано с рассматриваемой передающей линией). Этому условию отвечает режим критической связи, т. е. согласования «горячего» резонатора с входной линией при настройке на рабочую частоту.

Таким образом, мощность входного сигнала $P_{вх}$ при выполнении условия согласования связана с амплитудой напряжения на первом зазоре клистрона соотношением

$$P_{вх} = \frac{1}{2} U_1^2 (G_1 + G_{эл.\ н.\ 1}).$$

Для удобства расчетов выразим величину U_1 через параметр группировки X. Согласно соотношению (5.8) имеем:

$$U_1 = \frac{2U_0}{M_1 \Theta} X; \quad P_{вх} = \frac{2U_0^2 (G_1 + G_{эл.\ н.\ 1})}{M_1^2 \Theta^2} X^2. \tag{5.30}$$

Перейдем к рассмотрению мощности, отдаваемой модулированным по плотности электронным потоком во втором резонаторе клистрона. Обратимся к эквивалентной схеме выходного резонатора, изображенной на рис. 5.7, *б*. Будем считать, что выходной резонатор настроен на частоту, близкую к частоте первой гармоники конвекционного тока ($n = 1$). Зазор, пронизываемый сгруппированным электронным пучком, представим генератором тока с комплексной амплитудой $M_2 I_2$. Тогда комплексная амплитуда напряжения на зазоре $\dot{U}_2$ составляет

$$\dot{U}_2 = \frac{M_2 \dot{I}_2}{(G_2 + G'_н + G_{эл.\ н\ 2}) + j(B_2 + B'_н)}. \tag{5.31}$$

Через $G'_н$ и $B'_н$ обозначены соответственно активная и реактивная проводимости нагрузки, трансформированные из сечения *аб* в сечение зазора; G_2 и B_2 — активная и реактивная проводимости второго резонатора. Отметим, что электронная нагрузка $G_{эл\ н.2}$ может в общем случае отличаться от рассмотренной электронной нагрузки первого резонатора. Существенную роль в этом играют нелинейные эффекты, возникающие в режиме больших амплитуд. Кроме того, на электронную нагрузку могут влиять вторичные электроны, возникающие в области выходного зазора.

Выходная мощность усилителя $P_{вых}$ определяется мощностью, рассеиваемой на трансформированной активной проводимости нагрузки $G_н'$, т. е.

$$P_{вых} = \frac{1}{2} |\dot{U}_2|^2 G'_н.$$

Используя уравнения (5.31) и (5.21) и отвлекаясь пока от явления разгруппировки под действием пространственного заряда, получаем:

$$P_{вых} = 2M_2^2 I_0^2 \{J_1(X)\}^2 \frac{G'_н}{(G_2 + G'_н + G_{эл.\ н.\ 2})^2 + (B_2 + B'_н)^2}. \tag{5.32}$$

Заметим, что (5.32) не противоречит выведенному ранее уравнению (5.23). Применимость (5.32) ограничена режимом, когда выходной зазор обладает свойствами генератора тока, т. е. ограничена соотношением $U_2 < U_0$.

Уравнения (5.30) и (5.32) показывают, что входная и выходная мощности клистронного усилителя при прочих равных условиях связаны с параметром группировки соотношениями

$$P_{вх} \sim X^2; \quad P_{вых} \sim \{J_1(X)\}^2.$$

На рис. 5.8, *а* построен график $\{J_1(X)\}^2 = f(X^2)$, определяющий в относительных единицах зависимость $P_{вых} = f(P_{вх})$ для двухрезонаторного клистронного усилителя. Форма «амплитудной харак-

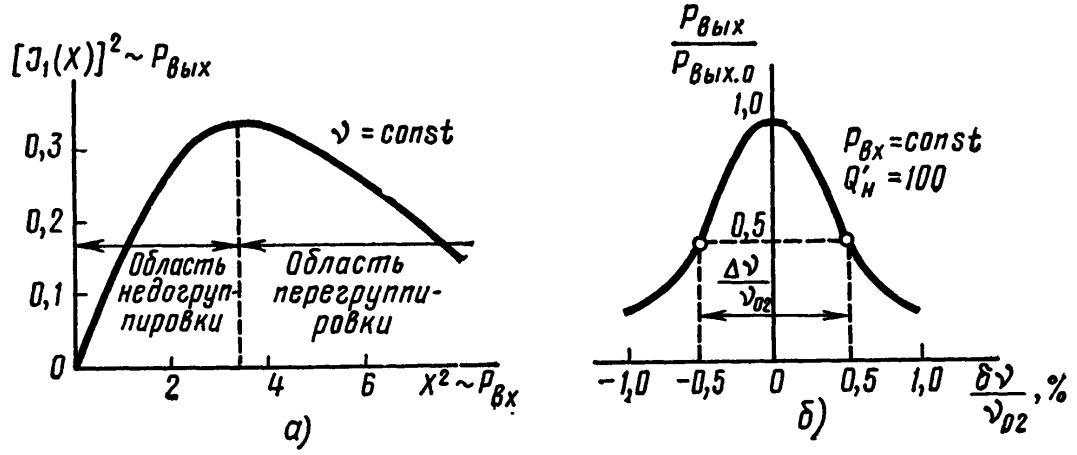


Рис. 5.8. Зависимость выходной мощности двухрезонаторного клистронного усилителя от мощности входного сигнала (*а*) и от частоты (*б*)

теристики», изображенной на рис. 5.8, *а*, объясняется с физической точки зрения следующим образом. Начальный прямолинейный участок кривой, постепенно искривляющийся с ростом параметра X, соответствует режиму недогруппировки электронного потока ($X < 1{,}84$). При оптимальной группировке ($X = 1{,}84$) выходная мощность клистрона максимальна. Дальнейший рост входной мощности ($X > 1{,}84$) вызывает перегруппировку пучка, что приводит к снижению выходной мощности. Изменение выходной мощности при еще большем увеличении параметра X, не показанное на рис. 5.8, *а*, должно характеризоваться периодически чередующимися максимумами и спадами выходной мощности до нуля. Амплитуда максимумов быстро уменьшается с ростом параметра X.

Для получения максимального усиления при минимальной нелинейности следует использовать начальный участок характеристики $P_{вых} = f(P_{вх})$. Это — область работы входных усилителей. Напротив, если желательно достижение максимальной выходной мощности и если нелинейность характеристики не играет существенной роли, то рабочая точка клистрона должна находиться вблизи максимума кривой $P_{вых} = f(P_{вх})$. Такой режим наиболее желателен для мощных усилителей.

Таким образом, при рассмотрении усилительных клистронов можно говорить о двух режимах их работы — режиме максимального усиления и режиме максимального к. п. д. и максимальной выходной мощности. Подразделение на указанные режимы часто используется при работе с другими усилительными приборами СВЧ.

б. Коэффициент усиления двухрезонаторного клистрона

В соответствии с общим определением, приведенным в § 3.5, под коэффициентом усиления клистрона понимают выраженную в децибелах величину

$$K = 10 \lg \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}}. \tag{5.33}$$

Подставим в (5.33) полученные выше выражения входной и выходной мощностей (5.30) и (5.32). Для учета разгруппировки под действием расталкивающих сил пространственного заряда в уравнении (5.32) вместо параметра X следует подставить величину X', определяемую соотношением (5.27).

Максимум коэффициента усиления в зависимости от полной проводимости нагрузки достигается при условии

$$B_2 + B'_{\text{н}} = 0; \quad G'_{\text{н}} = G_2 + G_{\text{эл н. 2}},$$

т. е. при сопряженном согласовании нагрузки с выходным резонатором клистрона. Обозначая коэффициент усиления, соответствующий согласованию, через K_0, получаем:

$$K_0 = 20 \lg \left\{ \frac{M_1 M_2 I_0 \Theta}{2U_0 \sqrt{(G_1 + G_{\text{эл. н. 1}})(G_2 + G_{\text{эл. н. 2}})}} \frac{J_1(X')}{X} \right\}. \tag{5.34}$$

В режиме линейного усиления при малом сигнале, когда $X' \ll 1$ и $J_1(X') \approx \frac{X'}{2}$, коэффициент усиления K_0 имеет наибольшую возможную величину и равен

$$K_{0\,\text{макс}} = 20 \lg \left\{ \frac{M_1 M_2 I_0 \Theta}{4U_0 \sqrt{(G_1 + G_{\text{эл. н. 1}})(G_2 + G_{\text{эл. н. 2}})}} \frac{X'}{X} \right\}. \tag{5.35}$$

Уравнение (5.35) указывает, казалось бы, на возможность достижения сколь угодного высокого коэффициента усиления при увеличении угла пролета Θ. С физической точки зрения это означало бы, что для повышения коэффициента усиления достаточно лишь соответственно увеличить длину трубы дрейфа s. В действительности же неограниченному увеличению $K_{0\,\text{макс}}$ препятствует явление разгруппировки.

Используя в уравнении (5.35) выражение (5.27), определяющее параметр группировки X', с учетом волнового числа пространственного заряда h, получаем:

$$K_{0\,\text{макс}} \sim \sin(hs).$$

Таким образом, условием достижения наибольшего усиления является $hs = \frac{\pi}{2}$. Оптимальная длина дрейфа $s_{опт}$ равна одной четверти плазменной длины волны:

$$s_{опт} = \frac{\pi}{2h} = \frac{\lambda_п}{4}. \qquad (5.36)$$

На практике ограничение предельного коэффициента усиления двухрезонаторного клистрона проявляется очень резко. Создать двухрезонаторный усилитель, обладающий коэффициентом усиления выше 10—15 *дб*, обычно не удается.

в. Влияние расстройки входного и выходного резонаторов. Рабочая полоса частот

Частота колебаний, поступающих на выход клистрона в установившемся режиме, определяется только частотой входного сигнала. Поэтому любая расстройка резонаторов по отношению к частоте сигнала при неизменных прочих параметрах может влиять лишь на величину выходной мощности и на коэффициент усиления клистрона.

Наиболее просто рассмотреть влияние расстройки выходного резонатора, поскольку он не определяет режим группировки пучка. Обозначим нагруженную добротность выходного резонатора в «горячем» режиме, т. е. в присутствии электронного потока, через $Q'_н$. Если частота усиливаемого сигнала равна ν и расстройка невелика, то по уравнению нагруженной добротности (3.13) реактивная проводимость резонатора составляет

$$B_2 = 2Q'_н G_{полн} \frac{\nu - \nu_{02}}{\nu_{02}} = 2Q'_н G_{полн} \frac{\delta\nu}{\nu_{02}},$$

где ν_{02} — собственная частота выходного резонатора. Через $G_{полн}$ обозначена суммарная активная проводимость в сечении выходного зазора, равная в рассматриваемом случае $G_2 + G_{эл.н.2} + G_н'$.

Воспользуемся уравнением (5.32), определяющим выходную мощность клистрона. Положим для простоты, что реактивная проводимость нагрузки $B_н'$ равна нулю. Подставляя в (5.32) величины B_2 и $G_{полн}$, получаем:

$$P_{вых} = 2M_2^2 I_0^2 \{J_1(\chi)\}^2 \frac{G'_н}{G_{полн}^2 \left[1 + 4Q_н'^2 \left(\frac{\delta\nu}{\nu_{02}}\right)^2\right]}.$$

Если прочие параметры, в том числе входная СВЧ мощность и параметр группировки X, остаются неизменными, то максимум выходной мощности и коэффициента усиления получается при $\frac{\delta\nu}{\nu_{02}} = 0$. Обозначая выходную мощность при $\delta\nu = 0$ через $P_{вых\ 0}$, имеем:

$$P_{вых} = \frac{P_{вых.\ 0}}{1 + 4Q_н'^2 \left(\frac{\delta\nu}{\nu_{02}}\right)^2}. \qquad (5.37)$$

Уравнение (5.37) показывает, что выходная мощность клистрона резко падает при расстройке выходного резонатора по отношению к частоте сигнала, или, что то же, в случае изменения частоты сигнала при неизменной настройке выходного резонатора (см. рис. 5.8, *б*). Такой же характер имеет зависимость коэффициента усиления от частоты, носящая название *амплитудно-частотной характеристики*. Чем ниже «горячая» нагруженная добротность $Q_н'$, тем менее критична настройка выходного резонатора.

Уравнение (5.37) позволяет найти полосу частот клистрона $\frac{\Delta\nu}{\nu_{02}}$, определяемую его выходным резонатором. Принимая для оценки полосы уровень спада коэффициента усиления на 3 *дб* (см. § 3.5, *б*), следует положить: $P_{вых.0} = 2\,P_{вых}$. Поскольку величина $\delta\nu$, входящая в (5.37), отсчитывается в одну сторону от средней частоты ν_{02}, рабочая полоса частот $\Delta\nu$ равна $2\delta\nu$. Очевидные преобразования дают:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_{02}} = \frac{1}{Q_н'}. \tag{5.38}$$

Для расширения полосы оказывается необходимым снижать величину $Q_н'$, увеличивая связь с выходным трактом при неизменной величине Q_0, т. е. снижая внешнюю добротность $Q_{вн}$. Следует иметь в виду, однако, что уменьшение величины $Q_{вн}$ приводит к увеличению активной проводимости нагрузки $G_н'$, трансформированной к сечению зазора [см. (3.17)]. При этом перестает выполняться упоминавшееся условие оптимальной нагрузки, в результате чего снижается выходная мощность и падает коэффициент усиления на резонансной частоте.

Отсюда видно, что получить значительную полосу частот путем резкого снижения величины $Q_н'$ выходного резонатора можно ценой снижения коэффициента усиления и к. п. д. Произведение коэффициента усиления на полосу частот остается практически неизменным.

Несколько иным оказывается влияние расстройки входного резонатора клистрона по отношению к частоте сигнала. Изменение резонансной частоты ν_{01} первого резонатора при $\nu = \text{const}$ приводит к изменению входной проводимости резонатора и к отражению части мощности входного сигнала. Рассматривая схему, изображенную на рис. 5.7, *а*, нетрудно показать, что мощность, поступающая в первый резонатор, определяется уравнением

$$P_{вх} = \frac{P_{вх.0}}{1 + Q_{вн}^2\left(\frac{\delta\nu}{\nu}\right)^2}, \tag{5.39}$$

где $Q_{вн}$ — внешняя добротность рассматриваемого резонатора, $\delta\nu = \nu - \nu_{01}$ и $P_{вх.0}$ — мощность, поступающая в первый резонатор при согласовании на резонансной частоте (при КСВ, равном единице).

Уравнение (5.39) показывает, что расстройка входного резонатора при неизменной мощности входного сигнала $P_{вх.0}$ эквивалентна уменьшению входной мощности. Для дальнейших рассуждений можно использовать результаты расчета, приведенного в § 5.3, а. График

зависимости $P_{вых} = f(\frac{\delta\nu}{\nu_{01}})$ оказывается похожим на рис. 5.8, *б* и имеет максимум на частоте $\nu = \nu_{01}$.

Можно удостовериться, однако, что при большой величине параметра X на частоте $\nu = \nu_{01}$ эта кривая может иметь двугорбую форму, симметричную относительно точки $\delta\nu = 0$.

Проведенный анализ показывает, что при использовании двухрезонаторных клистронных усилителей необходимо производить тщательную настройку обоих резонаторов. При реально осуществимых значениях добротностей полых резонаторов рабочая полоса частот очень невелика и обычно не превышает долей процента от средней частоты. Этот недостаток, наряду с недостаточно высоким коэффициентом усиления, в значительной мере ограничивает возможности применения двухрезонаторных клистронных усилителей.

Тем не менее, эти приборы находят некоторое применение в диапазоне сантиметровых волн, где они позволяют получать в непрерывном режиме выходные мощности порядка единиц или десятков ватт. Пример параметров одного из усилительных двухрезонаторных клистронов приводится в § 5.6 (см. табл. 5.2).

§ 5.4. ДВУХРЕЗОНАТОРНЫЕ КЛИСТРОННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ И УМНОЖИТЕЛИ ЧАСТОТЫ

а. Основные свойства двухрезонаторного клистронного генератора

Устройство двухрезонаторного клистронного генератора схематически показано на рис. 5.9. Основным отличием этой схемы от клистронного усилителя (рис. 5.1, *а*) является присутствие элементов

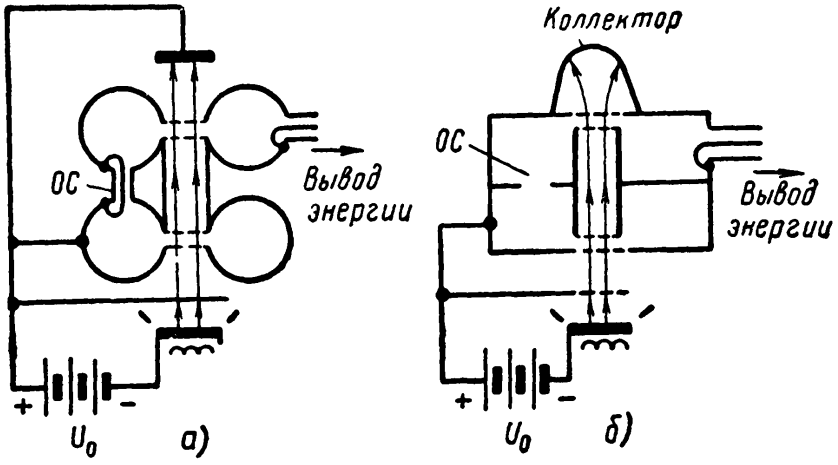


Рис. 5.9. Двухконтурный клистронный генератор с коаксиальной линией обратной связи ОС (*а*) и с отверстием связи в общей стенке резонаторов (*б*)

обратной связи. В конструктивном отношении элементы обратной связи могут быть похожи на устройства, описанные в § 4.4,в для случая триодного генератора с общей сеткой.

Присутствие обратной связи приводит к тому, что фаза колебаний в выходном резонаторе должна находиться в определенном соотношении с фазой колебаний во входном резонаторе. Это и определяет основное фазовое условие самовозбуждения двухрезонаторного клистрона.

На рис. 5.10 построены графики напряжений на входном и выходном зазорах клистрона; через φ_{oc} обозначен сдвиг фаз, определяемый устройством обратной связи. Электронные сгустки образуются относительно электронов, прошедших центр первого зазора в момент пе-

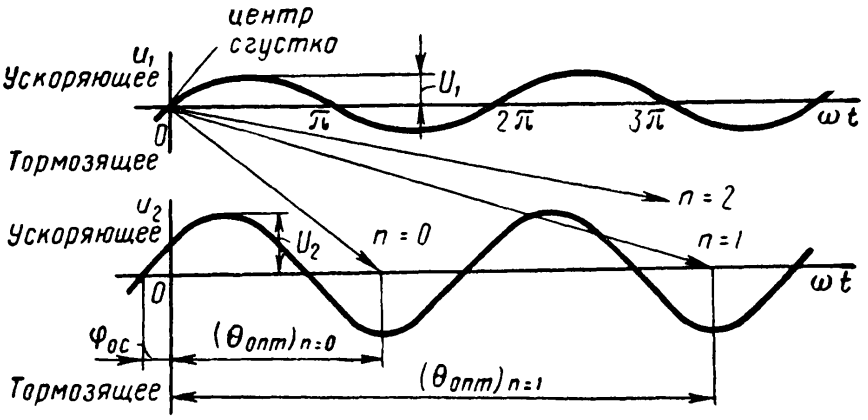


Рис. 5.10. Оптимальные углы пролета в пространстве дрейфа двухрезонаторного клистронного генератора

рехода поля от тормозящего к ускоряющему. Для отдачи максимальной энергии сгустки должны проходить выходной зазор в момент максимального тормозящего поля. Из рис. 5.10 видно, что оптимальный угол пролета в пространстве дрейфа должен составлять

$$\Theta_{опт} = \frac{3}{2}\pi - \varphi_{oc} + 2\pi n; \quad n = 0, 1, 2, \ldots$$

$$\Theta_{опт} = 2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right) - \varphi_{oc}. \qquad (5.40)$$

С другой стороны, угол дрейфа Θ согласно принятым выше обозначениям равен

$$\Theta = \frac{\omega s}{\sqrt{\frac{2e}{m}U_0}}.$$

Подставляя эту величину в (5.40), получаем:

$$\frac{\omega s}{\sqrt{\frac{2e}{m}U_{0\,опт}}} + \varphi_{oc} = 2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right). \qquad (5.41)$$

Уравнение (5.41) сходно по смыслу с рассматривавшимися в гл. 2 фазовыми условиями самовозбуждения других приборов СВЧ — монотрона и генератора тормозящего поля. Это уравнение при фиксиро-

ванной величине n приводится к знакомому виду $\lambda^2 U_0 = \text{const}$. Через $U_{0\,опт}$ в (5.41) обозначено оптимальное анодное (ускоряющее) напряжение, при котором сгустки попадают в максимальное тормозящее поле выходного зазора; генерируемая мощность проходит при этом через максимум.

Таким образом, при изменении напряжения U_0 должен наблюдаться ряд дискретных *зон генерации*, соответствующих целочисленным значениям n. В промежутках между зонами генерируемая мощность падает до нуля, как показано на рис. 5.11, *а*. Последнее обстоятельство легко понять из рис. 5.10: электронные сгустки попадают в этом случае в выходной зазор клистрона в моменты ускоряющего высокочастотного поля.

Номер зоны генерации n тем выше, чем больше время пролета электронных сгустков в трубе дрейфа. Зона генерации $n = 0$ является крайней со стороны высоких ускоряющих напряжений.

Особенностью двухрезонаторного клистрона является существование двух видов колебаний резонаторной системы с близко расположенными резонансными частотами ω_{01} и ω_{02}. В самом деле, всякая система, состоящая из N связанных контуров, имеет в общем случае N видов колебаний при условии, что каждый контур (резонатор) возбуждается только на одном виде колебаний. При идентичности резонаторов эти виды колебаний отличаются фазой поля в каждом из резонаторов. Поэтому уравнение (5.41) фактически распадается на два уравнения, имеющих одинаковую форму, но отличающихся друг от друга величиной резонансной частоты ω_{01} или ω_{02}. Области (зоны) генерации двухрезонаторного клистрона оказываются в общем случае двойными, т. е. для каждого значения n существуют два оптимальных значения ускоряющего напряжения. В зависимости от степени связи между резонаторами зоны генерации могут иметь форму, качественно показанную на рис. 5.11, *а*, *б*.

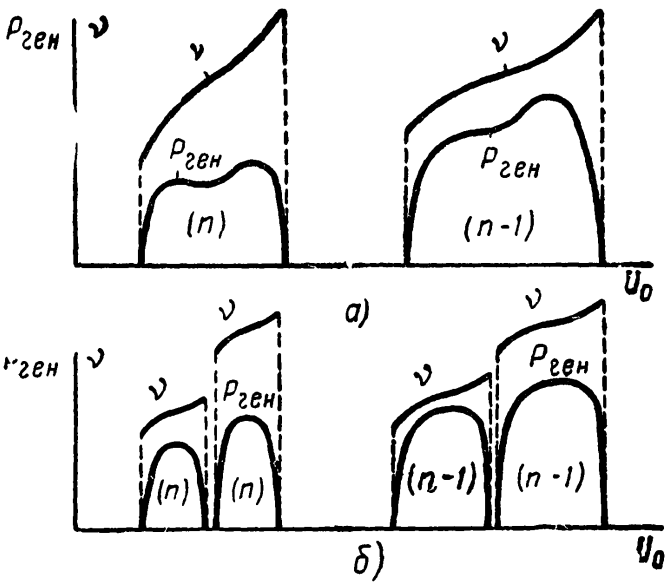


Рис. 5.11. Изменение генерируемой мощности и частоты двухрезонаторного клистронного генератора в зависимости от ускоряющего напряжения:
а — при слабой связи между резонаторами; *б* — при сильной связи

В пределах каждой двойной зоны происходит изменение частоты — электронная настройка. С физической точки зрения электронная настройка клистронного автогенератора объясняется изменением фазы наведенного тока в выходном зазоре при изменении ускоряющего напряжения U_0. Не останавливаясь на расчетах, укажем лишь, что величина электронной настройки двухрезонаторных клистронов невелика. Так, при частоте 3 *Гец* ($\lambda = 10$ *см*) типичные клистроны имеют диапазон электронной настройки порядка нескольких мегагерц. Изме-

нение частоты обычно не превышает десятка килогерц на один вольт ускоряющего напряжения.

Существенным недостатком электронной настройки в двухрезонаторных клистронах является потребление значительной мощности от источника напряжения, с помощью которого может производиться изменение частоты. Большого практического значения этот тип электронной настройки не имеет.

Максимальная выходная мощность и полный к. п. д. двухрезонаторных генераторов имеют такой же порядок, что и в случае двухрезонаторных усилителей. Поэтому использовать двухрезонаторные клистроны для получения весьма высокой мощности оказывается нецелесообразным в сравнении, например, с многорезонаторными клистронами, магнетронами и некоторыми другими приборами, имеющими более высокий к. п. д. Двухрезонаторные клистроны ввиду сравнительной сложности их конструкции и настройки не могут конкурировать и с отражательными клистронами в качестве измерительного генератора или гетеродина. Тем не менее, двухрезонаторные клистронные генераторы удается использовать в качестве генераторов накачки для параметрических усилителей, а также в роли передатчиков радиорелейных и допплеровских систем с выходной мощностью порядка единиц или десятков ватт. Достоинствами двухрезонаторных клистронов являются сравнительно высокая долговременная стабильность частоты, низкий уровень шумов вблизи генерируемой частоты, а также повышенный уровень мощности в сравнении, например, с отражательными клистронами, рассматриваемыми в § 5.7.

б. Двухрезонаторные клистроны — умножители частоты

Конвекционный ток двухрезонаторного клистрона имеет острые пики и богат высшими гармониками. Поэтому клистрон может быть с успехом использован не только в роли усилителя и генератора, но и в качестве умножителя частоты.

Принципиальная схема двухрезонаторного клистронного умножителя частоты показана на рис. 5.12. Второй резонатор имеет значительно меньшие размеры, чем первый резонатор, и настраивается на частоту, в n раз более высокую, чем входной резонатор. Для получения более компактной конструкции входного резонатора иногда прибегают к увеличению сосредоточенной «укорачивающей» емкости в первом резонаторе. Прочие детали конструкции сходны с конструкцией обычного двухрезонаторного клистронного усилителя.

Как было показано в § 5.2, теоретический к. п. д. двухрезонаторного клистрона очень медленно убывает при работе на более высоких гармониках. Оптимальные значения параметра группировки X для режима умножения частоты лежат в пределах $1{,}84 > X > 1$. Чем выше коэффициет умножения частоты, тем больше величина X приближается к единице. С физической точки зрения это объясняется тем, что для получения наибольшей амплитуды наведенного тока на n-й гармонике необходимо уменьшать расстояние между двумя пиками конвекционного электронного тока (см. рис. 5.5). Однако эти пики не должны сливаться в один пик, что имеет место при $X = 1$.

Как показывает график бесселевых функций $J_n(nX)$ (рис. 5.6), при умножении частоты оптимальная величина параметра X значительно более критична, чем в случае усиления на основной гармонике. Это означает, что клистронный умножитель частоты обладает повышенной чувствительностью к изменениям входной мощности и к расстройке входного резонатора, а также к изменению ускоряющего напряжения.

Одной из принципиальных особенностей умножителя частоты является значительное увеличение мощности, потребляемой на входе, в сравнении с клистронным усилителем, имеющим такую же выходную частоту и одинаковую выходную мощность. Это явление может быть качественно объяснено следующим образом. Оставляя неизменной частоту выходного сигнала ω_2, будем скачками уменьшать частоту входного сигнала ω_1, равную $\frac{\omega_2}{n}$. Тогда параметр группировки, равный

$$X = \frac{\omega_1 s v_1}{v_0^2} = \frac{\omega_2}{n} \frac{s v_1}{v_0^2},$$

начинает быстро падать. Падение величины X может быть компенсировано либо увеличением длины дрейфа s, либо повышением величины v_1 и, следовательно, входной мощности.

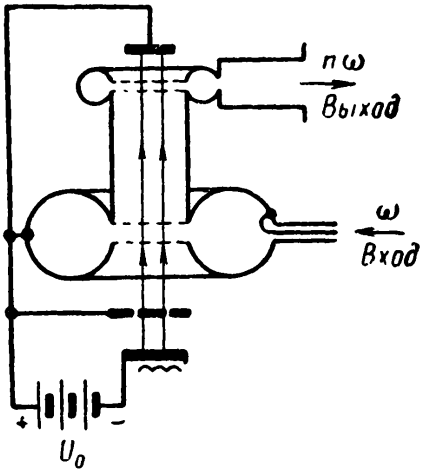


Рис 5.12. Двухрезонаторный клистронный умножитель частоты

Первый путь резко ограничен действием разгруппировки. Влияние электростатического расталкивания особенно сильно проявляется в тех участках электронного пучка, где образуются наибольшие уплотнения, соответствующие пикам конвекционного тока. Острые пики начинают сглаживаться, что в первую очередь влияет на содержание высших гармоник. Поэтому в умножителях частоты приходится не увеличивать, а несколько уменьшать длину дрейфа. Следовательно, для получения требуемого режима группировки остается лишь повышать входную мощность. Поскольку величина v_1 должна увеличиваться примерно пропорционально n, необходимое повышение входной мощности пропорционально n^2.

Необходимо отметить, что проведенные рассуждения имеют лишь ориентировочный характер, поскольку при большой амплитуде группирующего напряжения использованная здесь простейшая теория перестает быть справедливой. Однако опыт в основном подтверждает выводы, сделанные о работе умножителей частоты.

Клистронные умножители частоты не открывают принципиально новых возможностей в генерировании наиболее коротких волн в сравнении с рассматривавшимися до сих пор типами электронных приборов. Действительно, в клистронных умножителях сохраняются все ограничения, присущие пролетным клистронам и другим приборам с резонансными колебательными системами, основанным на кратковременном взаимодействии поля с электронным потоком. Основной об-

ластью применения клистронных умножителей частоты являются системы СВЧ, где требуется весьма высокая стабильность частоты. Пользуясь клистронами, можно получить колебания в сантиметровом и более коротковолновом диапазонах волн от источника колебаний более низкой частоты, стабилизированного кварцем или другим высокостабильным эталоном*.

В выпускаемых промышленностью типах клистронных умножителей выходная частота соответствует обычно гармоникам от $n = 3$ до $n = 10$. Выходная мощность не превышает десятков или сотен милливатт.

§ 5.5. МНОГОРЕЗОНАТОРНЫЕ ПРОЛЕТНЫЕ УСИЛИТЕЛЬНЫЕ КЛИСТРОНЫ

а. Качественное объяснение

Одним из путей повышения коэффициента усиления является каскадное включение обычных двухрезонаторных клистронов, показанное на рис. 5.13, *а*. Как известно, принцип каскадного соединения

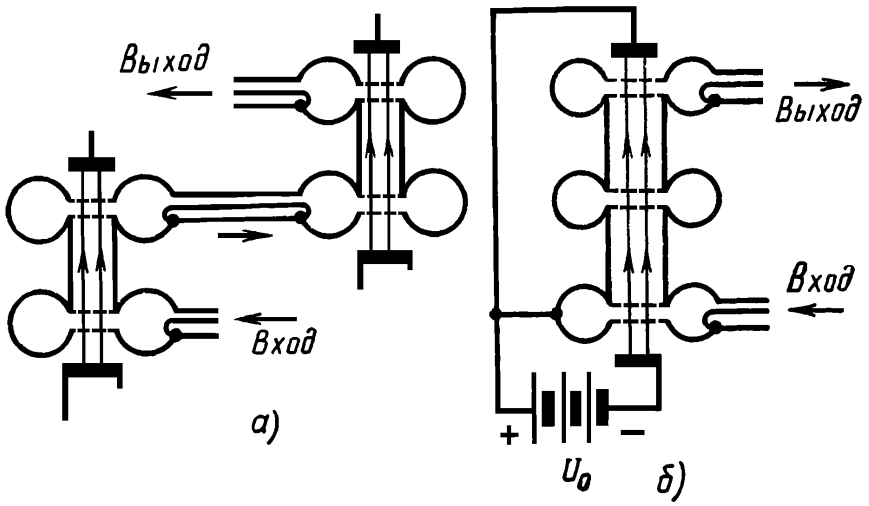


Рис. 5.13 Каскадное соединение усилительных двухрезонаторных клистронов (*а*) и трехрезонаторный клистронный усилитель (*б*)

усилителей широко применяется и вполне оправдывает себя в диапазоне более низких частот. Этот принцип используется также и в диапазоне СВЧ. Однако устройство, наладка и питание усилительного тракта (усилительной цепочки) при этом усложняются.

При рассмотрении рис. 5.13, *а* возникает мысль объединить второй резонатор первого каскада с первым резонатором второго каскада и использовать общий электронный луч, как показано на рис. 5.13, *б*. Клистрон, изображенный на этом рисунке, имеет в общем случае N полых резонаторов, разделенных промежутками дрейфа.

---

* Наиболее короткая длина волны, полученная в лабораторных условиях с помощью двухрезонаторного клистронного умножителя частоты, составляет 0,4 *мм* при $n = 20$.

Если бы механизм работы каждого каскада «объединенного» клистрона остался без изменений, то это дало бы следующие преимущества в сравнении с усилительной цепочкой, имеющей несколько независимых двухрезонаторных клистронов:

1) повышение общего коэффициента усиления за счет уменьшения числа резонаторов и уменьшения высокочастотных потерь в промежуточных резонаторах;

2) снижение мощности источников питания благодаря использованию одного и того же электронного потока;

3) упрощение настройки ввиду уменьшения числа настраиваемых контуров.

Как будет показано в дальнейшем, многорезонаторные клистроны имеют и другие, еще более важные преимущества. Это полностью оправдывает некоторое усложнение конструкции клистрона.

Процесс образования электронных сгустков в промежутках дрейфа многорезонаторного клистрона принято называть *каскадной группировкой*. Эта группировка может в общем случае отличаться от группировки, происходящей в пространстве дрейфа двухрезонаторного клистрона.

Рассмотрим для простоты трехрезонаторный клистрон (рис. 5.13, *б*). Положим, что промежуточный резонатор клистрона настроен точно на частоту входного сигнала (вопрос о влиянии расстройки этого резонатора рассматривается в дальнейшем). Электронный поток, поступающий из катода в первый резонатор, модулируется по скорости. Если модулирующее напряжение очень мало, то во второй резонатор поступают лишь слабо сформированные сгустки, подобные изображенным на рис. 5.5, *а*.

Прямая электромагнитная связь между резонаторами клистрона отсутствует. Поэтому при отсутствии электронного потока амплитуда СВЧ колебаний в промежуточном резонаторе равна нулю. Однако при прохождении электронных сгустков, как и в двухрезонаторном клистроне, по внутренней поверхности второго резонатора начинает протекать наведенный высокочастотный ток. Этот ток невелик, но он может создать между сетками второго резонатора напряжение, значительно превышающее напряжение сигнала на первом зазоре. Этому в значительной мере благоприятствует то обстоятельство, что второй резонатор не связан с внешней нагрузкой. Суммарная активная проводимость второго резонатора определяется только потерями в самом резонаторе и электронной нагрузкой зазора.

В установившемся режиме наведенный ток и напряжение, созданное электронами на втором зазоре, имеют частоту, в точности равную частоте сигнала. Далее, если резонатор настроен точно на частоту сигнала, то его реактивная проводимость равна нулю. Как было показано в § 2.4, в этом случае в момент прохождения сгустка через центр зазора автоматически устанавливается максимум тормозящего электрического поля.

Соответствующее построение приведено на рис. 5.14, где изображена пространственно-временна́я диаграмма движения четырех типичных электронов. Напомним, что при использовании метода дрейфа

сгусток образуется относительно электрона *1*, прошедшего первый зазор при переходе поля через нуль от тормозящего к ускоряющему (см. § 2.8).

Напряжение, наведенное на втором зазоре, в свою очередь производит скоростную модуляцию электронного потока. Эта дополнительная модуляция во втором зазоре отстает по фазе на $\frac{\pi}{2}$ от модуляции, полученной в первом зазоре. Иначе говоря, действие второго зазора

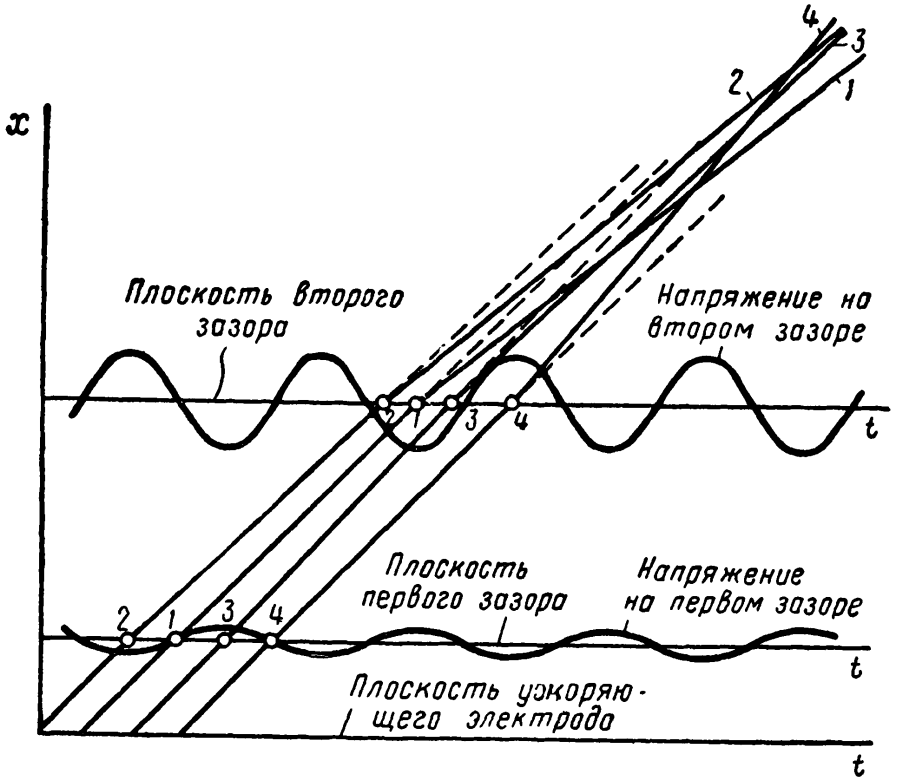


Рис. 5.14. Пространственно-временна́я диаграмма группировки электронов в трехрезонаторном клистроне при настройке второго резонатора на частоту усиливаемого сигнала. Пунктиром показано движение электронов, которое имелось бы при отсутствии второго резонатора

приводит к тому, что электрон типа *1*, движение которого показано на рис. 5.14, после прохождения через второй зазор перестает быть центром сгустка. Сгусток стремится теперь образоваться относительно электрона, прошедшего второй зазор на четверть периода позднее.

Изменение движения электронов можно проследить и на примере электрона типа *4*, который являлся наиболее неблагоприятным при группировке в первом пространстве дрейфа. После ускорения во втором зазоре этот электрон постепенно приближается к центру вновь образуемого сгустка.

Аналогичные процессы протекают в каждом промежуточном резонаторе многорезонаторного клистрона. Таким образом, анализ каскадной группировки становится весьма громоздким. Форма волны конвекционного тока, поступающего в выходной резонатор, может отличаться от кривой, рассмотренной на рис. 5.5, *в*.

Если начальной скоростной модуляцией, полученной в каждом предыдущем зазоре, можно пренебречь в сравнении со скоростной

модуляцией в следующем зазоре, то рассмотрение каскадного клистрона значительно упрощается. В этом случае клистрон, имеющий N резонаторов, можно разбить на $(N-1)$ простейших двухрезонаторных усилителей. Так, второй резонатор трехрезонаторного клистрона играет роль выходного резонатора по отношению к первому резонатору и роль группирователя по отношению к последнему резонатору. В общем случае следует рассматривать все резонаторы, кроме последнего, как сложный многорезонаторный группирователь, определяющий конвекционный электронный ток в выходном зазоре.

б. Кинематическая теория каскадной группировки. Коэффициент усиления многорезонаторного клистрона

Рассмотрим каскадную группировку в простейшем случае трехрезонаторного клистрона. Отвлечемся сначала от действия пространственного заряда и ограничимся, как и прежде, случаем малых амплитуд, за исключением выходного резонатора Напряжение на первом зазоре положим равным

$$u_1 = U_1 \sin \omega t_1; \quad U_1 \ll U_0.$$

Тогда по аналогии с (5.6) и (5 6 а) можно написать уравнение движения электронов в первой пролетной трубе в виде

$$t_2 = t_1 + \frac{s_{12}}{v_0 + v_1 \sin \omega t_1} \approx$$

$$\approx t_1 + \frac{s_{12}}{v_0} - \frac{s_{12} v_1}{v_0^2} \sin \omega t_1;$$

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \Theta_1 - X_{12} \sin \omega t_1, \quad (5.42)$$

где

$$X_{12} = \frac{\omega s_{12} v_1}{v_0^2} = \Theta_1 \frac{M_1 U_1}{2U_0}; \quad (5.43)$$

$$\Theta_1 = \frac{\omega s_{12}}{v_0}. \quad (5.44)$$

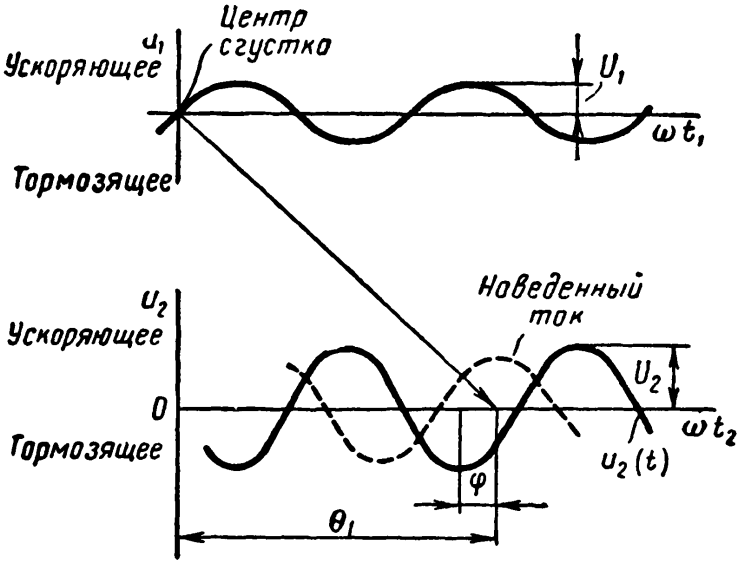


Рис. 5.15. Сдвиг фазы наведенного тока относительно напряжения на втором зазоре трехрезонаторного клистрона

Через X_{12} обозначен параметр группировки пучка, поступающего во второй зазор клистрона; s_{12} — длина пространства дрейфа между центрами первого и второго зазоров и Θ_1 — невозмущенный угол пролета в первом пространстве дрейфа Прочие обозначения пояснены в § 5.2.

Максимум тормозящего поля во втором резонаторе в зависимости от его настройки может быть сдвинут по фазе относительно прихода электронного сгустка на величину φ, как показано на рис. 5.15. Тогда напряжение на втором зазоре можно записать в виде

$$u_2 = -U_2 \cos(\omega t_2 - \Theta_1 + \varphi).$$

В частном случае при чисто активной проводимости резонатора $\varphi = 0$ и, как отмечалось выше, в момент прохождения сгустка в зазоре создается максимальное тормозящее поле.

Кинетическая энергия, которую рассматриваемый электрон имеет при вылете из второго зазора, равна

$$\frac{mv^2}{2} = e\{U_0 + M_1 U_1 \sin \omega t_1 - M_2 U_2 \cos(\omega t_2 - \Theta_1 + \varphi)\}.$$

Отсюда можно определить скорость электрона во втором пространстве дрейфа:

$$v=\sqrt{\frac{2e}{m}U_0\left\{1+\frac{M_1U_1}{U_0}\sin\omega t_1-\frac{M_2U_2}{U_0}\cos(\omega t_2-\Theta_1+\varphi)\right\}}.$$

По смыслу работы усилительного клистрона всегда можно положить: $\frac{M_2U_2}{U_0}<1$. Таким образом, последнее уравнение может быть приближенно записано в виде

$$v=v_0\left\{1+\frac{M_1U_1}{2U_0}\sin\omega t_1-\frac{M_2U_2}{2U_0}\cos(\omega t_2-\Theta_1+\varphi)\right\}.$$

Момент прибытия электрона в центр третьего зазора t_3 можно найти из условия

$$t_3=t_2+\frac{s_{23}}{v}\approx t_2+\frac{s_{23}}{v_0}\left\{1-\frac{M_1U_1}{2U_0}\sin\omega t_1+\frac{M_2U_2}{2U_0}\cos(\omega t_2-\Theta_1+\varphi)\right\},$$

где s_{23} — длина второго пространства дрейфа.

Умножая это уравнение на частоту усиливаемого сигнала ω, имеем:

$$\omega t_3=\omega t_2+\Theta_2-\Theta_2\frac{M_1U_1}{2U_0}\sin\omega t_1+\Theta_2\frac{M_2U_2}{2U_0}\cos(\omega t_2-\Theta_1+\varphi)\ . \qquad (5.45)$$

Здесь через Θ_2 обозначен невозмущенный угол пролета во втором пространстве дрейфа, равный

$$\Theta_2=\frac{\omega s_{23}}{v_0}. \qquad 5.46)$$

Для того чтобы выразить фазу прибытия в третий зазор через фазу прохождения первого зазора, подставляем уравнение (5.42) в (5.45). Используя обозначения

$$X_{13}=(\Theta_1+\Theta_2)\frac{M_1U_1}{2U_0}; \qquad (5.47)$$

$$X_{23}=\Theta_2\frac{M_2U_2}{2U_0}, \qquad (5.48)$$

получаем:

$$\omega t_3=\omega t_1+\Theta_1+\Theta_2-X_{13}\sin\omega t_1+X_{23}\cos(\omega t_1-X_{12}\sin\omega t_1+\varphi). \qquad (5.49)$$

Величины X_{13} и X_{23} имеют соответственно смысл параметров группировки пучка, который поступал бы в третий зазор под действием только первого или только второго зазора (при отсутствии другого резонатора, но при неизменных расстояниях s_{12} и s_{23}).

Произведем преобразования последнего члена в уравнении (5.49). Раскладывая в ряд выражения $\cos(X_{12}\sin\omega t_1)$ и $\sin(X_{12}\sin\omega t_1)$ и используя первые члены, приводим уравнение (5.49) при $\frac{X_{12}^2}{2}\ll 1$ к виду:

$$\omega t_3-\Theta_1-\Theta_2=\omega t_1-X_{13}\sin\omega t_1+X_{23}\cos(\omega t_1+\varphi)+X_{12}X_{23}\sin\omega\, t_1\sin(\omega t_1+\varphi). \qquad (5.50)$$

Это уравнение, подобно уравнению (5.10) в теории двухрезонаторных клистронов, определяет характер группировки в трехрезонаторном клистроне и форму волны конвекционного тока Сравнивая уравнения (5.10) и (5 50), видим сложность процессов, происходящих при каскадной группировке.

Рассмотрим приближенное решение уравнения (5.50) при условии, что в нем можно пренебречь последним членом, т. е. $X_{12}\ll 1$. Параметры группировки

X_{13} и X_{23} могут быть при этом величинами одного порядка, соизмеримыми с единицей После простых преобразований получаем:

$$\omega t_3 - \Theta_1 - \Theta_2 = \omega t_1 - \{\sin \omega t_1 (X_{13} + X_{23} \sin \varphi) - X_{23} \cos \omega t_1 \cos \varphi\}.$$

Последние два члена, находящиеся в фигурных скобках, можно представить в виде

$$\sin \omega t_1 (X_{13} + X_{23} \sin \varphi) - X_{23} \cos \omega t_1 \cos \varphi = X' \sin (\omega t_1 + \varphi').$$

Новые константы X' и φ' определяются из очевидных соотношений:

$$X' \cos \varphi' = X_{13} + X_{23} \sin \varphi; \tag{5.51а}$$

$$X' \sin \varphi' = -X_{23} \cos \varphi. \tag{5.51б}$$

Таким образом, уравнение группировки приведено к виду

$$\omega t_3 - \Theta_1 - \Theta_2 = \omega t_1 - X' \sin (\omega t_1 + \varphi'). \tag{5.52}$$

Для удобства сравнения выпишем снова уравнение (5.10), справедливое в случае двухрезонаторных клистронов:

$$\omega t_2 - \Theta = \omega t_1 - X \sin \omega t_1.$$

Уравнение (5.52) можно сделать тождественным по форме (5.10), если к правой и левой частям (5.52) прибавить величину φ':

$$\omega t_3 - (\Theta_1 + \Theta_2 - \varphi') = (\omega t_1 + \varphi') - X' \sin (\omega t_1 + \varphi'). \tag{5.53}$$

Следовательно, группировка электронов в рассматриваемом случае происходит в основном по тем же законам, что и в двухрезонаторных клистронах, за исключением того, что вместо обычного параметра X следует использовать эффективный параметр группировки X', а вместо фазы Θ — величину $(\Theta_1 + \Theta_2 - \varphi')$. Не производя снова расчетов, изложенных в § 5.2, можно сразу написать по аналогии с уравнением (5.20) выражение конвекционного тока в третьем резонаторе:

$$i_3 = I_0 + 2I_0 \sum_{n=1}^{\infty} J_n (nX') \cos \{n [\omega t_3 - (\Theta_1 + \Theta_2 - \varphi')]\}. \tag{5.54}$$

Форма волны тока в рассматриваемом приближении оказывается такой же, как в случае двухрезонаторного клистрона.

Обозначим амплитуду первой гармоники конвекционного тока в третьем резонаторе через I_3. Из уравнения (5.54) имеем:

$$I_3 = 2I_0 J_1 (X'). \tag{5.55}$$

Условием максимальной амплитуды первой гармоники тока в третьем резонаторе, как и в двухрезонаторном клистроне, является

$$X' = 1{,}84; \quad I_{3\text{макс}} = 1{,}164 I_0.$$

При этих условиях максимальный электронный к. п. д. должен составлять 58,2%

Что же изменяется в клистроне за счет введения промежуточного резонатора? Обратимся к коэффициенту усиления трехрезонаторного клистрона. Выходная мощность может быть найдена методами, применявшимися при рассмотрении двухрезонаторных клистронных усилителей. Полагая, что третий резонатор настроен на рабочую частоту и что выходная нагрузка имеет чисто активный характер, получаем по аналогии с (5.32):

$$P_{\text{вых}} = 2M_3^2 I_0^2 \{J_1 (X')\}^2 \frac{G_{\text{н}}'}{(G_3 + G_{\text{н}}' + G_{\text{эл.н.з}})^2}. \tag{5.56}$$

Здесь G_3 и $G_{\text{эл.н з}}$—активная проводимость выходного резонатора и его электронная нагрузка, приведенные к сечению зазора; M_3 — коэффициент взаимодейст-

вия третьего зазора с электронным потоком. Напомним, что величина X' имеет здесь иной смысл, чем в (5.27), и не учитывает действия пространственного заряда

Входная мощность согласованного по входу клистрона может быть записана в виде

$$P_{вх}=\frac{2U_0^2\,(G_1+G_{эл.н.1})}{M_1^2\,(\Theta_1+\Theta_2)^2}\,X_{13}^2. \qquad (5.57)$$

Для получения последнего уравнения достаточно обратиться к методике, использованной при выводе (5.30)

С учетом (5.56) и (5.57) коэффициент усиления трехрезонаторного клистрона на резонансной частоте в режиме согласования выходного резонатора с нагрузкой, т. е. при $G'_н = G_3 + G_{эл.н.3}$, оказывается равным

$$K_0=20\lg\left\{\frac{M_1M_3I_0(\Theta_1+\Theta_2)}{2U_0\sqrt{(G_1+G_{эл.н.1})\,(G_3+G_{эл.н.3})}}\,\frac{J_1(X')}{X_{13}}\right\}. \qquad (5.58)$$

Полученное уравнение полезно сопоставить с аналогичным выражением для двухрезонаторного клистрона (5.34). Для наглядности сравнения предположим, что полная длина клистрона одинакова, т. е. $\Theta = \Theta_1 + \Theta_2$. Тогда коэффициент усиления трехрезонаторного клистрона тем сильнее отличается от коэффициента усиления двухрезонаторного клистрона, чем больше параметр группировки X' отличается от X_{13}

Из системы уравнений (5.51 а, б) можно получить:

$$X'=\sqrt{X_{13}^2+X_{23}^2+2X_{13}X_{23}\sin\varphi}. \qquad (5.59)$$

Это уравнение показывает, что эффективный параметр группировки X' оказывается больше параметра X_{13}, который характеризовал бы работу клистрона в отсутствие промежуточного резонатора. Интересно, что величина X' зависит от угла φ, который в свою очередь определяется настройкой промежуточного резонатора (см. § 5.5, г).

При высокой добротности промежуточного резонатора амплитуда напряжения на втором зазоре велика и различие в параметрах группировки X' и X_{13} может быть значительным. Увеличение параметра X' при каскадной группировке не требует в принципе удлинения промежутков дрейфа. Благодаря этому повышение коэффициента усиления не вступает в противоречие с рассматривавшимися выше явлениями разгруппировки за счет пространственного заряда*. Коэффициент усиления трехрезонаторного клистрона значительно превышает коэффициент усиления двухрезонаторного клистрона и доходит на практике до 30—35 *дб*. Тем самым удается преодолеть один из существенных недостатков двухрезонаторного пролетного клистрона — низкий коэффициент усиления.

Для дальнейшего увеличения коэффициента усиления в клистрон могут быть введены несколько других промежуточных резонаторов. Повышение усиления за счет каждого дополнительного каскада составляет около 20—25 *дб*. Для ориентировочной оценки максимального коэффициента усиления N-резонаторного клистрона можно пользоваться эмпирическим соотношением

$$K_0 \approx 15+(N-2)\,20\ [дб]. \qquad (5.60)$$

С физической точки зрения повышение коэффициента усиления многорезонаторного клистрона достигается при заданных значениях U_0 и I_0 не за счет увеличения к. п. д. и выходной мощности, а за счет

* Исходя из выводов § 5.3, б, оптимальная длина каждого из промежутков дрейфа, обеспечивающая максимальный коэффициент усиления, составляет четверть длины волны пространственного заряда (плазменной длины волны) $\lambda_п$.

снижения мощности сигнала, необходимой на входе усилителя для управления электронным потоком.

Увеличивая число резонаторов до 5—7 и более, можно получить в принципе громадное усиление, превышающее 100 *дб*. Обычно такая величина коэффициента усиления для практических целей не требуется. Следует также иметь в виду, что при очень больших усилениях клистрон склонен к самовозбуждению за счет различных механизмов паразитной обратной связи. Поэтому увеличение числа резонаторов в современных клистронах используется не для неограниченного повышения коэффициента усиления, а для расширения рабочей полосы частот (см. § 5.5, г).

в. К. п. д. многорезонаторного клистрона

Каскадная группировка позволяет не только повысить коэффициент усиления клистрона, но и увеличить его к. п. д. в сравнении с предельной величиной, равной 58,2% для обычного двухрезонаторного клистрона.

Если проанализировать конвекционный ток, поступающий в выходной зазор многорезонаторного клистрона, то оказывается, что в общем случае амплитуда первой гармоники тока может превышать величину $1{,}164\ I_0$, полученную выше в соответствии с уравнением (5.55). Так, амплитуда первой гармоники конвекционного тока трехрезонаторного клистрона может доходить до $1{,}48 I_0$ и более. Условием достижения указанного режима является отказ от ограничения $X_{12} \ll 1$, т. е. переход к более значительным амплитудам входного сигнала. Таким образом, каскадная группировка позволяет в большей степени приблизиться к идеальной группировке по закону δ-функции, чем в случае обычного двухрезонаторного клистрона.

Повышение амплитуды первой гармоники тока приводит к росту электронного к. п. д. каскадного клистрона при большом входном сигнале. Если допустить, что выходной резонатор работает при максимальной возможной амплитуде, равной U_0*, то максимальный электронный к. п. д. трехрезонаторного клистрона оказывается равным примерно 73,8%, а не 58,2%, как в случае двухрезонаторного клистрона, а также трехрезонаторного клистрона, работающего при малом входном сигнале.

При увеличении числа резонаторов величина к. п. д. может быть еще более высокой за счет улучшения группирования и приближения амплитуды конвекционного тока, поступающего в выходной резонатор, к теоретическому пределу, равному $2I_0$ (см. § 2.4)**.

---

* С учетом конечного угла пролета в выходном зазоре оптимальная амплитуда напряжения составляет $(1{,}2 \div 1{,}3)\ U_0$. Для сравнения укажем, что амплитуда напряжения на зазоре предпоследнего резонатора составляет $(0{,}3 \div 0{,}4)\ U_0$.

** Напомним, что при больших амплитудах напряжения на предыдущих зазорах электроны, поступающие в выходной зазор, могут иметь заметно различающиеся скорости. Для получения максимального к. п. д. желательно, чтобы этот разброс скоростей был возможно меньше.

На рис 5.16 показана расчетная зависимость фазы прибытия электрона в третий резонатор от фазы прохождения того же электрона через центр первого зазора. Параметр группирования X' и фазовый угол φ между наведенным током и напряжением на промежуточном резонаторе приняты здесь равными соответственно 2 и $+\frac{\pi}{2}$(см. ниже) Через γ обозначена величина $X_{13}X_{23}/2X'$.

Особенностью графика на рис. 5.16 в сравнении с рис. 5.2 является то, что кривая фазы прибытия пересекает ось абсцисс не при двух, а при четырех конечных значениях фазы ωt_1. Многие электроны, являющиеся «неблагоприятными» при обычной группировке, здесь «улучшают» свою фазу и отдают энергию в выходном резонаторе. Такая зависимость является типичной при скоростной модуляции в присутствии второй гармоники.

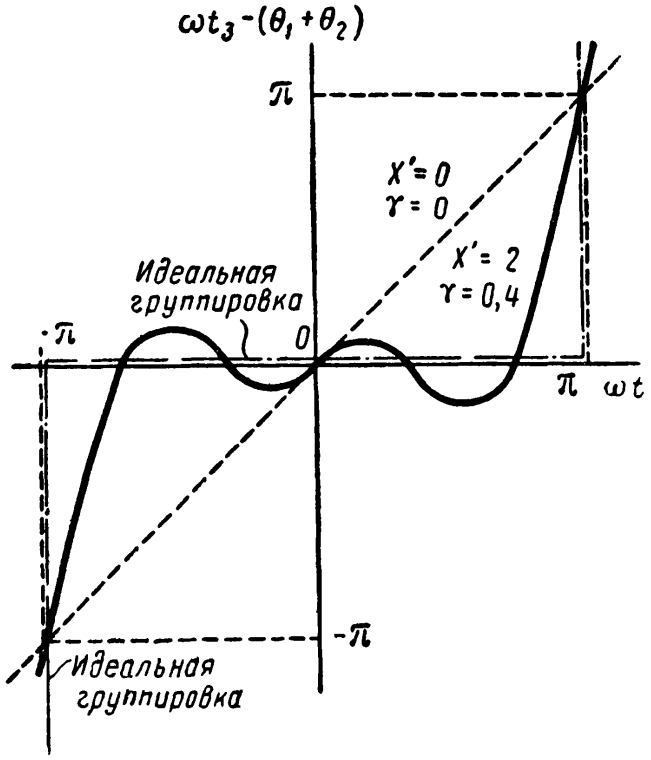


Рис. 5.16. График зависимости фазы прибытия электрона в третий резонатор от фазы прохождения через первый резонатор при каскадной группировке (см. рис. 5.2)

Для сравнения штрих-пунктирной ломаной линией построена диаграмма, соответствующая полной (идеальной) группировке по закону δ-функции. Как видно из рис 5.16 и 5.2, каскадная группировка в большей степени приближается к идеальному режиму, чем группировка в двухрезонаторном клистроне.

Улучшение электронной группировки в многорезонаторных клистронах можно трактовать как результат действия некоторого несинусоидального напряжения, наложенного на входной зазор в обычной двухконтурной системе. Это напряжение как бы приближается по форме к идеальному пилообразному напряжению, рассмотренному в § 2.8, д.

Дальнейшее повышение к. п. д. многорезонаторных клистронов может быть достигнуто за счет *рекуперативного торможения* электронов на коллекторе. Представим выражение электронного к. п. д. в виде

$$\eta_{эл} = \frac{P_{вых}}{P_0} = \frac{P_{вых}}{P_{вых} + P_{расс.\,колл} + P'_{расс}}, \qquad (5.61)$$

где P_0 — мощность, подводимая к прибору от источников постоянного напряжения; $P_{расс.колл}$ и $P'_{расс}$ — мощности, рассеиваемые электронами в виде тепла соответственно на коллекторе и на стенках пролетных труб и зазоров (мощностью накала катода пренебрегаем).

Уравнение (5.61) указывает на принципиальную возможность существенного повышения к. п. д. при условии снижения мощности

$P_{\text{расс.колл}}$ (обычно $P'_{\text{расс}} \ll P_{\text{расс.колл}}$), даже если в выходном зазоре происходит лишь частичный отбор энергии от электронного потока. С физической точки зрения для этого необходимо, чтобы электроны приближались к коллектору со скоростью, стремящейся к нулю.

Снижение скорости электронов может быть осуществлено постоянным тормозящим электрическим полем в области между резонаторной системой и коллектором. На коллектор следует подать более низкое постоянное напряжение $U_{\text{колл}}$ по отношению к катоду, чем на резонаторную систему, как показано на рис. 5.17. Таким образом, энергия электронов, полученная от источника питания и не использованная в выходном зазоре, возвращается (рекуперируется) в источник питающего постоянного напряжения*.

Подводимая мощность P_0 равна сумме мощностей, получаемых от источников постоянных напряжений U_0 и $U_{\text{колл}}$:

$$P_0 = U_0 I_0' + U_{\text{колл}} I_{\text{колл}},$$

где I_0' — постоянный ток в цепи резонаторной системы и $I_{\text{колл}}$ — ток в цепи коллектора. Таким образом, выражение (5.61) для электронного к. п. д. при рекуперации можно записать также в виде

$$\eta_{\text{эл. рекупер}} = \frac{\eta_{\text{эл}} U_0 I_0}{U_0 I_0' + U_{\text{колл}} I_{\text{колл}}} \approx$$

$$\approx \frac{\eta_{\text{эл}}}{U_{\text{колл}}/U_0}, \qquad (5.61а)$$

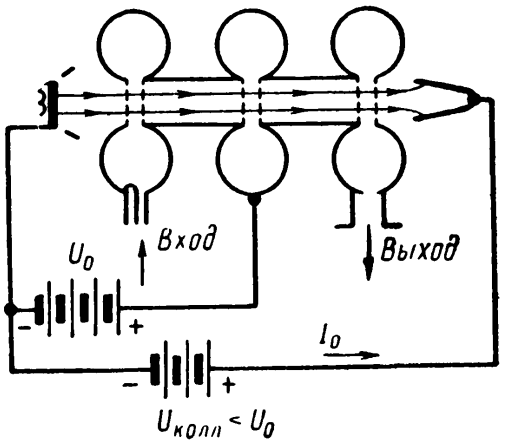


Рис. 5.17. Схема одноступенчатой рекуперации путем понижения постоянного напряжения на коллекторе клистрона (ср. рис. 5.13, *б*)

если обеспечено $I_0' \ll I_{\text{колл}}$. Через $\eta_{\text{эл}}$ здесь обозначен электронный к. п. д. при отсутствии рекуперации, т. е. при $U_{\text{колл}} = U_0$.

Отношение напряжений $\frac{U_{\text{колл}}}{U_0}$ может быть сделано тем меньше, чем больше скорость электронов, выходящих из резонаторной системы, и чем ниже величина $\eta_{\text{эл}}$. Предел понижения потенциала коллектора ставит отбрасывание электронов от коллектора. В действительности же электроны, вышедшие из последнего зазора, где они отдали СВЧ полю значительную часть своей кинетической энергии, имеют различные скорости. Поэтому в идеальном случае необходимо секционировать коллектор и подавать на секции различные постоянные напряжения по отношению к катоду. Электроны, имеющие наибольшие скорости, должны оседать на секции, потенциал которой является наиболее отрицательным.

Преимуществом рекуперации, кроме повышения к. п. д., являются облегчение условий охлаждения коллектора и снижение требований к стабилизации наиболее мощного источника питающего напряжения $U_{\text{колл}}$ (рис. 5.17).

---

* Можно провести аналогию с рекуперативным торможением, используемым в электрической тяге, достигаемым путем перевода электродвигателя в генераторный режим.

Секционирование коллектора (многоступенчатая рекуперация) применяется редко, так как оно усложняет конструкцию прибора и схему питания. Понижение потенциала коллектора связано и с другими трудностями ввиду того, что часть электронов, имеющих наименьшие скорости, может, не оседая на коллекторе, возвращаться в пролетный канал резонаторной системы. Эти электроны, а также вторичные электроны, выбиваемые из коллектора, могут являться причиной самовозбуждения, нестабильности усиления и некоторого снижения к. п. д.

Практически в современных клистронах при одноступенчатой рекуперации удается понижать напряжение коллектора $U_{\text{колл}}$ не более чем на 20% по отношению к ускоряющему напряжению U_0. Выигрыш в к. п. д. получается при этом незначительным. Тем не менее, рекуперация представляет интерес, особенно в случаях, когда эффективность взаимодействия электронов с СВЧ полем недостаточно велика. Этот метод пригоден и для других типов приборов СВЧ, в первую очередь для ламп бегущей волны типа О, рассматриваемых в гл. 6.

г. Влияние настройки резонаторов на работу многорезонаторного клистрона. Рабочая полоса частот

Расстройка *выходного* резонатора многорезонаторных клистронов не влияет на процесс группирования пучка. Выводы, которые были сделаны в § 5.3, в, справедливы и в случае каскадных клистронов. Влияние расстройки *входного* резонатора сводится, как и в случае двухрезонаторного клистрона, к отражению части входной мощности и к изменению напряжения на первом зазоре. Следовательно, этот вопрос можно заменить рассмотрением зависимости коэффициента усиления и выходной мощности клистрона от величины входной мощности.

Более специфичным является влияние настройки *промежуточных* резонаторов. Обратимся к роли настройки второго резонатора в трехрезонаторном клистроне.

Изменение резонансной частоты второго резонатора ν_{02} по отношению к частоте усиливаемого сигнала ν влияет на фазовый угол φ между наведенным током и напряжением на зазоре, созданным в результате протекания наведенного тока (см. рис. 5.15). Расстройка промежуточного резонатора изменяет величину φ в пределах от $-\frac{\pi}{2}$ до $+\frac{\pi}{2}$ и, таким образом, сильно влияет на процесс группировки. Процесс расстройки резонатора можно наглядно представить смещением синусоиды $u_2(t)$ в обе стороны по отношению к моменту прихода сгустка, не зависящему, разумеется, от перестройки второго резонатора.

Рассмотрим качественно изменение эффективного параметра группировки X' в режиме малого входного сигнала в зависимости от угла φ. Из рис. 5.15 видно, что при $\varphi = +\frac{\pi}{2}$ центр электронного сгустка попадает во второй зазор в момент перехода поля от тормозящего к

ускоряющему. Следовательно, под действием поля второго резонатора дополнительная группировка должна произойти относительно прежнего центра сгустка; результирующая скоростная модуляция возрастает. Если же $\varphi = -\frac{\pi}{2}$, то действие второго резонатора направлено на разгруппировку первоначального сгустка и на образование сгустка со сдвигом по фазе на π.

Таким образом, для увеличения эффективного параметра группировки, если бы величина X_{23} оставалась неизменной, следовало бы работать при расстройке резонатора, которая обеспечивает $\varphi \approx \approx +\frac{\pi}{2}$. К такому же выводу можно прийти и из более формальных соображений, анализируя уравнение (5.59).

Для того чтобы получить напряжение, опережающее ток на угол $\varphi = +\frac{\pi}{2}$, проводимость резонатора должна иметь индуктивный характер. Следовательно, промежуточный резонатор клистрона желательно *расстраивать в сторону более высоких частот*, т. е. обеспечивать $\nu_{02} > \nu^*$.

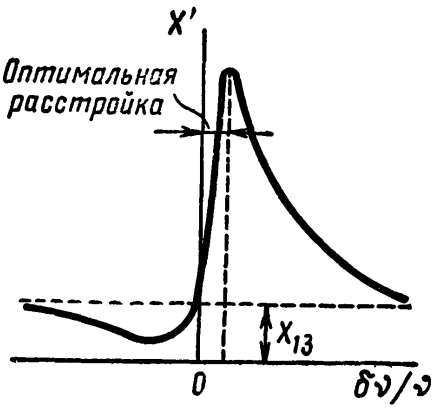


Рис. 5.18. Влияние расстройки промежуточного резонатора трехрезонаторного клистрона на величину эффективного параметра группирования X'

В действительности при расстройке резонатора происходит не только изменение угла φ, но и уменьшение амплитуды напряжения U_2, так как полная проводимость резонатора быстро растет с увеличением расстройки. Уменьшение U_2 приводит к снижению параметра X_{23}, что вызывает падение величины X' [см. (5.59)]. Опуская расчеты, можно сделать вывод о существовании некоторой оптимальной расстройки второго резонатора, при которой величина X' и полное усиление клистрона максимальны.

На рис. 5.18 качественно показано изменение параметра X' в зависимости от величины расстройки $\frac{\delta\nu}{\nu} = \frac{\nu_{02} - \nu}{\nu}$. При отрицательной расстройке наблюдается минимум X' и последующий асимптотический рост параметра X' к величине, близкой к X_{13}. К этому же пределу асимптотически стремится величина X' при большой положительной расстройке второго резонатора.

Чем меньше входной сигнал и чем меньше параметр X_{13}, тем слабее непосредственное влияние угла φ и тем меньше должна быть расстройка. При очень малом входном сигнале группировка определяется почти исключительно параметром X_{23}; второй резонатор должен быть настроен практически точно на рабочую частоту. Такой режим носит название *синхронной настройки*.

---

* Чтобы прийти к такому выводу, следует вспомнить зависимость реактивной проводимости параллельного резонансного контура от частоты. Функция $B = f(\nu)$ вблизи резонансной частоты имеет линейный характер с переходом через нуль и с положительной производной $\frac{dB}{d\nu}$.

При большом входном сигнале оптимальная расстройка становится более значительной. Однако и в этом случае требуемая величина расстройки оказывается очень небольшой (десятые доли процента), так как промежуточный резонатор не связан с внешней нагрузкой и даже с учетом электронной нагрузки имеет высокую добротность — порядка 1000 и более.

Недостатком синхронного режима многорезонаторных клистронов является очень узкая мгновенная полоса частот, которая составляет обычно лишь несколько мегагерц. Для устранения этого недостатка идут по пути дополнительной расстройки промежуточных резонаторов в обе стороны от средней частоты подобно тому, как это делается при конструировании полосовых усилителей промежуточной частоты. Увеличивая число резонаторов клистрона и подбирая их расстройку по отношению к средней частоте полосы, удается ценой отказа от достижения максимального возможного коэффициента усиления добиться расширения рабочей полосы до нескольких процентов от средней частоты. Однако предпоследний резонатор клистрона и в этом случае желательно настраивать на частоту, превышающую частоту сигнала, чтобы получить хорошо сформированные электронные сгустки и достичь более высокого к. п. д.

Рабочая полоса частот клистрона ограничивается также нагруженной добротностью выходного резонатора (см. § 5.3, в). Если предшествующие резонаторы, которые образуют сложный группирователь, за счет расстройки обеспечивают работу в сравнительно широкой полосе (5—10% от средней частоты и более), то для реализации этой полосы в соответствии с уравнением (5.38) может потребоваться нагруженная добротность выходного резонатора $Q_н'$ порядка 10—20 и ниже.

Для того чтобы снижение $Q_н'$ не приводило к уменьшению эффективности отбора энергии от электронного потока (см. § 2.4), необходимо увеличивать отношение $\frac{I_0}{U_0}$, или, иначе говоря, обеспечивать возможно более высокий первеанс электронного потока*. При неизменных прочих параметрах достижимая рабочая полоса частот клистрона увеличивается приблизительно пропорционально величине первеанса. Повышение первеанса целесообразно также с точки зрения снижения ускоряющего напряжения при заданной величине выходной мощности.

Другим путем расширения рабочей полосы частот является применение в выходном устройстве клистрона не одного, а двух или большего числа связанных резонаторов. Наконец, возможен полный отказ от использования выходных резонансных устройств и создание многорезонаторных клистронов, у которых роль выходного устройства играет нерезонансный отрезок замедляющей системы. Подобные «гибридные» приборы, получившие название *твистронов*, имеют много общего с мощными лампами бегущей волны типа *О* (см. гл. 6).

---

* Под *первеансом* понимается коэффициент k, связывающий ток пучка с ускоряющим напряжением уравнением степени 3/2, т. е. $k = I_0 U_0^{-3/2}$. Часто пользуются также понятием *микропервеанса*, равного $k \cdot 10^6$.

д. Прочие вопросы многорезонаторных клистронов

Остановимся сначала на зависимости выходной мощности и коэффициента усиления от мощности входного сигнала.

Если постепенно увеличивать входную мощность, начиная с нуля, подстраивая промежуточный резонатор на максимальный выходной сигнал, то величина параметра X_{12} сначала очень мала. В § 5.5, б было показано, что при $X_{12} \ll 1$ каскадный клистрон обладает такими же свойствами, как двухрезонаторный клистрон, но имеет значительно более высокий коэффициент усиления. Следовательно, в начальном участке характеристика $P_{вых} = f(P_{вх})$ качественно не отличается от кривой, показанной на рис. 5.8, *а*. Однако крутизна линейного участка этой характеристики значительно выше, чем в случае аналогичного двухрезонаторного клистрона.

Отклонение от свойств двухрезонаторных клистронов начинается при большой величине входного сигнала, когда проявляется специфическое для каскадных клистронов повышение амплитуды первой гармоники тока. В результате выходная мощность не падает, как отмечалось ранее для двухрезонаторных клистронов, а продолжает медленно расти. Соответствующий график приведен на рис. 5.19. Пологий максимум, соответствующий режиму максимальной выходной мощности, определяется оптимальными условиями каскадной группировки.

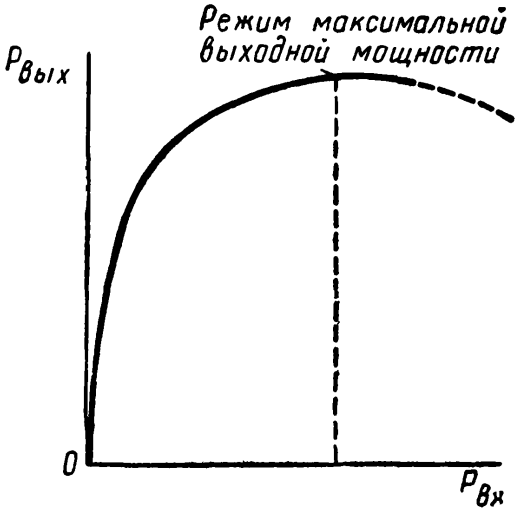


Рис 5.19. Амплитудная характеристика многорезонаторного клистрона при подстройке промежуточных резонаторов на максимум выходной мощности

Таким образом, подобно двухрезонаторным клистронам каскадные клистроны могут работать в двух характерных режимах — линейном режиме максимального усиления и нелинейном режиме максимальной мощности и максимального к. п. д. В многорезонаторных клистронах различие между ними проявляется еще более резко. «Насыщение», наблюдаемое на графике $P_{вых} = f(P_{вх})$, способствует ограничению амплитудной модуляции при использовании клистрона в качестве усилителей частотно-модулированных колебаний.

Большинство прочих характеристик каскадных клистронов в принципе не отличается от зависимостей, типичных для двухрезонаторных усилителей.

Многорезонаторные пролетные клистроны обладают свойствами, способствующими получению весьма высоких выходных мощностей:

1) выделение катода из состава высокочастотной цепи, благодаря чему отсутствуют ограничения, проявляющиеся в триодах, тетродах и магнетронах;

2) независимое расположение коллектора электронов от высокочастотной цепи, что также устраняет многие затруднения, связанные с рассеянием большой мощности;

3) почти неограниченная возможность повышения ускоряющего напряжения.

Достижению высокой мощности способствует повышение к. п. д. при каскадной группировке Наконец, надо иметь в виду важные эксплуатационные преимущества, присущие всем усилителям в сравнении с автогенераторами (стабильность частоты и фазы, возможность простой синхронизации и параллельной работы многих усилителей).

Многорезонаторные клистроны получили основное развитие в качестве усилителей средней, высокой и сверхвысокой мощности, предназначенных для выходных ступеней радиолокационных передатчиков, а также передатчиков в телевизионных устройствах и в системах дальней связи, использующих тропосферное рассеяние радиоволн. Импульсные клистроны, обладающие весьма высокой мощностью, нашли применение также в атомной физике для питания линейных ускорителей.

§ 5.6. ТИПИЧНЫЕ КОНСТРУКЦИИ И ПАРАМЕТРЫ ПРОЛЕТНЫХ КЛИСТРОНОВ

Разработка мощных усилительных клистронов требует решения ряда сложных проблем, в числе которых:

1) получение и формирование мощного прямолинейного электронного пучка, который должен с возможно меньшими потерями проходить поочередно через несколько зазоров и дрейфовых промежутков;

2) обеспечение электрической прочности междуэлектродных промежутков и изоляторов при весьма высоких ускоряющих напряжениях;

3) рассеяние высокой средней мощности на коллекторе;

4) вывод большой мощности из последнего резонатора клистрона;

5) создание полых резонаторов с механизмом настройки, удовлетворяющим работе при высокой мощности.

При конструировании многорезонаторных клистронов возникает проблема выбора между *внутренней* и *внешней* конструкциями полых резонаторов, обсуждавшаяся в связи с конструированием триодов и тетродов СВЧ (см. § 4.5, а). Клистроны дециметрового диапазона, работающие в непрерывном режиме, нередко делаются со съемными призматическими волноводными резонаторами, находящимися в невакуумной части прибора. Конструкция такого клистрона схематически показана на рис. 5.20, *а*. Герметизация осуществляется здесь с помощью диэлектрических труб, изготавливаемых из керамики и охватывающих вакуумную часть резонатора и цилиндрический бессеточный высокочастотный зазор.

В мощных импульсных клистронах, работающих в 10-*см* диапазоне длин волн и на более высоких частотах, применяются в основном внутренние конструкции полых призматических бессеточных резонаторов, целиком расположенных в пределах вакуумной оболочки прибора. Роль вакуумной оболочки играют металлические стенки полых резонаторов и труб дрейфа. Схема такого устройства показана на рис. 5.20, *б*. Настройка резонаторов ведется в этом случае

поршнями или плунжерами, перемещаемыми без нарушения вакуума с помощью сильфонов. Следует заметить, что многие современные клистроны имеют фиксированную полосу частот и не перестраиваются в процессе эксплуатации. В таких случаях настройка производится лишь при выпуске клистрона заводом-изготовителем.

Расстояние между центрами резонаторов, как и в двухрезонаторных клистронах, должно быть близко к четверти плазменной длины волны электронного пучка. Для учета действия проводящих стенок

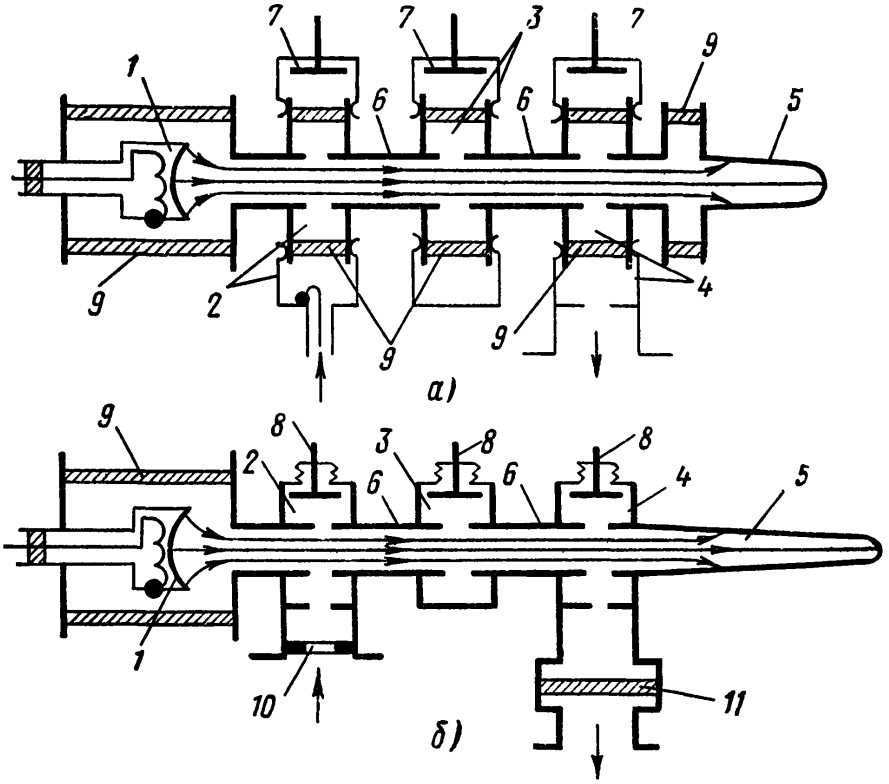


Рис. 5.20 Схема устройства мощных усилительных трехрезонаторных клистронов с внешними (*а*) и внутренними (*б*) полыми резонаторами Фокусирующие катушки и другие второстепенные детали не показаны: *1* — катод; *2*, *3*, *4* — входной, промежуточный и выходной резонаторы, *5* — коллектор; *6* — пролетные трубы; *7* — механизм настройки в невакуумной части резонатора, *8* — механизм настройки в вакуумной части; *9* — керамические трубы, *10* — входное окно; *11* — выходное «баночное» окно

пролетной трубы можно в первом приближении воспользоваться коэффициентом редукции плазменной частоты, рассмотренным в § 2.9. В действительности, однако, плотность заряда в электронных сгустках существенно возрастает в сравнении с плотностью невозмущенного потока. Поэтому волновые свойства электронного потока в нелинейном режиме описываются более сложными соотношениями. Оптимальное расстояние между резонаторами обычно уменьшается при приближении к выходному зазору и составляет в типичных мощных клистронах от 0,2 до 0,1 плазменной длины волны.

Представляют интерес конструкции вакуумноплотных окон, используемых в волноводных выводах энергии клистронов с внутренними резонаторами [1]. Опыт показывает, что при высокой мощности может происходить разрушение этих окон, обусловленное нагревом за счет высокочастотных потерь в диэлектрике, бомбардировкой вторич-

ными электронами либо электрическим пробоем за счет высокой напряженности электрического поля. Особенно хорошие результаты достигаются при использовании в окнах керамики и, в частности, окиси бериллия. Широкое применение в мощных и сверхмощных клистронах находят окна конического и «баночного» типов, а также блочное полуволновое окно [1].

Электронные пушки, используемые в клистронах, должны иметь высокую проводимость $\frac{I_0}{U_0}$ и высокий первеанс Наиболее широкое применение находят аксиально-симметричные магнитно-экранированные пушки Пирса и их разновидности со сходимостью луча по площади порядка 10—50 и более [13—15]. Максимальная удельная мощность электронного пучка клистрона может доходить до 1 *Мвт* на квадратный сантиметр поверхности катода

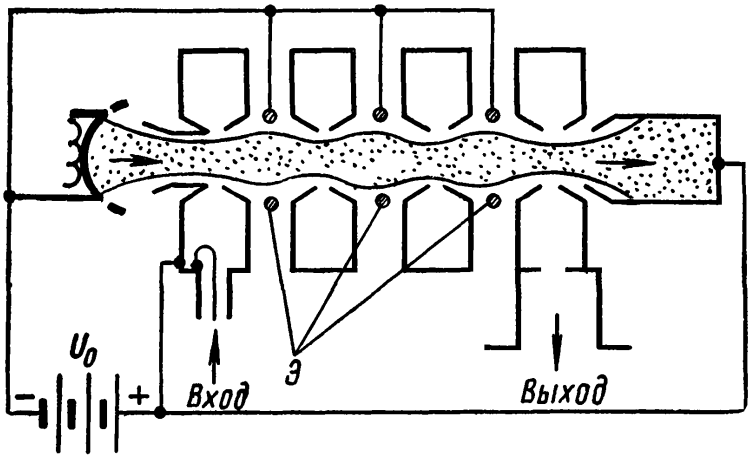


Рис. 5.21. Четырехрезонаторный усилительный клистрон с периодической электростатической фокусировкой:
Э—кольцевой фокусирующий электрод

Типичная величина микропервеанса электронных пушек мощных импульсных клистронов со сплошным цилиндрическим пучком составляет 2—3 $мка/в^{3/2}$. Использование полых (трубчатых) электронных потоков позволяет довести микропервеанс до 10—20 $мка/в^{3/2}$ и более. В связи с этим представляет интерес использование электронных пушек *магнетронного типа*, катод и анод которых имеют коническую форму. Работа таких устройств имеет много общего с приборами со скрещенными полями, рассматриваемыми в гл. 7. Находят применение также *многолучевые* конструкции клистронов, использующие несколько высокочастотных зазоров в каждом из резонаторов. Электронные потоки, проходящие через эти зазоры, включены параллельно и питаются от общего источника ускоряющего напряжения U_0.

Фокусировка электронного потока в клистронах производится обычно с помощью постоянного продольного магнитного поля, создаваемого соленоидами или постоянными магнитами. Большой интерес представляет разработка электростатической фокусировки, позволяющей резко сократить вес клистронных усилителей. Пример такой конструкции показан на рис. 5.21 Одиночные электростатические линзы образованы здесь с помощью колец, расположенных между резонаторами клистрона и находящихся под потенциалом катода Интересно отметить, что клистроны с электростатической фокусировкой обладают более высоким электронным к. п. д., чем клистроны с магнитной фокусировкой электронного потока.

Одной из немаловажных проблем, связанных с разработкой и применением мощных импульсных многорезонаторных клистронов, является создание импульсных модуляторов. Аналогичная задача возникает при работе с импульсными магнетронами, рассматриваемыми в гл. 7. Обычно используется метод анодной модуляции, при котором полное анодное напряжение подается отрицательным полюсом на катод клистрона или магнетрона короткими прямоугольными импульсами. Анодный блок лампы при этом заземляется.

Модуляторы, вырабатывающие импульсы мощностью в 100 и более мегаватт при напряжениях порядка 100—400 *кв**, являются весьма громоздкими.

* При столь высоких значениях ускоряющего напряжения расчет клистрона следует производить с релятивистскими поправками, не учитывавшимися в предыдущих разделах.

В связи с этим мощные клистроны иногда снабжаются *модулирующим анодом*, расположенным между катодом и основным ускоряющим электродом (резонаторной системой). На модулирующий анод подается управляющий импульс несколько пониженного напряжения. К резонаторной системе по отношению к катоду в этом случае прикладывается постоянное напряжение номинальной величины. Мощность, требуемая от модулятора, значительно снижается, так как ток в цепи модулирующего анода много меньше основного анодного тока клистрона.

Заканчивая краткий обзор направлений конструирования пролетных клистронов, следует отметить еще одно важное направление, связанное с созданием *клистронов с распределенным взаимодействием*. На рис. 5.22 схематически изображен многозазорный резонатор, представляющий собой цепочку однозазорных резонаторов, связанных через отверстия в общих стенках. Такая цепочка, содержащая от 2 до 5 и более резонаторов, может рассматриваться как резонансный отрезок замедляющей системы типа диафрагмированного волновода [1]. Электронный поток, проходящий через многозазорный резонатор, периодически взаимодействует с СВЧ полем, отдавая ему свою кинетическую энергию.

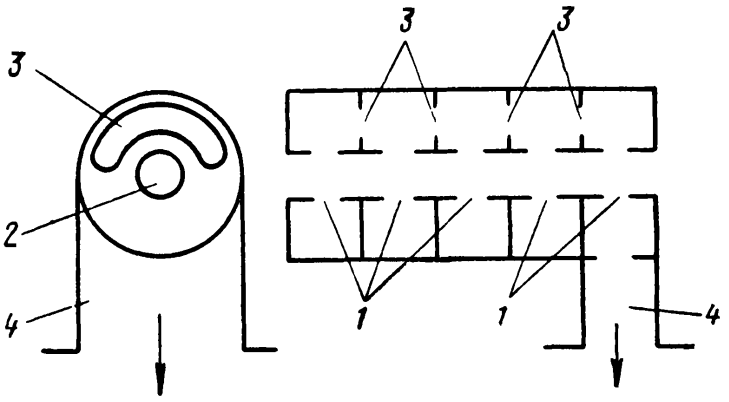


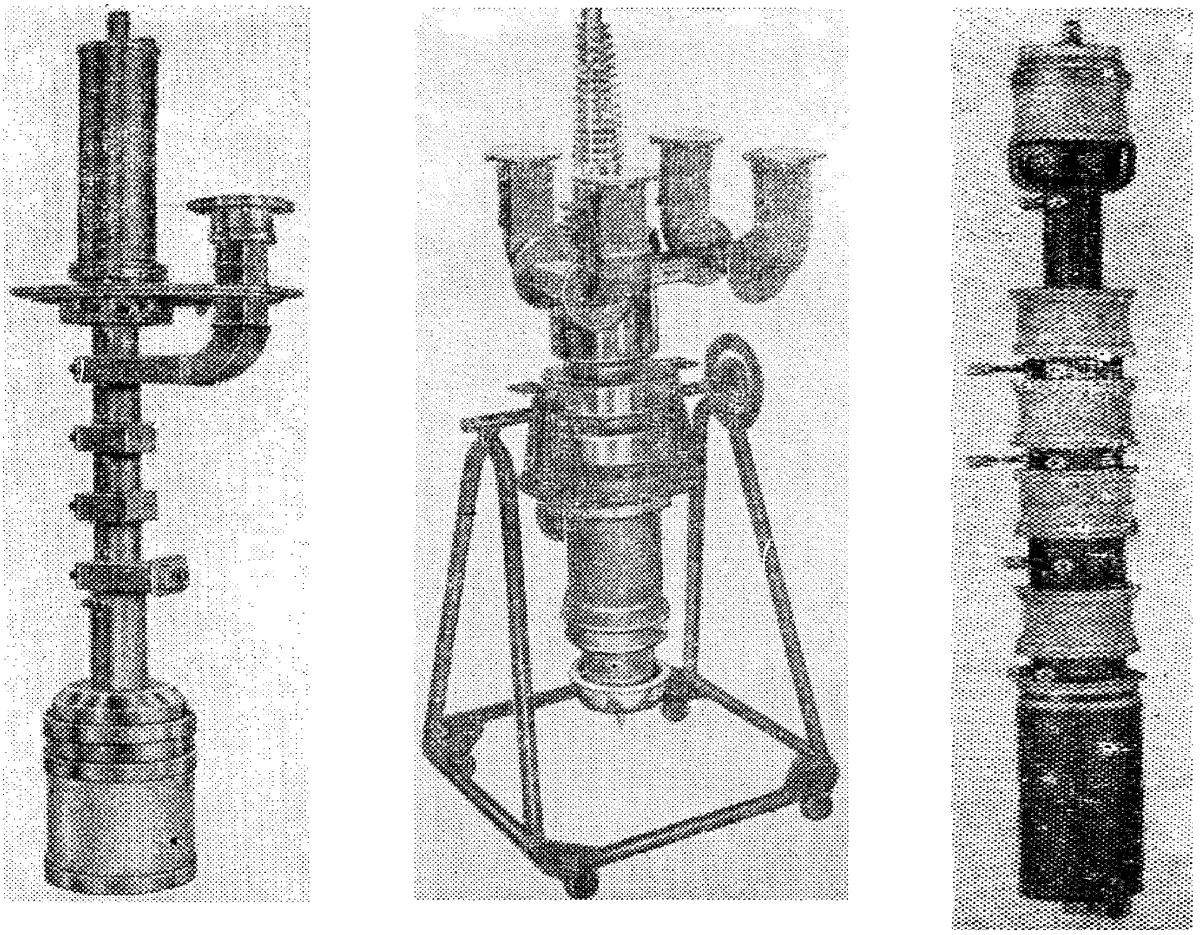
Рис. 5.22 Многозазорный резонатор, используемый в мощных и сверхмощных клистронах:
1 — бессеточный зазор; *2* — пролетный канал; *3* — отверстие связи; *4* — вывод энергии

Многозазорные резонаторы могут применяться в качестве выходного резонатора клистрона, имеющего «обычные» (однозазорные) предыдущие резонаторы. Возможно также создание клистронов, у которых входной, промежуточный и выходной резонаторы имеют вид, показанный на рис. 5.22. Преимуществами клистронов с распределенным взаимодействием являются более высокий к. п. д. и более высокое произведение коэффициента усиления на ширину полосы частот. Использование многозазорных резонаторов облегчает также достижение весьма высоких выходных мощностей.

К. п. д. многорезонаторных клистронов с магнитной фокусировкой, рассчитанных на высокие и сверхвысокие мощности, доходит в настоящее время до 50—60% и более. Выходные мощности в импульсном режиме могут составлять 30—50 *Мвт*; в непрерывном режиме получена мощность, приближающаяся к 1 *Мвт*. Клистроны с электростатической фокусировкой имеют пока мощности, не превышающие в импульсе единиц мегаватт.

В табл. 5.2 приведены основные параметры нескольких типичных многорезонаторных усилительных клистронов непрерывного и импульсного режимов. Для сравнения указаны параметры типичного 2-резонаторного клистронного усилителя. Внешний вид типичных клистронов показан на рис. 5.23.

Параметры, приводимые в таблице, подчеркивают особенности многорезонаторных клистронов, как мощных источников СВЧ колебаний. В этом отношении они превосходят все другие существующие сейчас приборы, в том числе приборы магнетронного типа и мощные лампы бегущей волны. Несмотря на некоторые недостатки (высокие



а) *б*) *в*)

Рис. 5.23. Внешний вид четырехрезонаторных усилительных клистронов с внутренними (*а*, *б*) и внешними (*в*) резонаторами

питающие напряжения, большие габариты, менее высокий к. п. д., чем у приборов магнетронного типа), развитие и применение мощных пролетных клистронов происходит возрастающими темпами.

§ 5.7. ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ КЛИСТРОНЫ

а. Качественное рассмотрение. Фазовое условие самовозбуждения отражательного клистрона

Основное назначение отражательных клистронов — генерирование СВЧ колебаний малой мощности. Принципиальная схема отражательного клистрона изображена на рис. 5.24. Идеализированная схема и график распределения постоянного потенциала между электродами клистрона показаны на рис. 5.25.

Клистрон имеет один полый резонатор, дважды пронизываемый электронным потоком. Возвращение электронов в зазор резонатора обеспечивается с помощью отражателя, находящегося под отрицатель-

Таблица 5.2

Параметры типичных усилительных прямопролетных клистронов

№ пп.	Тип клистрона	Средняя частота или диапазон частот, *Мгц*	Выходная мощность, *квт*	U_0, *кв*	I_0, *а*	Коэффициент усиления при номинальной мощности, *дб*	Полный к. п. д., %	Мгновенная полоса частот, *Мгц*
1	Двухрезонаторный клистрон непрерывного режима с внутренними резонаторами	5965÷6385	0,004	0,6	0,16	7—10	5	25
2	Четырехрезонаторный клистрон импульсного режима с внутренними резонаторами (рис. 5.23, *б*)	3000	30000	330	300	57	40	15
3	Четырехрезонаторный клистрон непрерывного режима с внутренними резонаторами	10000÷11000	20	21	3,1	57* 50**	30	19* 30**
4	Четырехрезонаторный клистрон непрерывного режима с внешними резонаторами (рис. 5.23, *в*)	680—985	11	11,5	2,3	35	40	8
5	Пятирезонаторный клистрон непрерывного режима с внутренними резонаторами	2650—3950	500	63	140	56	56	20

* В режиме синхронной настройки.
** При настройке на максимальный к. п. д.

ным постоянным потенциалом по отношению к катоду. Таким образом, резонатор отражательного клистрона играет роль группирователя при первом прохождении электронов через зазор и роль выходного контура при втором прохождении. Промежуток между зазорами резонатора и отражателем играет роль пространства группировки, где происходит преобразование модуляции электронного потока по скорости в модуляцию по плотности.

Физические особенности группировки электронного потока при использовании метода постоянного тормозящего электрического поля рассматривались в § 2.8, в. Электронные сгустки образуются относительно электронов, прошедших в первый раз зазор в моменты перехода поля через нуль от ускоряющего к тормозящему. Для того чтобы клистрон мог генерировать незатухающие СВЧ колебания, сгустки должны проходить через зазор при обратном движении в моменты, когда в нем имеется тормозящее высокочастотное электрическое поле.

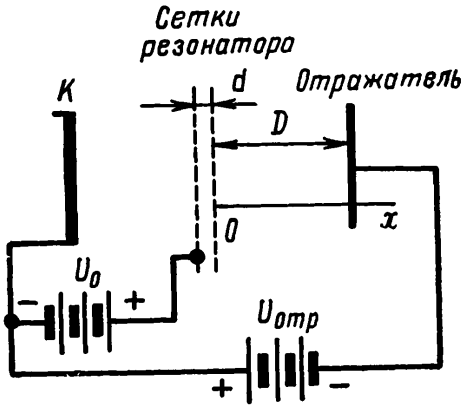
Пространственно-временны́е диаграммы, соответствующие прохождению центра сгустка в наиболее благоприятных условиях — в моменты максимального тормозящего поля — показаны на рис. 5.26. При построении подобных диаграмм следует учитывать изменение

направления движения электронов, в результате чего меняются ролями ускоряющие и тормозящие полупериоды поля в зазоре.

На рис. 5.26 видно, что оптимальная величина времени пролета центра электронного сгустка $\tau_{опт}$ в пространстве группировки по отношению к центру высокочастотного зазора в общем случае составляет

$$\tau_{опт} = \frac{3}{4}T + nT = T\left(n + \frac{3}{4}\right), \tag{5.62}$$

где T — период СВЧ колебания и n — целое число, равное $n = 0, 1, 2, 3 \ldots$



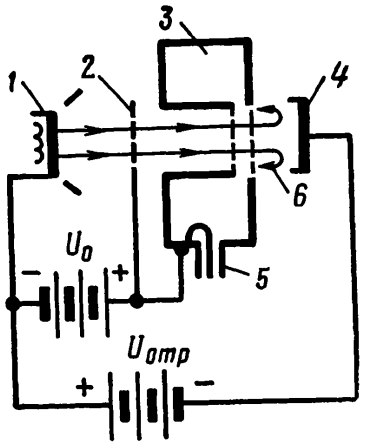


Рис. 5.24. Схема устройства и включения отражательного клистрона:
1 — катод; *2* — ускоряющий электрод; *3* — резонатор; *4* — отражатель; *5* — вывод энергии; *6* — электронный поток

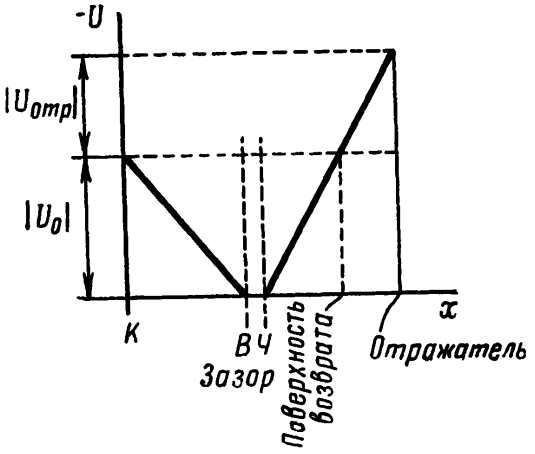


Рис. 5.25. Идеализированная схема и распределение постоянного потенциала в отражательном клистроне. Потенциал резонатора принят равным нулю

Вычислим полное время пролета электронов τ в пространстве группировки в зависимости от междуэлектродных расстояний и постоянных напряжений U_0 и $U_{отр}$, приложенных к клистрону (рис. 5.25). Все электроды будем считать плоскими; от краевых эффектов и от действия пространственного заряда отвлечемся. Допустим, что колебания в клистроне уже возникли. Тогда мгновенное высокочастотное напряжение на зазоре можно записать в виде

$$u = -U_1 \sin \omega t, \tag{5.63}$$

причем $U_1 \ll U_0$. Таким образом, дальнейшее рассмотрение будет ограничено случаем малых колебаний, подобно всем приводившимся расчетам. Частота колебаний ω предполагается близкой к собственной частоте полого резонатора ω_0 на используемом виде колебаний. Отрицательный знак в выражении (5.63) означает, что отсчет времени

будет вестись относительно электрона, становящегося впоследствии центром сгустка (см. рис. 2.30 и 5.26).

Обозначим через t_1 момент прохождения электрона через центр зазора в «прямом» направлении. Скорость электрона v на выходе из зазора определяется с учетом (5.63) уравнением скоростной модуляции

$$v = v_0 - v_1 \sin \omega t_1, \tag{5.64}$$

где

$$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}; \quad v_1 = v_0 \frac{MU_1}{2U_0}. \tag{5.65}$$

Напишем уравнение движения электрона в пространстве между второй сеткой и отражателем:

$$m\ddot{x} = -eE,$$

где E — постоянное электрическое поле, равное, как следует из рис. 5.25,

$$E = \frac{|U_0| + |U_{отр}|}{D} = \frac{U_0 - U_{отр}}{D}. \tag{5.66}$$

Интегрируя первый раз уравнение движения и учитывая скорость v при выходе электрона из зазора, имеем:

$$\dot{x} = v - \frac{eE}{m}(t - t'),$$

где t' — момент прохождения электрона через сетку зазора, обращенную в сторону к отражателю. Через t'' будем в дальнейшем обозначать момент, когда тот же электрон возвращается в плоскость рассматриваемой сетки.

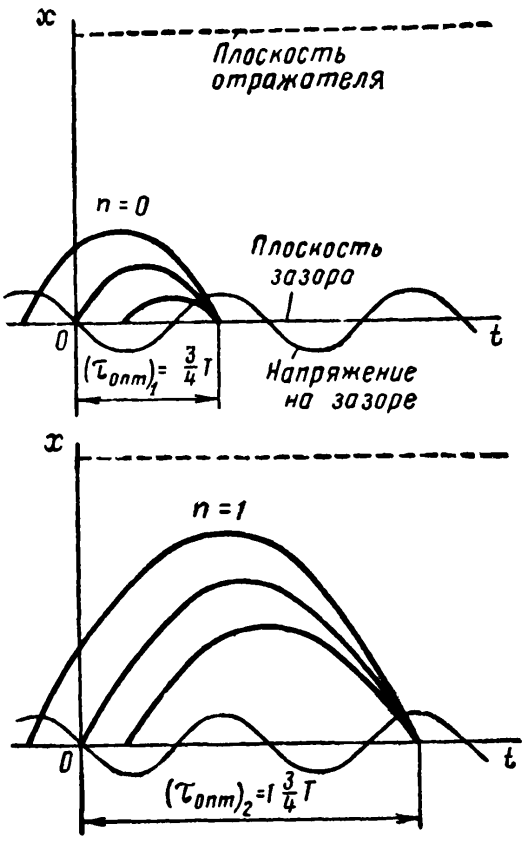


Рис. 5.26. Пространственно-временны́е диаграммы движения электронов при двух значениях оптимального времени пролета в пространстве группировки

Повторное интегрирование при условии, что начало координат $x = 0$ находится в плоскости второй сетки, дает:

$$x = v(t - t') - \frac{eE}{m}\frac{(t - t')^2}{2}. \tag{5.67}$$

Время пролета электрона в пространстве группировки можно найти из условий $x = 0$, $t = t''$. Применяя условие $(x)_{t=t''} = 0$ к уравнению (5.67), получаем два решения:

$$t'' - t' = 0; \quad \frac{eE}{m}\frac{t'' - t'}{2} - v = 0.$$

Первое решение является тривиальным, так как оно соответствует моменту вылета электрона из зазора. Второе решение дает время

пролета электрона в тормозящем поле, равное

$$t''-t'=\frac{2m}{eE}v. \tag{5.68}$$

К времени пролета, определяемому уравнением (5.68), следует прибавить удвоенное время пролета $\frac{d}{2v}$ в пространстве дрейфа, соответствующем промежутку между бесконечно тонким эквивалентным зазором, находящимся в центре реального зазора, и его выходной сеткой. Таким образом, суммарное время пролета любого электрона τ от центра зазора к плоскости поворота и обратно оказывается равным

$$\tau=\frac{d}{v}+\frac{2m}{eE}v. \tag{5.69}$$

Для определения времени пролета электронного сгустка вместо скорости v в (5.69) следует использовать v_0, так как скорость электрона, являющегося центром сгустка, не изменяется при первом прохождении высокочастотного зазора.

Подставляя полученное соотношение для τ в уравнение (5.62), определяющее оптимальную величину времени пролета электронного сгустка $\tau_{опт}$, и вводя вместо периода T частоту генерируемых колебаний $\nu=\frac{1}{T}$, имеем:

$$n+\frac{3}{4}=\nu\sqrt{\frac{m}{e}}\left(\frac{d}{\sqrt{2U_0}}+\frac{D\sqrt{8U_0}}{U_0-U_{отр}}\right). \tag{5.70}$$

При $d \ll D$ в этом уравнении часто оказывается возможным пренебречь первым членом в скобках. В этом случае получаем более простое соотношение

$$n+\frac{3}{4}=\frac{\nu D\sqrt{\frac{8m}{e}U_0}}{U_0-U_{отр}}. \tag{5.70а}$$

Уравнения (5.70) и (5.70а) определяют фазовые условия, при которых возможна максимальная отдача энергии электронами в резонаторе клистрона. Эти соотношения аналогичны уравнению (5.41), характеризующему условия самовозбуждения двухрезонаторного прямопролетного клистрона.

Как и двухрезонаторный генератор, отражательный клистрон имеет дискретные области (зоны) возбуждения. При $U_0 = \text{const}$ зависимость генерируемой мощности от напряжения на отражателе имеет вид, качественно показанный на рис. 5.27. Каждая зона генерации* соответствует дискретному значению n. В отличие от двух-

* Напомним, что зоны генерации не являются различными *видами* колебаний клистронного генератора и различаются только временем пролета электронов в пространстве группировки Структура СВЧ поля в резонаторе при всех значениях n остается неизменной.

резонаторного клистрона, зоны являются одиночными. Частота ν, входящая в уравнение (5.70), в первом приближении равна резонансной частоте контура, связанного с зазором.

Уравнение (5.70) или (5.70а) позволяет вычислить значения напряжения на отражателе, соответствующие центрам зон генерации при $U_0 = \text{const}$ (точки A, $Б$, $В$, $Г$ на рис. 5.27). Форма зон и абсолютная величина генерируемой мощности уравнением (5.70) не определяются. Зоны $n = 1$ и $n = 0$, не показанные на рис. 5.27, расположены соответственно при еще более высоких значениях напряжения $|U_{отр}|$.

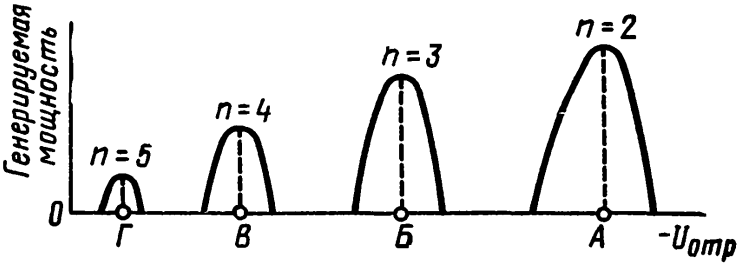


Рис. 5.27 Зоны генерации отражательного клистрона

Произведем для примера числовой расчет. Пусть имеется отражательный клистрон, резонатор которого обладает резонансной частотой $\nu_0 = 9375$ *Мгц* ($\lambda_0 = 3{,}2$ *см*). Ускоряющее напряжение составляет 300 *в*; расстояние между отражателем и второй сеткой D равно 3 *мм* Подставляя эти величины в упрощенное уравнение (5.70 а) в системе единиц СИ, получаем расчетную формулу:

$$U_{отр} = 300 - \frac{3270}{n + \frac{3}{4}} \; [в].$$

Ниже приведены значения $U_{отр}$, соответствующие различным значениям n.

n	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$U_{отр}$, *в*	—4060	—1570	—890	—571	—388	—268	—185	—122	—74	—35	—5	+21

При $n > 10$ в данном клистроне потенциал отражателя по отношению к катоду должен был бы становиться положительным. Однако при этом электроны оседают на отражателе и не могут возвращаться в зазор Таким образом, рассматриваемый клистрон принципиально может иметь 11 зон генерации Опыт дает результаты, близкие к полученным здесь ориентировочным значениям напряжения отражателя.

б. Конвекционный ток в отражательном клистроне

Расчет конвекционного электронного тока в отражательном клистроне имеет много общего с анализом, проведенным в § 5.2 для случая пролетных клистронов. Закон сохранения заряда позволяет записать мгновенный конвекционный электронный ток i_2, поступа-

ющий в центр высокочастотного зазора после движения в пространстве группировки (без учета изменения направления движения электронов), в виде

$$i_2 = I_0 \frac{dt_1}{dt_2}, \tag{5.71}$$

где t_1 и t_2 — моменты первого и второго прохождений одного и того же электрона через центр зазора; I_0 — постоянная составляющая конвекционного тока пучка. Оседанием электронов на сетках зазора и на отражателе можно пока не интересоваться. От многократных прохождений электронов через зазор также отвлечемся, считая, что после второго пролета все электроны тем или иным способом оседают на стенках резонатора клистрона.

Обратимся к зависимости $t_2 = f(t_1)$. Используем уравнение (5.69), которое определяет суммарное время пролета электрона от центра зазора к отражателю и обратно:

$$\tau = t_2 - t_1 = \frac{d}{v} + \frac{2m}{eE} v.$$

Подставляя сюда (5.64) и (5.66) и умножая обе части полученного уравнения на круговую частоту колебаний ω, имеем:

$$\omega(t_2 - t_1) = \frac{\omega d}{v_0 - v_1 \sin \omega t_1} + \frac{2m}{e} \frac{\omega D}{U_0 - U_{\text{отр}}} (v_0 - v_1 \sin \omega t_1).$$

Амплитуда скоростной модуляции v_1 при $U_1 \ll U_0$ много меньше постоянной скорости v_0. Раскладывая в ряд первый член в правой части полученного уравнения и используя два первых члена ряда, а также группируя члены, получаем:

$$\omega(t_2 - t_1) = \frac{\omega d}{v_0} + \frac{2m}{e} \frac{\omega D v_0}{U_0 - U_{\text{отр}}} - v_1 \left(\frac{2m}{e} \frac{\omega D}{U_0 - U_{\text{отр}}} - \frac{\omega d}{v_0^2} \right) \sin \omega t_1. \tag{5.72}$$

Первый член в правой части (5.72) есть не что иное, как невозмущенный угол пролета высокочастотного зазора клистрона. Этот угол пролета будем в дальнейшем обозначать через θ:

$$\theta = \frac{\omega d}{v_0}. \tag{5.73}$$

Второй член в правой части (5.72) представляет собой невозмущенный угол пролета пространства группировки, или, иначе говоря, угол пролета центра сгустка от второй сетки к отражателю и обратно. В этом нетрудно убедиться, полагая в (5.72) $v_1 = 0$. Обозначим рассматриваемый угол пролета через Θ:

$$\Theta = \frac{2m}{e} \frac{\omega D v_0}{U_0 - U_{\text{отр}}}. \tag{5.74}$$

Последнее выражение можно записать также в виде

$$\Theta = \frac{\omega D}{U_0 - U_{\text{отр}}} \sqrt{\frac{8m}{e} U_0} = \frac{\omega D}{v_0} \frac{4}{1 - \frac{U_{\text{отр}}}{U_0}}. \qquad (5.74\text{а})$$

Перепишем уравнение (5.72) с учетом (5.73) и (5.74) в виде, подчеркивающем сходство с теорией двухрезонаторного клистрона:

$$\omega t_2 - (\Theta + \theta) = \omega t_1 - X \sin \omega t_1. \qquad (5.75)$$

Через X обозначен параметр группировки, равный в данном случае

$$X = v_1 \left(\frac{2m}{e} \frac{\omega D}{U_0 - U_{\text{отр}}} - \frac{\omega d}{v_0^2} \right) = \frac{v_1}{v_0} (\Theta - \theta). \qquad (5.76)$$

С учетом (5.65) последнее выражение можно представить также в виде

$$X = \frac{MU_1}{2U_0} (\Theta - \theta). \qquad (5.76\text{а})$$

Через M здесь, как обычно, обозначен коэффициент взаимодействия высокочастотного зазора клистрона с электронным потоком, определяемый уравнением (2.59), т. е.

$$M = \frac{\sin \frac{\theta}{2}}{\frac{\theta}{2}}.$$

Отметим, что уравнение (5.75) аналогично по форме выражению (5.10), определяющему конвекционный ток двухрезонаторного клистрона. Сходство распространяется и на уравнения параметров группирования (5.76а) и (5.8). Однако в (5.76а) вместо угла пролета в пространстве дрейфа Θ имеется *разность* углов пролета Θ и θ. Это объясняется тем, что группирование электронов в пространстве тормозящего поля и внутри зазора отражательного клистрона происходит относительно разных электронов, сдвинутых во времени на половину периода.

Дальнейший ход расчета конвекционного тока не отличается от анализа пролетных клистронов. Конвекционный ток i_2, поступающий в резонатор при возвращении электронов из пространства группировки при условии, что электроны не оседают на отражателе, равен

$$i_2 = I_0 \frac{dt_1}{dt_2} = \frac{I_0}{1 - X \cos \omega t_1}. \qquad (5.77)$$

Таким образом, форма волны конвекционного тока в отражательном клистроне в общем случае такая же, как в двухрезонаторных клистронах, и имеет вид, показанный на рис. 5.5.

Ввиду тождественности уравнений (5.77) и (5.12) можно сразу написать разложение выражения тока i_2 в гармонический ряд по урав-

нению (5.20). Следует учесть, однако, что высшие гармоники наведенного тока не могут быть использованы при обычной конструкции отражательного клистрона. Действительно, поскольку для модуляции и отбора энергии используется один и тот же резонатор, внешняя цепь зазора играет роль практически короткого замыкания для всех гармоник тока, кроме первой. Следовательно, достаточно ограничиться лишь рассмотрением первой гармоники конвекционного тока, мгновенное значение которой равно

$$(i_2)_1 = 2I_0 J_1(X) \cos[\omega t_2 - (\Theta + \theta)]. \qquad (5.78)$$

Сумма углов пролета $(\Theta + \theta)$ в (5.78) обусловлена тем, что левая часть уравнения (5.75) играет роль параметра x, определяемого в случае двухрезонаторного клистрона уравнениями (5.14) и (5.17).

Исходя из проведенного кинематического расчета, будем искать в дальнейшем основные параметры отражательного клистрона — генерируемую мощность, к. п. д., а также электронную настройку, представляющую в данном случае особый интерес. Одним из путей эффективного расчета отражательного клистрона, как и всякого автогенератора, является использование понятия комплексной электронной проводимости.

в. Электронная проводимость зазора отражательного клистрона

Мгновенные значения первой гармоники наведенного в резонаторе тока и напряжения на зазоре при прохождении сгустка согласно проведенным выше расчетам равны

$$i_{\text{навед}} = -M \cdot 2I_0 J_1(X) \cos[\omega t_2 - (\Theta + \theta)]; \qquad (5.79)$$

$$u = -U_1 \sin \omega t_2. \qquad (5.80)$$

Отрицательный знак в (5.79) учитывает изменение направления движения электронов после пребывания в пространстве группировки. Происхождение отрицательного знака в уравнении (5.80) обсуждалось в связи с выбором начала отсчета фаз*.

Для того, чтобы перейти к комплексным величинам тока и напряжения, запишем уравнение (5.80) в виде

$$u = U_1 \cos\left(\omega t_2 + \frac{\pi}{2}\right).$$

Тогда комплексные амплитуды напряжения и наведенного тока оказываются равными

$$\dot{U} = U_1 e^{j\frac{\pi}{2}};$$

$$\dot{I}_{\text{навед}} = -M2I_0 J_1(X) e^{-i(\theta+\Theta)}.$$

* Выбор другого начала отсчета лишь усложнил бы сравнение уравнений отражательного и пролетного клистронов.

Пользуясь полученными выражениями, определяем комплексную электронную проводимость зазора:

$$Y_{эл} = \frac{\dot{I}_{навед}}{\dot{U}} = \frac{2MI_0 J_1(X)}{U_1} e^{-j\left(\Theta+\theta-\frac{\pi}{2}\right)}. \qquad (5.81)$$

Для удобства дальнейших расчетов выразим амплитуду напряжения U_1 через параметр группировки X. Используя уравнение (5.76а), получаем:

$$U_1 = \frac{2U_0 X}{M(\Theta-\theta)}. \qquad (5.82)$$

Подставим (5.82) в уравнение (5.81):

$$Y_{эл} = G_{эл} + jB_{эл} = \frac{M^2 I_0}{2U_0}(\Theta - \theta) F(X) e^{-j\left(\Theta+\theta-\frac{\pi}{2}\right)}, \qquad (5.83)$$

где

$$F(X) = \frac{2J_1(X)}{X}. \qquad (5.84)$$

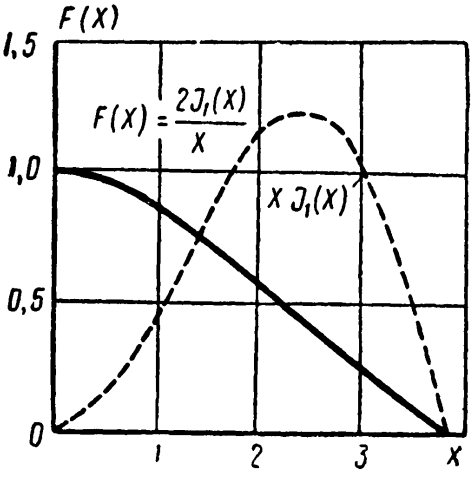


Рис. 5.28. Графики функций $F(X)$ и $XJ_1(X)$, определяющих электронную проводимость и электронный к. п. д. отражательного клистрона

График функции $F(X)$ приведен на рис. 5.28.

Из (5.83) находим активную и реактивную проводимости $G_{эл}$ и $B_{эл}$:

$$G_{эл} = \frac{M^2 I_0}{2U_0}(\Theta-\theta)\, F(X) \sin(\Theta+\theta); \qquad (5.85)$$

$$B_{эл} = \frac{M^2 I_0}{2U_0}(\Theta-\theta)\, F(X) \cos(\Theta+\theta). \qquad (5.86)$$

При неизменных постоянных напряжениях U_0 и $U_{отр}$ для данной конструкции клистрона величина X определяется только амплитудой колебаний U_1. Следовательно, график $F(X)$, показанный на рис. 5.28, фактически представляет в относительных единицах зависимость активной и реактивной электронных проводимостей клистрона от амплитуды напряжения на зазоре. Тем самым получена возможность анализа условий самовозбуждения отражательного клистрона по методам, рассматривавшимся в гл. 3.

Следует сделать одно замечание. Проводимости $G_{эл}$ и $B_{эл}$ в неявном виде зависят от частоты, так как углы пролета Θ и θ являются функцией ω. Однако эта зависимость является не очень резкой; в пределах полосы частот в несколько процентов от средней частоты можно говорить о медленно меняющихся функциях $G_{эл}(\omega)$ и $B_{эл}(\omega)$. На этом частном примере подтверждается предположение, сделанное в § 3.2, о слабой зависимости электронной проводимости от частоты.

г. Условие самовозбуждения

Необходимым, хотя и не достаточным условием самовозбуждения всякого автогенератора СВЧ является отрицательная величина активной электронной проводимости.

Максимумы отрицательной активной электронной проводимости согласно уравнению (5.85) определяются условием $\sin(\Theta + \theta) = -1$, откуда

$$\Theta + \theta = 2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right); \qquad (5.87)$$

$$n = 0, 1, 2, \ldots$$

Полученное уравнение соответствует условию (5.62), обеспечивающему прохождение электронных сгустков в моменты максимального тормозящего поля. В этом нетрудно убедиться, умножая обе части уравнения (5.62) на круговую частоту генерируемых колебаний и учитывая, что $\omega\tau_{опт} = \Theta + \theta$. Таким образом, уравнение (5.87) определяет центры зон генерации отражательного клистрона. Оптимальные углы пролета от центра зазора клистрона к отражателю и обратно оказываются равными $\frac{3}{2}\pi$, $\frac{7}{2}\pi$, $\frac{11}{2}\pi$ и т. д.

Угол пролета θ в высокочастотном зазоре отражательных клистронов, как и в случае пролетных клистронов, выбирается обычно равным

$$\theta \approx (0{,}5 - 0{,}8)\,\pi. \qquad (5.88)$$

Указанная величина θ удовлетворяет компромиссу между снижением коэффициента связи M при увеличении ширины зазора d и, с другой стороны, ростом потерь и увеличением эквивалентной активной проводимости резонатора G при увеличении емкости за счет уменьшения расстояния d.

Во всех зонах генерации, кроме случая $n = 0$, угол пролета Θ в пространстве группировки оказывается значительно больше, чем угол пролета в зазоре. Ввиду этого в полученных уравнениях вместо величин $(\Theta + \theta)$ и $(\Theta - \theta)$ можно с достаточной степенью точности подставить угол пролета Θ, вычисляемый по уравнению (5.74).

Для более детального анализа самовозбуждения рассмотрим эквивалентную схему отражательного клистрона, как и любого другого генератора с резонансной колебательной системой (см. рис. 3.1). На этой схеме точки *аб* соответствуют теперь сеткам высокочастотного зазора клистрона. Действие переменной составляющей конвекционного тока описывается рассмотренными в предыдущем разделе активной и реактивной проводимостями $G_{эл}$ и $B_{эл}$. Прохождение через зазор клистрона постоянной составляющей конвекционного тока I_0 может быть учтено на рис. 3.1 дополнительным включением удвоенной активной проводимости электронной нагрузки $G_{эл.н}$, определяемой уравнением (2.63). Удвоение величины $G_{эл\ н}$ в данном случае необходимо ввиду того, что один и тот же зазор дважды пронизывается пучком с постоянной составляющей I_0.

Согласно общим критериям самовозбуждения (см. § 3.1), необходимым и достаточным условием существования генерации является равенство нулю суммы всех активных проводимостей, т. е.

$$G+G'_{\text{н}}+G_{\text{эл}}+2G_{\text{эл. н}}=0. \qquad (5.89)$$

Величиной $G_{\text{эл.н}}$ в маломощных отражательных клистронах часто можно пренебречь. Для сокращения записи активная проводимость электронной нагрузки будет в дальнейшем опущена; будем полагать, что в случае необходимости величина $G_{\text{эл.н}}$ учитывается в активной проводимости резонатора клистрона G.

На краях зон генерации (рис. 5.27) мощность СВЧ колебаний и амплитуда U_1 стремятся к нулю, и, следовательно, $X \to 0$. В этом случае $J_1(X) = \frac{X}{2}$ и функция $F(X)$, определяющая по (5.84) и (5.85) активную электронную проводимость $G_{\text{эл}}$, стремится к единице. Таким образом, условие самовозбуждения (5.89) на краях зон генерации при пренебрежении углом пролета θ приобретает вид

$$-\Theta \sin \Theta = \frac{2U_0}{M^2 I_0}(G+G'_{\text{н}}), \qquad (5.90)$$

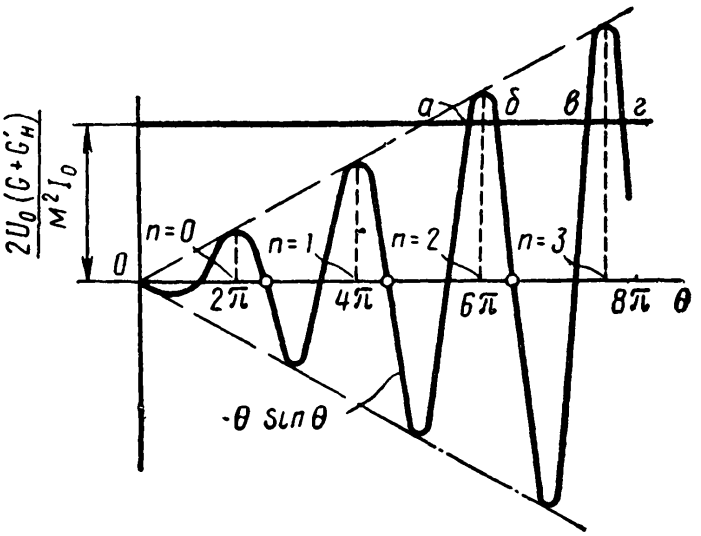


Рис 5.29. Графическое решение уравнения самовозбуждения отражательного клистрона. Точки *а*, *б*, *в*, *г* соответствуют краям зон генерации, показанных на рис. 5.27

где $G_{\text{н}}'$ — активная проводимость внешней нагрузки, трансформированная к зазору клистрона (см. рис. 3.1).

Графическое решение уравнения (5.90) представлено на рис. 5.29. Из этого рисунка видно, что ширина зон генерации между точками нулевой мощности зависит не только от постоянных питающих напряжений и тока пучка, но и от величины нагрузки. В самом деле, условием генерации на рис. 5.29 является пересечение горизонтальной прямой, соответствующей правой части уравнения (5.90), с «развертывающейся» синусоидой, определяющей левую часть того же уравнения. Чем больше активная проводимость нагрузки $G_{\text{н}}'$, тем выше проходит горизонтальная прямая и тем более узкими (по величине Θ и, следовательно, по напряжению на отражателе) являются зоны генерации. При большой суммарной активной проводимости зоны генерации, соответствующие малым значениям Θ, могут вообще не возбуждаться. В случае, показанном на рис. 5.29, не возбуждаются зоны с номерами $n = 0$ и $n = 1$.

Характер зависимости активной электронной проводимости от амплитуды высокочастотного напряжения определяется графиком

функции $F(X)$, приводившимся на рис. 5.28. В § 3.1 было показано, что при такой форме зависимости $G_{эл} = f(U_1)$ автогенератор имеет мягкое самовозбуждение. Гистерезисные явления в рассматриваемых условиях должны отсутствовать*.

б. Колебательная мощность и электронный к. п. д. отражательного клистрона

Полная высокочастотная мощность P, отдаваемая электронным пучком в резонатор и нагрузку, в установившемся режиме может быть выражена через амплитуду напряжения U_1 и суммарную активную проводимость зазора $G_{полн}$, равную

$$G_{полн} = G + G'_н.$$

По обычному электротехническому соотношению можно написать:

$$P = \frac{1}{2} U_1^2 G_{полн}.$$

Но в режиме установившихся колебаний всегда должно выполняться условие

$$G_{полн} + G_{эл}(U_1) = 0.$$

Используя уравнение (5.85), получаем:

$$P = -\frac{1}{2} U_1^2 G_{эл} = \frac{M^2}{4} U_1^2 \frac{I_0}{U_0} F(X) (\Theta - \theta) \sin(\Theta + \theta).$$

Выразим величину U_1 через параметр группировки X. По уравнению (5.82) имеем:

$$P = -U_0 I_0 \frac{\sin(\Theta + \theta)}{\Theta - \theta} 2XJ_1(X). \qquad (5.91)$$

Мощность, подведенная к клистрону от источника ускоряющего напряжения, равна I_0U_0. Таким образом, из (5.91) может быть легко определен электронный к. п. д. отражательного клистрона:

$$\eta_{эл} = -\frac{\sin(\Theta + \theta)}{\Theta - \theta} 2XJ_1(X). \qquad (5.92)$$

Обозначим через P_1 и $\eta_{эл.1}$ величины полной колебательной мощности и электронного к. п. д. в центрах зон генерации. Используя

---

* При существовании многократных (более двух) пролетов электронов через зазор клистрона график $G_{эл} = f(U_1)$ может иметь немонотонный характер. Клистрон имеет в этом случае электронный гистерезис, проявляющийся в особенности на краях зон генерации.

условие (5.87), определяющее угол пролета в центре зоны, и пренебрегая углом пролета θ в высокочастотном зазоре, получаем:

$$P_1 = I_0 U_0 \frac{XJ_1(X)}{\pi\left(n+\frac{3}{4}\right)}; \tag{5.93}$$

$$\eta_{эл.\,1} = \frac{XJ_1(X)}{\pi\left(n+\frac{3}{4}\right)}. \tag{5.94}$$

Величины P_1 и $\eta_{эл.1}$ зависят от произведения $XJ_1(X)$. График функции $XJ_1(X)$ приведен пунктиром на рис. 5.28. Эта функция достигает максимума при $X \approx 2{,}41$. Таким образом, максимальный электронный к. п. д. отражательного клистрона для зон с различными номерами n по (5.94) равен

$$\eta_{эл.\,макс} = \frac{2{,}41J_1(2{,}41)}{\pi\left(n+\frac{3}{4}\right)} = \frac{0{,}398}{n+\frac{3}{4}} \tag{5.95}$$

Вычисления максимального электронного к. п. д. по уравнению (5.95) дают следующие результаты:

n	0	1	2	3	...	7	...
$\eta_{эл.\,макс}$, %	53,1	22,7	14,5	10,6	. . .	5,1	. . .

При использовании полученных уравнений, однако, следует соблюдать некоторую осторожность, поскольку вся теория построена на предположении $U_1 \ll U_0$. Проверим, как выполняется это условие для различных зон генерации. Вычислим амплитуду U_1, соответствующую найденной оптимальной величине параметра группировки.

Из уравнения (5.82) при $X = 2{,}41$ имеем:

$$U_1 = \frac{0{,}767U_0}{M\left(n+\frac{3}{4}\right)}. \tag{5.96}$$

В случае $M=1$ уравнение (5.96) дает для «нулевой» зоны ($n = 0$) величину U_1, равную 1,02 U_0. Этот результат, конечно, несовместим с исходными допущениями о малости амплитуды переменного напряжения в сравнении с постоянным ускоряющим напряжением*. При $n = 3$ амплитуда U_1, вычисленная по (5.96), должна быть равна 0,204 U_0; при $n = 6$ имеем: $U_1 = 0{,}113\ U_0$. Таким образом, данная

* Во всяком случае, для того, чтобы электроны не останавливались и не изменяли направления движения при втором прохождении через бесконечно узкий зазор, необходимо: $U_1 < U_0/2$. В «нулевой» зоне при использовании данной теории не выполняется и это очевидное физическое требование.

теория не может быть полностью применена при $n = 0$*. Погрешность теории уменьшается при увеличении n.

Проведенные расчеты показывают две особенности работы отражательных клистронов. В отличие от пролетных клистронов, электронный к. п. д. отражательных клистронов в различных зонах оказывается неодинаковым и уменьшается с ростом номера зоны n. Соответственно этому чем меньше по абсолютной величине напряжение на отражателе, тем ниже мощность, генерируемая клистроном в центре зоны (см. рис. 5.27). Далее, максимальный электронный к. п. д. отражательных клистронов оказывается значительно ниже, чем у пролетных клистронов (ориентироваться на сравнительно высокий к. п. д. в «нулевой» зоне отражательного клистрона нельзя по указанным причинам).

Такой результат не является неожиданным с физической точки зрения. Основной причиной малого электронного к. п. д. является то, что скоростная модуляция электронного пучка и отбор энергии производятся одним и тем же зазором и, следовательно, при одном и том же напряжении. При большом угле пролета Θ амплитуда модулирующего напряжения U_1 должна быть малой и уменьшаться с ростом n, что неизбежно приводит к уменьшению колебательной мощности даже при оптимальном режиме группировки.

Кроме режима максимального электронного к. п. д. и максимальной электронной мощности, характеризуемого условием $X = 2{,}41$, можно рассмотреть режим максимального полного к. п. д. $\eta_{полн}$. Величина $\eta_{полн}$ определяется, как обычно, произведением электронного и «контурного» к. п. д. с учетом потерь в резонаторе. Можно показать, что величина параметра группировки X, обеспечивающая максимум $\eta_{полн}$, немного отличается от найденного оптимального значения и в зависимости от активной проводимости резонатора клистрона лежит в пределах $2{,}41 \geqslant X \geqslant 1{,}84$.

В проведенном анализе не учитывалось снижение к. п. д. за счет оседания электронов на сетках клистрона при первом и втором прохождениях через резонатор. Практически с учетом оседания электронов, СВЧ потерь в резонаторной системе и других факторов полный к. п. д. даже в «оптимальной» зоне генерации обычно не превышает 1—3%. Поэтому отражательные клистроны не могут разрабатываться в качестве генераторов высокой мощности. Тепловой режим таких приборов был бы недопустимо тяжелым, даже если можно было мириться с большим потреблением энергии от источника питания.

Низкая величина полного к. п. д. не является, однако, препятствием для широкого применения отражательных клистронов в качестве маломощных источников колебаний СВЧ — гетеродинов, измерительных генераторов и т. д. Выходная мощность типичных отражательных клистронов, рассматриваемых в § 5.9, составляет от десятков милливатт до единиц ватт.

---

* Более детальные расчеты показывают, что максимальный электронный к п д в зоне $n = 0$ может составлять до 25%.

е. Пусковой ток отражательного клистрона

Для определения пускового тока отражательного клистрона воспользуемся общими принципами самовозбуждения генераторов СВЧ, рассмотренными в гл. 3. Перепишем уравнение (3.5), определяющее мягкое самовозбуждение автогенератора С учетом принятых обозначений имеем:

$$(G_{эл})_{U_1 \to 0} + G + G_н' < 0.$$

Подставим в это уравнение величину активной электронной проводимости в режиме бесконечно малых амплитуд, определяемую уравнением (5.85) при $F(X) = 1$:

$$-\frac{M^2 I_0}{2U_0}(\Theta - \theta)\sin(\Theta + \theta) > G_{полн},$$

где

$$G_{полн} = G + G_н'.$$

В случае отражательного клистрона пусковой ток должен как раз обеспечивать самовозбуждение в центрах зон при наиболее благоприятной фазе прихода электронных сгустков в зазор, т. е. при условии $\Theta + \theta = 2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right)$. Таким образом, при $\theta \ll \Theta$ величина пускового тока $I_{пуск}$ может быть найдена из соотношения

$$I_{пуск} = \frac{U_0 G_{полн}}{M^2 \pi\left(n + \frac{3}{4}\right)}. \qquad (5.97)$$

Нарастание колебаний в клистроне происходит при условии $I_0 > I_{пуск}$.

Уравнение (5.97) позволяет сделать важные выводы. Пусковой ток клистрона тем меньше, чем меньше полная активная проводимость резонатора и нагрузки Величина пускового тока оказывается различной для разных зон; с увеличением номера n самовозбуждение клистрона облегчается Наконец, ток, требующийся для самовозбуждения клистрона, тем меньше, чем ниже ускоряющее напряжение U_0.

Точный расчет величины $I_{пуск}$ по уравнению (5.97) наталкивается на серьезные трудности, так как найти расчетным путем величину $G_{полн}$ можно лишь в грубом приближении Попытаемся оценить порядок величины пускового тока при реально встречающихся параметрах клистронов. Примем, что активная проводимость $G_{полн}$, входящая в (5 97), имеет величину 10^{-4} *ом*$^{-1}$. Такая величина может встретиться на практике, так как в отсутствие внешней нагрузки $G_н'$ и электронной нагрузки $G_{эл.н}$ активная проводимость клистронного резонатора имеет обычно порядок от 10^{-4} до 10^{-5} *ом*$^{-1}$. Положим $U_0 = 300$ *в*, $\theta = 0{,}7\pi$, что дает $M = 0{,}8$ Подставляя значения n, получаем:

n	0	1	2	3	. . .	7	. . .	10	. . .
$I_{пуск}$, *ма*	19,4	8,32	5,3	3,88	. . .	1,88	. . .	1,35	. . .

Следует иметь в виду, что реальный пусковой ток клистрона должен превышать вычисленные значения, поскольку теория не учитывала потерь тока на сетках и некоторых других явлений, ухудшающих работу клистрона. Однако и при этом условии порядок величины пускового тока оказывается вполне приемлемым с практической точки зрения. Полученные результаты интересно сравнить с аналогичным расчетом, проведенным для монотрона в § 3.2, б Преимущества отражательного клистрона по сравнению с монотроном в отношении условий самовозбуждения колебаний становятся особенно очевидными.

Отметим, что возбудить «нулевую» зону клистрона оказывается труднее, чем зоны, для которых $n > 0$ С физической точки зрения это объясняется тем, что оптимальная группировка при $n = 0$ требует большой амплитуды высокочастотного напряжения; мощность, рассеиваемая в активной нагрузке, повышается. Следовательно, из условия баланса мощностей должна быть увеличена и мощность, отдаваемая электронным потоком, что требует повышения тока пучка.

§ 5.8. ЭЛЕКТРОННАЯ И МЕХАНИЧЕСКАЯ НАСТРОЙКА ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ КЛИСТРОНОВ

В принципе электронная настройка присуща всем автогенераторам СВЧ, поскольку изменение постоянных питающих напряжений обусловливает изменение полной электронной проводимости. Вопрос об электронной настройке отражательных клистронов, однако, заслуживает особого внимания. По ряду причин, рассматриваемых далее, электронная настройка является одним из наиболее ценных свойств отражательных клистронов и имеет большое практическое значение.

а. Частота колебаний, генерируемых отражательным клистроном в установившемся режиме

Связь между частотой автоколебаний и параметрами резонатора и электронного пучка определяется общим уравнением (3.16). Подставим в это уравнение величины активной и реактивной электронных проводимостей клистрона, определяемые выражениями (5.85) и (5.86):

$$\nu_{\text{ген}} = \nu_0 \left[1 + \frac{1}{2Q_{\text{н}}} \operatorname{ctg}(\Theta + \theta) \right]. \qquad (5.98)$$

В центре каждой зоны частота колебаний не отличается от резонансной частоты ν_0, поскольку в этом режиме $\Theta + \theta = 2\pi(n + \frac{3}{4})$; $\operatorname{ctg}(\Theta + \theta) = 0$. Рассмотрим теперь, как изменяется частота колебаний, если угол пролета $(\Theta + \theta)$ отклоняется от оптимальной величины в пределах зоны генерации клистрона. Положим

$$\Theta + \theta = 2\pi \left(n + \frac{3}{4} \right) + \delta\Theta,$$

где $\delta\Theta$ — приращение суммарного угла пролета, обусловленное изменением ускоряющего напряжения U_0 или напряжения на отражателе $U_{\text{отр}}$. Тогда уравнение (5.98) может быть переписано в виде

$$\nu_{\text{ген}} = \nu_0 \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \delta\Theta}{2Q_{\text{н}}} \right). \qquad (5.98а)$$

Для практических целей более удобно выразить зависимость частоты генерируемых колебаний от одного из постоянных напряжений, приложенных к электродам клистрона. Таким образом, можно гово-

рить об электронной настройке отражательного клистрона в зависимости от напряжений U_0 и $U_{отр}$.

$$\nu_{ген} = f(U_0) \quad \text{при} \quad U_{отр} = \text{const};$$

$$\nu_{ген} = f(U_{отр}) \quad \text{при} \quad U_0 = \text{const}.$$

Нагрузка клистрона и ток пучка при этом предполагаются неизменными.

Метод изменения частоты за счет изменения ускоряющего напряжения имеет существенный недостаток — потребление значительной мощности от источника управляющего напряжения. По существу, этот тип электронной настройки не отличается от электронной настройки в двухрезонаторных клистронных генераторах. В дальнейшем такая электронная настройка отражательных клистронов рассматриваться не будет.

Управление частотой колебаний изменением напряжения на отражателе более удобно, так как при достаточно высоком отрицательном напряжении $U_{отр}$ ток отражателя практически равен нулю. Благодаря этому отсутствует потребление мощности. Обратимся к более детальному рассмотрению этого типа электронной настройки.

Рассмотрим изменение угла пролета при изменении напряжения на отражателе относительно центра зоны на величину $\delta U_{отр}$. В центре каждой зоны $\Theta + \theta = 2\pi(n + \frac{3}{4})$. Угол пролета θ в зазоре резонатора не зависит от напряжения $U_{отр}$. С учетом уравнения (5.74) при $\delta\Theta \ll \Theta$ можно записать:

$$\delta\Theta = \frac{\partial\Theta}{\partial U_{отр}} \delta U_{отр} = \frac{\Theta}{U_0 - U_{отр}} \delta U_{отр}$$

или

$$\delta\Theta = \frac{2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right) - \theta}{U_0 - U_{отр}} \delta U_{отр}.$$

Пренебрегая малой величиной θ при $n > 0$, получаем окончательно из (5.98а):

$$\nu_{ген} = \nu_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2Q_н} \operatorname{tg} \left[\frac{2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right)}{U_0 - U_{отр}} \delta U_{отр} \right] \right\}. \qquad (5.99)$$

Уравнение (5.99) показывает, что частота колебаний изменяется в пределах зоны генерации по закону тангенсоиды. Увеличению абсолютной величины $U_{отр}$ (т. е. $\delta U_{отр} < 0$) соответствует рост частоты, как изображено на рис. 5.30, *а*. С физической точки зрения такой ход зависимости $\nu_{ген} = f(U_{отр})$ легко понять, учитывая, что при повышении отрицательного напряжения на отражателе сгустки электронов проходят через зазор несколько раньше момента максимального тормозящего поля. Следовательно, увеличение абсолютной ве-

личины $U_{отр}$ приводит к отставанию наведенного тока от напряжения. Это равноценно появлению индуктивной составляющей наведенного тока; частота колебаний должна повыситься.

Наглядной физической аналогией является режим колебаний маятника, который подталкивают при каждом колебании несколько раньше того момента, когда груз маятника должен оказаться в крайнем верхнем положении. Как известно, частота таких вынужденных колебаний выше собственной частоты колебаний маятника.

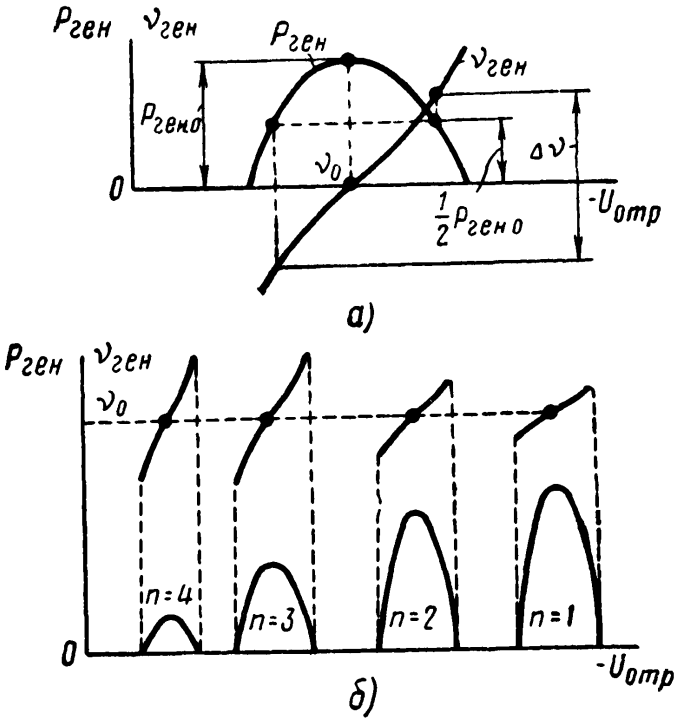


Рис. 5.30. Зависимость частоты генерируемых колебаний от напряжения отражателя

б. Крутизна электронной настройки

Важным параметром отражательных клистронов является *крутизна электронной настройки* на участке линейного изменения частоты вблизи центра зоны генерации. Под крутизной электронной настройки понимают изменение частоты генерируемых колебаний при изменении напряжения отражателя на 1 *в*.

При малом изменении напряжения отражателя $\delta U_{отр}$ тангенс в уравнении (5.99) может быть заменен его аргументом. Обозначая через $\delta\nu$ изменение частоты $(\nu_{ген} - \nu_0)$ в сравнении с частотой колебаний, генерируемых в центре зоны, имеем из (5.99):

$$\frac{\delta\nu}{\delta U_{отр}} = -\nu_0 \frac{\pi\left(n+\frac{3}{4}\right)}{Q_н (U_0 - U_{отр})}. \qquad (5.100)$$

Максимальная крутизна электронной настройки достигается при наиболее высоких значениях n, возможных для данного клистрона. С уменьшением номера зоны крутизна электронной настройки падает, как показано на рис. 5.30, *б*.

Уравнение (5.100) позволяет также сделать вывод о том, что крутизна электронной настройки у «низковольтных» клистронов, работающих при малых напряжениях U_0 и $U_{отр}$, больше, чем у «высоковольтных» клистронов. Далее, крутизна электронной настройки тем больше, чем выше рабочая частота клистрона и чем меньше нагруженная добротность его резонатора. Таким образом, при усилении связи клистрона с нагрузкой, т. е. при увеличении активной проводимости нагрузки $G_н'$, кривая электронной настройки становится все более крутой. Напомним, что одновременно изменяются генериру-

емая мощность и ширина зоны (см. § 5.7, г). Чем сильнее связь нагрузки с резонатором клистрона, тем более узкой является зона генерации $P_{ген} = f(U_{отр})$. Мощность в центре зоны с увеличением связи с нагрузкой сначала возрастает, а затем, пройдя через максимум, постепенно падает до нуля, как изображено на рис. 5.31.

Для того, чтобы яснее представить порядок крутизны электронной настройки, приведем числовой пример. Положим $U_0 = 300$ *в*; $\nu_0 = 9375$ *Мгц*. Величину $Q_н$ примем равной 200, что близко к реально встречающимся нагруженным добротностям отражательных клистронов. Используем значения напряжения на отражателе, соответствующие центрам зон при $D = 3$ *мм*, рассчитанным в § 5.7,а для клистрона 3-*см* диапазона. Результаты вычислений крутизны электронной настройки приводятся ниже.

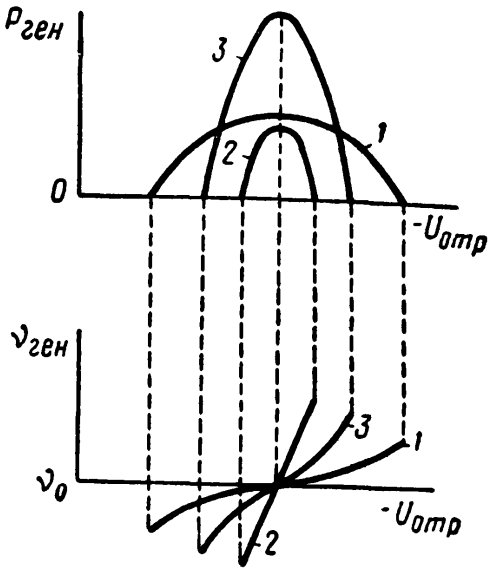


Рис. 5.31 Генерируемая мощность и электронная настройка для одной из зон генерации клистрона:

1—слабая связь с нагрузкой (высокая $Q_н$); *2*—сильная связь (низкая $Q_н$); *3*—промежуточный случай, соответствующий максимуму генерируемой мощности

n	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$-U_{отр}$ *в*	4060	1570	890	571	388	268	185	122	74	35
$-\frac{\delta\nu}{\delta U_{отр}}$, $\frac{Мгц}{в}$	0,025	0,138	0,34	0,632	1,02	1,49	2,05	2,70	3,44	4,27

Опыт подтверждает сделанные выводы и результаты расчетов. Конкретные параметры отражательных клистронов приводятся в § 5.9.

в. Диапазон электронной настройки

Для ряда практических применений особенно большую роль играет максимальное возможное изменение частоты в пределах одной зоны генерации клистрона. Дело в том, что одновременно с изменением частоты при электронной настройке изменяется и генерируемая мощность. Обычно удается использовать лишь ту часть кривой $\nu_{ген} = f(U_{отр})$, в пределах которой эта мощность изменяется не более чем в два раза, т. е. на 3 *дб* от максимальной мощности в центре зоны. Поэтому под *диапазоном электронной настройки* $\Delta\nu$ подразумевается изменение частоты генерируемых колебаний между точками половинной мощности (см. рис. 5.30, *а*)*.

* В некоторых случаях диапазон электронной настройки оценивается по точкам спада генерируемой мощности на 5 *дб*.

Рассмотрим снова уравнение (5.91), определяющее СВЧ мощность, которую отдает электронный поток в резонаторе клистрона Обозначим через $\Delta\Theta$ приращение суммарного угла пролета $(\Theta + \theta)$ в точках половинной мощности в сравнении с углом пролета в центре зоны. Тогда мощность, отдаваемая электронным потокам на краях диапазона электронной настройки, при $\theta \ll \Theta$ равна

$$P_{\frac{1}{2}} = -U_0 I_0 \frac{\sin\left[2\pi\left(n+\frac{3}{4}\right)+\Delta\Theta\right]}{2\pi\left(n+\frac{3}{4}\right)+\Delta\Theta} 2X_{\frac{1}{2}} J_1\left(X_{\frac{1}{2}}\right),$$

где $X_{\frac{1}{2}}$ — величина параметра группировки в точках половинной мощности

Изменение угла пролета $\Delta\Theta$ во всяком случае не должно превосходить $\pm\frac{\pi}{2}$ и, следовательно, им можно пренебречь в знаменателе последнего выражения в сравнении с углом пролета Θ при $n > 0$. Изменением угла пролета можно пренебречь также в выражении параметра группировки X, считая, что X зависит только от амплитуды U_1 Тогда из уравнения (5.76 а) в точках половинной мощности имеем:

$$X_{\frac{1}{2}} = \frac{X_0}{\sqrt{2}},$$

где X_0 — параметр группировки в центре зоны.

Выражение электронной мощности на краях диапазона электронной настройки принимает вид

$$P_{\frac{1}{2}} = U_0 I_0 \frac{\cos\Delta\Theta}{2\pi\left(n+\frac{3}{4}\right)} X_0\sqrt{2} J_1\left(\frac{X_0}{\sqrt{2}}\right). \qquad (5.101)$$

Используем условие, что на краях диапазона электронной настройки мощность в два раза меньше, чем в центре зоны Из уравнений (5.101) и (5.91) получаем:

$$\cos\Delta\Theta = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{J_1(X_0)}{J_1\left(\frac{X_0}{\sqrt{2}}\right)}.$$

Тем самым определена величина $\Delta\Theta$, соответствующая точкам половинной мощности при данной величине параметра X. Подставим величину $\Delta\Theta$ в уравнение электронной настройки (5.98), полагая $\delta\Theta = \Delta\Theta$:

$$\nu_{1,2} = \nu_0\left\{1 \pm \frac{1}{2Q_н}\sqrt{2\left\{\frac{J_1\left(\frac{X_0}{\sqrt{2}}\right)}{J_1(X_0)}\right\}^2 - 1}\right\}.$$

Частоты ν_1 и ν_2 соответствуют краям диапазона электронной настройки. Разность частот между точками половинной мощности оказывается равной

$$\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1 = \frac{\nu_0}{Q_н}\sqrt{2\left\{\frac{J_1\left(\frac{X_0}{\sqrt{2}}\right)}{J_1(X_0)}\right\}^2 - 1}. \qquad (5.102)$$

Уравнение (5.102) можно несколько преобразовать, чтобы учесть в явном виде зависимость диапазона электронной настройки от тока пучка и ускоряющего напряжения Для центра зоны условие стационарной амплитуды дает:

$$G_{\text{полн}}+G_{\text{эл}}=0 \quad G_{\text{полн}}=\frac{M^2 I_0(\Theta-\theta)}{U_0}\frac{J_1(X_0)}{X_0}.$$

Подставим величину $G_{\text{полн}}$, входящую в это выражение, в формулу нагруженной добротности полого резонатора:

$$Q_{\text{н}}=\frac{\omega_0 C}{G_{\text{полн}}}=\frac{\nu_0 C U_0}{M^2 I_0\left(n+\frac{3}{4}\right)}\frac{X_0}{J_1(X_0)},$$

где C — эквивалентная емкость резонатора. Отметим, что величина C в общем случае не равна сосредоточенной емкости зазора. При тороидальных резонаторах, однако, такое допущение вполне приемлемо.

Используя выражение $Q_{\text{н}}$ в уравнении (5.102) и пренебрегая углом пролета θ, получаем окончательно:

$$\Delta\nu=\frac{M^2 I_0\left(n+\frac{3}{4}\right)}{C U_0}\sqrt{\left\{\frac{J_1\left(\frac{X_0}{\sqrt{2}}\right)}{\frac{X_0}{\sqrt{2}}}\right\}^2-\left\{\frac{J_1(X_0)}{X_0}\right\}^2}. \qquad (5.103)$$

Уравнения (5.102) и (5.103) показывают, что расширение диапазона электронной настройки может быть достигнуто:

1) использованием полых резонаторов или других, более сложных, колебательных систем с возможно более низкой нагруженной добротностью и с малой емкостью C;

2) увеличением рабочего тока I_0 и снижением ускоряющего напряжения U_0, т. е. использованием пушек с высокой величиной первеанса;

3) работой в зонах генерации, характеризуемых большими номерами n.

Некоторые из этих требований являются взаимно противоречивыми. В частности, уменьшение сосредоточенной емкости полого резонатора потребовало бы увеличения ширины зазора d, что повлекло бы снижение коэффициента связи M или потребовало бы повышения ускоряющего напряжения U_0. Третье требование явно противоречит условию достижения наибольшей мощности и к. п. д Поэтому выбор номера рабочей зоны приходится производить из компромисса между величинами мощности и диапазона электронной настройки, в зависимости от того, какой из этих параметров является более важным для данного практического применения.

При некоторых применениях отражательных клистронов важную роль играет степень линейности изменения частоты в зависимости от напряжения отражателя. Диапазон электронной настройки соответствует примерно линейному участку графика электронной настройки. Чем ниже нагруженная добротность $Q_{\text{н}}$ и чем значительнее ток пучка I_0, тем больше изменение частоты приближается к линейному закону.

Рассмотрим порядок величины диапазона электронной настройки в реально встречающихся случаях. Как было показано в § 5.7, г, д, при работе клистрона в режиме максимального электронного к. п. д. величина параметра группировки, входящая в (5.102), равна 2,41. В общем же случае в зависимости от величины потерь в резонаторе параметр группировки должен находиться в пределах $2{,}41 \geqslant X \geqslant 1{,}84$. Из уравнения (5.102) легко вычислить, что при $X = 1{,}84$ величина $\Delta\nu$ почти в точности равна полосе пропускания резонатора клистрона. Задавшись для примера значениями $Q_{\text{н}} = 200$ и $\nu_0 = 9375$ *Мгц*, получаем ве-

личину $\Delta\nu$ около 36 *Мгц*, или менее половины процента от средней частоты. Таким образом, электронная настройка обычных отражательных клистронов не может заменить механической перестройки частоты клистрона, но является важным средством для точной безынерционной регулировки частоты*

Выпускаемые в настоящее время обычные отражательные клистроны имеют диапазон электронной настройки в рабочей зоне порядка 15 *Мгц* при длине волны $\lambda \sim 10$ *см*; на волне $\lambda \sim 3$ *см* диапазон электронной настройки составляет обычно 30—50 *Мгц*. Таким образом, результаты расчетов и в данном случае хорошо согласуются с опытом. Пример практического использования электронной настройки отражательных клистронов приводится в § 5.10.

Электронная настройка играет не только положительную, но и отрицательную роль. Пульсации постоянного напряжения, подаваемого от выпрямителя на отражатель и ускоряющий электрод клистрона, создают нежелательную частотную модуляцию. Пусть, например, выпрямитель, питающий отражатель клистрона, имеет пульсацию и нестабильность в 1%. Тогда при крутизне электронной настройки $2\ \frac{Мгц}{в}$ и при напряжении в центре зоны, равном — 185 *в* (см. числовой пример в § 5.8, б), нестабильность частоты составит 3,7 *Мгц*. Это обычно бывает совершенно недопустимым. Поэтому для питания отражательного клистрона следует использовать стабилизированные источники. Практически отражательные клистроны питают от выпрямителей с электронной стабилизацией, обеспечивающих стабильность выходного напряжения во всяком случае не хуже 0,1%.

г. Диапазон механической настройки

Пределы изменения частоты колебаний, генерируемых отражательным клистроном, определяются в первую очередь его колебательной системой, т. е. диапазоном механической перестройки полого резонатора. Однако при *внешней* конструкции резонатора (см. § 5.9) диапазон механической перестройки частоты может быть настолько большим, что ограничивающим фактором становятся электронные процессы в высокочастотном зазоре и в пространстве группировки.

Проще всего понять ограничение со стороны высоких частот, связанное с уменьшением коэффициента взаимодействия пучка с зазором. Действительно, при повышении частоты даже при неизменном расстоянии между сетками зазора происходит увеличение угла пролета в зазоре и уменьшение коэффициента взаимодействия M. Исходя из уравнения (5.85), содержащего множитель M^2, следует ожидать резкого падения генерируемой мощности при приближении угла пролета в зазоре θ к 2π. На средней частоте угол пролета близок к π. Отсюда

* Строго говоря, частота колебаний в переходном режиме устанавливается не мгновенно. Хотя вопросы переходных процессов в клистроне здесь не затрагивались, очевидно, что время установления вынужденных колебаний во всякой системе имеет порядок отношения нагруженной добротности к рабочей частоте. Таким образом, временем установления процесса в клистроне можно пренебречь, например, в сравнении с длительностью импульса, имеющего продолжительность 10^{-6} *сек*.

следует сделать вывод о том, что наиболее высокая генерируемая частота во всяком случае должна быть меньше удвоенной частоты, соответствующей середине диапазона.

Пролетные явления в пространстве группировки также ограничивают пределы изменения частоты. Если клистрон работает в центре зоны, то суммарный угол пролета $(\Theta + \theta)$ должен быть равен $2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right)$. При перестройке резонансной частоты полого резонатора необходимо так регулировать напряжение на отражателе, чтобы всегда получать максимум генерируемой мощности. В самом деле, с уменьшением генерируемой частоты угол пролета Θ стремится уменьшаться. Для обеспечения условия $\Theta + \theta = 2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right) = \text{const}$ приходится увеличивать время пролета в пространстве группировки, снижая абсолютную величину напряжения на отражателе. Аналогичное рассуждение приводит к выводу, что при повышении генерируемой частоты центр зоны сдвигается в сторону более высоких (по абсолютной величине) напряжений отражателя.

Отсюда следует, что при фиксированном расстоянии D между отражателем и ближайшей сеткой зазора изменение частоты генерируемых колебаний ограничивается допустимыми пределами изменения напряжения на отражателе.

Используя уравнение (5.74а), определяющее угол пролета Θ в пространстве группировки, и пренебрегая углом пролета θ в зазоре, получаем при работе клистрона в центре зоны генерации:

$$\frac{U_{\text{отр}}}{U_0} = -\left[\frac{\omega D}{v_0}\,\frac{2}{\pi\left(n+\frac{3}{4}\right)} - 1\right]. \qquad (5.104)$$

Обозначим через $\omega_{\text{макс}}$ и $\omega_{\text{мин}}$ наивысшую и наинизшую круговые частоты генерируемых колебаний клистрона. Тогда соответствующие напряжения на отражателе $|U_{\text{отр}}|_{\text{макс}}$ и $|U_{\text{отр}}|_{\text{мин}}$ по (5.104) при неизменной величине n оказываются связанными соотношением

$$\frac{\omega_{\text{макс}}}{\omega_{\text{мин}}} = \frac{\frac{|U_{\text{отр}}|_{\text{макс}}}{U_0} + 1}{\frac{|U_{\text{отр}}|_{\text{мин}}}{U_0} + 1}. \qquad (5.105)$$

Минимальное напряжение на отражателе во всяком случае не должно быть равно нулю. Для того, чтобы отсутствовал электронный ток в цепи отражателя, нежелательно работать при $|U_{\text{отр}}|_{\text{мин}} < (0{,}1—0{,}2)U_0$. С другой стороны, максимальное напряжение отражателя имеет практический предел, определяющийся эксплуатационными требованиями (нежелательностью высоких напряжений), а также ухудшением работы клистрона за счет искажения электронных траекторий. Группировка электронов при больших напряжениях происходит в непосредственной близости к выходной сетке, где поле имеет значительную неоднородность. Поэтому обычно стараются ра-

ботать при напряжении на отражателе, не превышающем по абсолютной величине ускоряющего напряжения.

Таким образом, можно ориентировочно положить:

$$|U_{\text{отр}}|_{\text{макс}} \leqslant U_0; \quad |U_{\text{отр}}|_{\text{мин}} \geqslant 0{,}2U_0.$$

Исходя из этих пределов, отношение максимальной и минимальной частот по (5.105) не превышает 1,67. Другими словами, максимальный диапазон механической перестройки клистрона при $n =$ $=$ const составляет примерно $\pm 25\%$ от средней частоты. Если поочередно переходить к зонам с другими номерами n, диапазон механической настройки клистрона значительно расширяется и может составлять до октавы и более*.

§ 5.9. ВОПРОСЫ КОНСТРУИРОВАНИЯ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ КЛИСТРОНОВ

а. Общие соображения

Клистроны, рассчитанные на волны 3—5 *см* и короче, разрабатываются, как правило, на основе конструкции, при которой весь резонатор целиком находится внутри вакуумной оболочки клистрона. На волнах длиной 7—10 *см* и более часто используется «внешний» вариант конструкции резонатора. В зависимости от выбора между этими двумя вариантами в большой степени изменяется весь конструктивный облик клистрона.

Если клистрон предназначается для работы в сравнительно узком диапазоне частот (± 5—10% от средней частоты), то, как правило, используется тороидальный полый резонатор или близкий к нему цилиндрический резонатор с укорачивающей емкостью, возбужденный на виде колебаний E_{010}. При более широком диапазоне частот (порядка $\pm 20\%$ и выше) находят применение коаксиальный и призматический полые резонаторы.

Механическая перестройка частоты отражательных клистронов производится тремя способами — индуктивным и емкостным, а также с помощью дополнительного перестраиваемого резонатора.

Индуктивная перестройка, требующая бóльших перемещений, применяется, когда наружная часть резонатора находится вне вакуумной оболочки клистрона. В этом случае клистрон обычно имеет дисковые выводы, впаянные в стекло. Внешняя часть резонатора соединяется с дисками специальными зажимными устройствами. Небольшое изменение частоты производится с помощью винтов, вращаемых внутри резонатора. В широкодиапазонных контурах применяются передвижные поршни контактного или дроссельного типа. Примеры соответствующих конструкций схематически показаны на рис. 5.32, *а*, *б*.

Емкостная перестройка осуществляется путем деформации гибкой мембраны, образующей одну из стенок резонатора, и изменения рас-

---

* Перестройке частоты на 1 октаву соответствует отношение максимальной частоты к минимальной частоте, равное двум.

стояния между сетками. Недостатком этого типа перестройки, кроме сравнительно узкого диапазона частот, является то, что при изменении расстояния между сетками ухудшается взаимодействие зазора с электронным пучком. Предположим, например, что для средней частоты диапазона угол пролета через зазор имеет величину (0,7—0,8)π. Для повышения частоты емкость зазора должна уменьшаться, т. е. следует увеличивать расстояние между сетками. Даже если частота оставалась бы неизменной, угол пролета через зазор должен был бы при этом возрастать. Следовательно, в случае емкостной настройки коэффициент взаимодействия уменьшается с укороче-

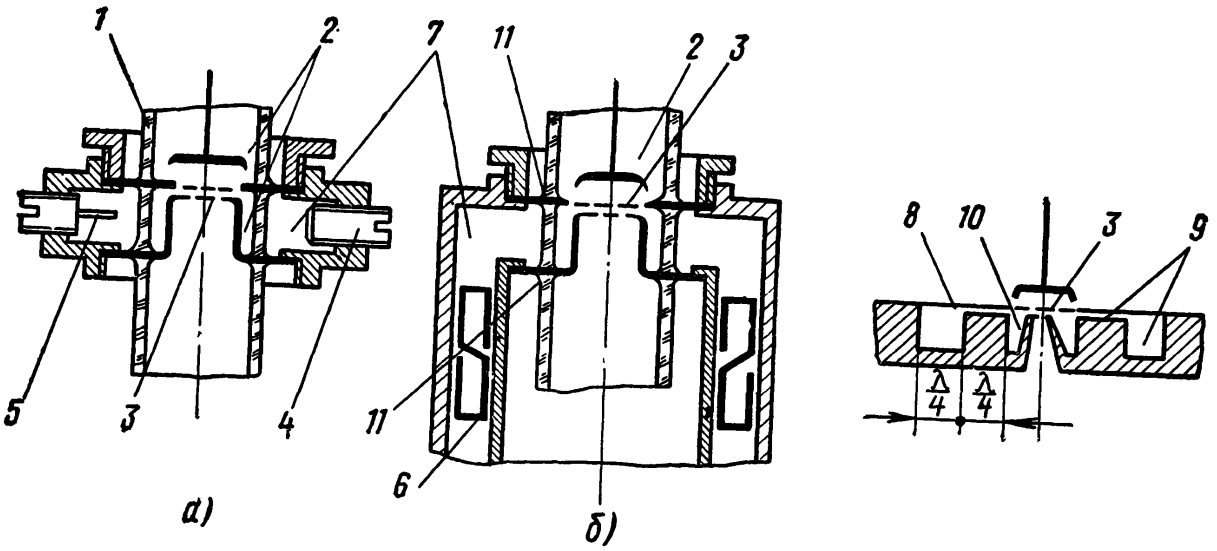


Рис. 5.32. Устройство полых резонаторов отражательных клистронов с индуктивной (*а*, *б*) и емкостной (*в*) настройкой:

1 — стеклянная колба, *2* — вакуумная часть; *3* — сетки высокочастотного зазора; *4* — настроечный винт; *5* — настроечная лопатка; *6* — настроечный поршень; *7* — невакуумная часть резонатора; *8* — гибкая мембрана; *9* — четвертьволновые дроссели; *10* — основной резонатор, *11* — дисковые спаи

нием волны значительно быстрее, чем при неизменной ширине зазора. Генерируемая мощность быстро падает на коротковолновом краю рабочего диапазона.

При наиболее коротких волнах размеры тороидального резонатора становятся очень малыми. Выполнить гибкую мембрану, обеспечивающую требуемое изменение емкости зазора и обладающую достаточными механическими качествами, трудно. Поэтому в клистронах миллиметрового диапазона иногда используют систему емкостной перестройки, схематически изображенную на рис. 5.32, *в*. Четвертьволновые дроссели типа радиальной линии позволяют значительно увеличить диаметр мембраны.

Для повышения стабильности частоты и увеличения вибростойкости отражательных клистронов применяется перестраиваемый дополнительный «пассивный» резонатор, связанный с основным («активным») полым резонатором. Основной резонатор органов настройки при этом не имеет. Устройство такого клистрона изображено на рис. 5.33. Роль настроечного элемента играет металлический штырь, вводимый во вспомогательный невакуумный волноводный резонатор.

Вывод энергии является неотъемлемой частью клистрона, если

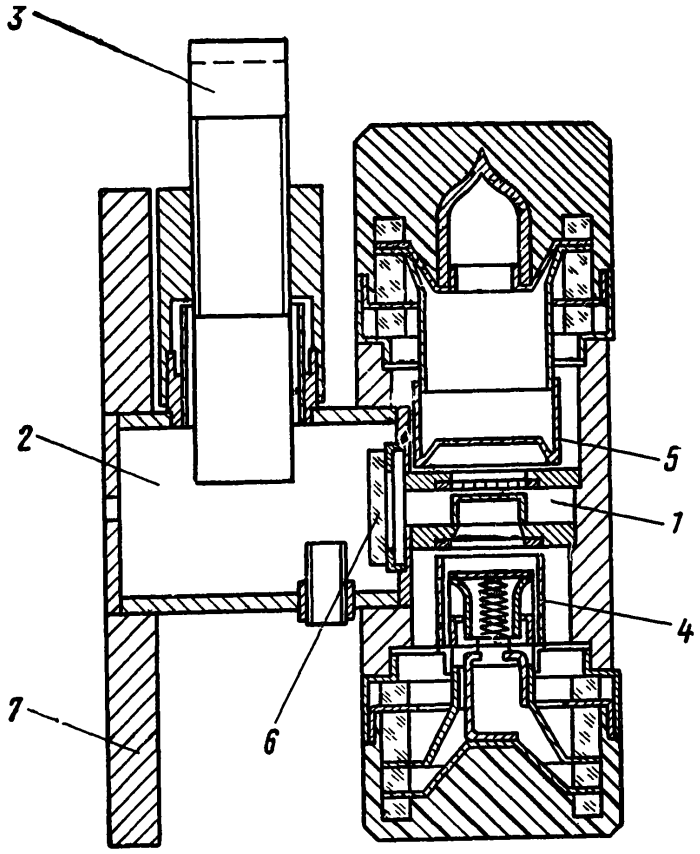


Рис. 5.33. Отражательный клистрон с дополнительным перестраиваемым полым резонатором:

1 — «активный» тороидальный резонатор; *2* — «пассивный» призматический резонатор; *3* — настроечный штырь; *4* — катодный узел; *5* — отражатель; *6* — вакуумноплотное окно; *7* — выходной волноводный фланец

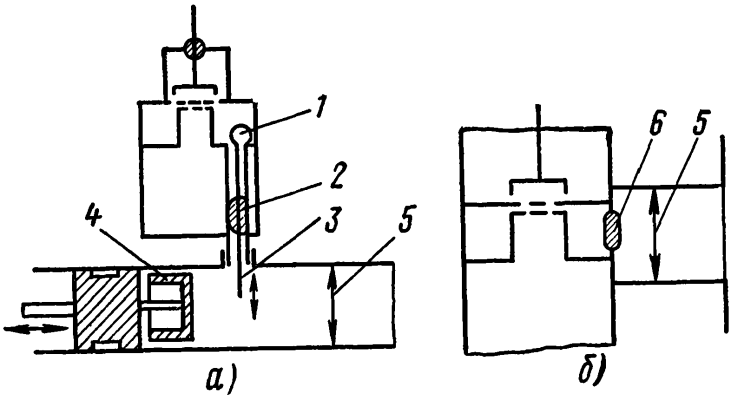


Рис. 5 34 Схема коаксиально-волноводного (*а*) и волноводного (*б*) выводов энергии отражательного клистрона:

1 — петля связи, *2* — вакуумное уплотнение коаксиальной линии, *3* — возбуждающий штырь; *4* — согласующий поршень; *5* — узкий размер сечения волновода; *6* — нерезонансное отверстие связи

использована «внутренняя» конструкция резонатора. При «внешней» конструкции резонатора вывод энергии может выполняться по-разному для одного и того же клистрона в зависимости от предъявляемых требований.

Широкое распространение находит коаксиальный вывод энергии с петлей, вводимой в индуктивную часть резонатора. Коаксиальный вывод энергии часто используется и для возбуждения волновода. В этом случае внутренний проводник коаксиальной линии служит в качестве возбуждающего штыря, погружаемого в прямоугольный волновод (рис. 5.34, *а*). Размеры петли и расположение ее в полом резонаторе определяют трансформацию полной проводимости нагрузки и величину внешней и нагруженной добротностей резонатора. Обычно вывод энергии конструируется таким образом, чтобы получить максимальную мощность при включении на согласованную нагрузку. Нагруженная добротность клистронных резонаторов имеет при этом величину порядка 200—300.

На волнах короче 2—3 *см* целесообразно применять волноводный вывод энергии, схематически показанный на рис. 5.34, *б* (см. также рис. 5.33). Резонатор имеет торцовое соединение с прямоугольным волноводом стандартного сечения, возбуждаемым на волне типа H_{10}*. Вакуумное уплотнение обеспечивается с помощью стеклянного, керамического или слюдяного окна.

* Стандартные сечения волноводов для различных диапазонов волн обсуждаются в [1].

б. Типичные конструкции и параметры отражательных клистронов

Основные параметры нескольких типичных отражательных клистронов приведены в табл. 5.3.

Таблица 5.3

Параметры типичных отражательных клистронов

№№ п/п	Тип клистрона	Рабочий диапазон частот, *Гц*	Генерируемая мощность, *мвт*	U_0, *в*	I_0, *ма*	$-U_{отр}$, *в*	Диапазон электронной настройки, *Мгц*	Крутизна электронной настройки, $\frac{Мгц}{в}$	Номер рабочей зоны
1	Стеклянный клистрон 10-*см* диапазона с внешним резонатором (рис. 5.35, *а*)	1,15—3,75	80—140	300	30	110—230	20	0,60—0,85	2 или 3
2	Металлический клистрон 3-*см* диапазона с внутренним резонатором (рис. 5.35, *б*)	8,5—9,6	20—30	300	25	130—185	55	2,2	6 или 7
3	Металлический клистрон 7,5-*см* диапазона повышенной мощности	3,5—4,3	2700	750	80	800	20	0,09	—
4	Металлический клистрон миллиметрового диапазона	48—60	15—30	600	25	150—450	60—180	—	4 или 5

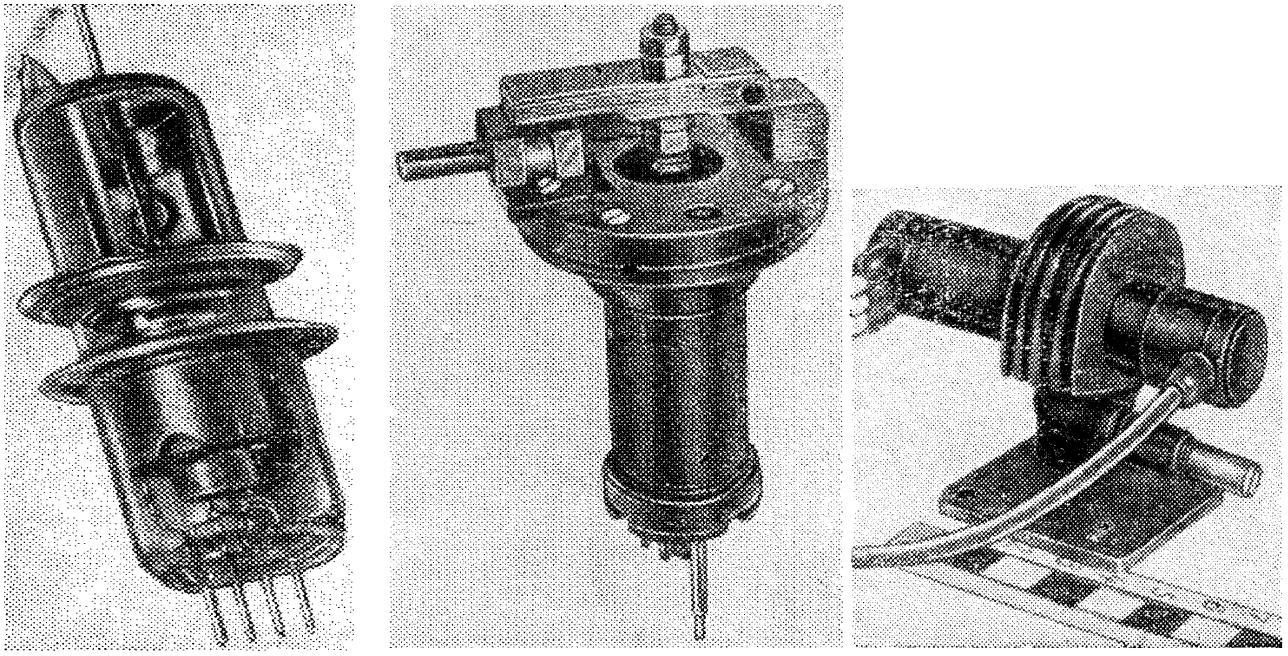
Представителем клистронов со съемным внешним резонатором является стеклянный клистрон 10-*см* диапазона с дисковыми впаями, указанный в табл. 5.3 под № 1. Устройство резонатора и вакуумной оболочки этого клистрона имеет вид, показанный схематически на рис. 5.32, *а*, *б*. Внешний вид клистрона приведен на рис. 5.35,*а*. Аналогичное устройство с успехом используется на волнах от 5—7 *см* до 30—50 *см*.

Типичный металлический клистрон 3-*см* диапазона (№ 2 в табл. 5.3) имеет конструкцию, изображенную на рис. 5.35, *б*. Вывод энергии этого клистрона имеет коаксиальную конструкцию; применяется штыревой переход на стандартный волновод прямоугольного сечения (см. рис. 5.34, *а*). Глубина погружения штыря и расстояние между штырем и волноводным поршнем регулируются до получения максимальной выходной мощности. Емкостная настройка этого клистрона обеспечивает значительно более узкий диапазон, чем индуктивная настройка у стеклянного клистрона.

На рис. 5.35, *в* показан клистрон, имеющий волноводный вывод энергии с дополнительным перестраиваемым полым резонатором.

За последнее время наметилась тенденция к созданию отражательных клистронов повышенной мощности (порядка единиц ватт вместо десятков или сотен миливатт у рассматривавшихся выше клистронов). Параметры одного из таких клистронов приведены в таблице под № 3.

Представляет интерес разработка отражательных клистронов для миллиметрового диапазона длин волн. Параметры клистрона 6-*мм* диапазона указаны в конце табл. 5.3. Дальнейшее укорочение рабочей длины волны требует изготовления резонаторов и сеток, имеющих очень малые размеры (напомним, что диаметр резонатора с учетом укорачивающего действия емкости должен составлять менее полови-



а) *б*) *в*)

Рис. 5.35. Внешний вид типичных отражательных клистронов:

а—стеклянный клистрон 10-*см* диапазона (без наружной части резонатора); *б*—металлический клистрон 3-*см* диапазона с емкостной перестройкой; *в*—клистрон 3-*см* диапазона с волноводным выводом энергии и перестройкой с помощью «пассивного» резонатора

ны длины волны в свободном пространстве). Трудности возникают и с другими элементами конструкции клистрона, в частности, с обеспечением весьма высокой плотности тока в тонком электронном луче, доходящей до 30 *а/см*^{2} и более. Наиболее короткая волна, генерируемая отражательными клистронами, составляет в настоящее время около 1,5 *мм*.

§ 5.10. ПРИМЕНЕНИЕ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ КЛИСТРОНОВ

а. Амплитудная и частотная модуляция отражательных клистронов

Наиболее распространенным и удобным способом модуляции отражательных клистронов является изменение напряжения на отражателе, поскольку цепь отражателя практически не потребляет мощности. При этом ускоряющее напряжение и ток пучка могут оставаться неизменными.

Простейший вариант схемы с подачей переменного напряжения на отражатель показан на рис. 5.36. По практическим соображениям ускоряющий электрод и резонатор клистрона обычно заземляются На ускоряющий электрод (анод) и на отражатель клистрона поданы постоянные напряжения. Переменное модулирующее напряжение подано на отражатель по отношению к земле через конденсатор C. Резистор R, сопротивление которого имеет обычно порядок 50—100 *ком*, препятствует закорачиванию переменного напряжения через источники постоянных напряжений. Конденсатор C служит для отделения постоянного напряжения от источника модулирующего напряжения. Величина емкости C выбирается с учетом частоты и формы волны модулирующего напряжения. Источники постоянного и переменного напряжений отражателя оказываются соединенными последовательно.

На рис. 5.37 построены графики, поясняющие работу отражательного клистрона при различных видах модуляции. Переходные процессы в клистроне здесь не рассматриваются. Нетрудно видеть, что амплитудная модуляция не сопровождается частотной модуляцией только при условии, если модулирующее напряжение изменяется во времени по закону прямоугольника (меандра). Амплитуда модулирующего напряжения и постоянное напряжение должны быть такими, чтобы генерация клистрона была возможна только на одной из вершин меандра. При слишком малой амплитуде клистрон будет генерировать поочередно в двух точках одной и той же зоны. Если же амплитуда меандра очень велика, то возможна генерация на разных зонах. Как в первом, так и во втором случаях появляются две рабочие частоты («двуволновость»), что обычно совершенно недопустимо.

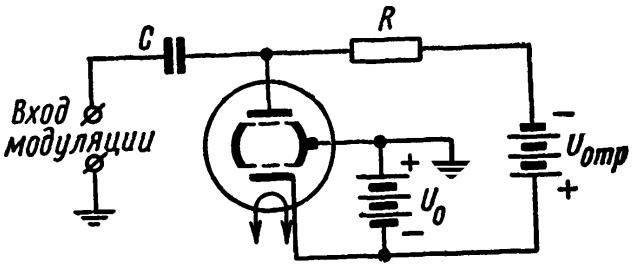


Рис. 5.36. Схема модуляции отражательного клистрона при подаче переменного напряжения на отражатель

Модуляция прямоугольными импульсами отличается от модуляции прямоугольным меандром величиной коэффициента скважности (при симметричном

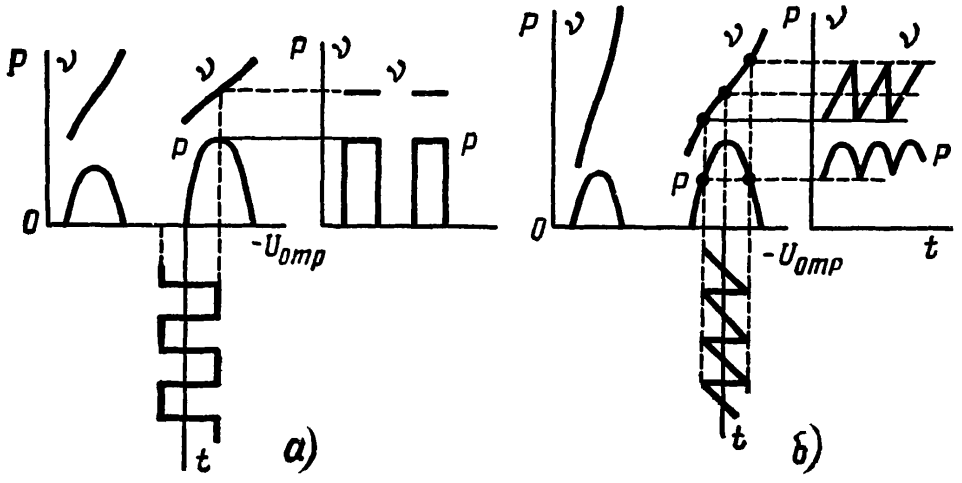


Рис. 5.37. Графики амплитудной (*а*) и частотной (*б*) модуляции отражательного клистрона

меандре скважность, т. е. отношение импульсной мощности к средней мощности, равна двум). Использование синусоидального напряжения для амплитудной модуляции отражательных клистронов нежелательно.

Частотная модуляция отражательных клистронов получается, вообще говоря, при любой форме модулирующего напряжения, кроме прямоугольной. Если частотная модуляция должна производиться с минимальными искажениями, то изменение модулирующего напряжения должно лежать в пределах линейного

участка кривой электронной настройки Это же условие обеспечивает изменение генерируемой мощности при частотной модуляции не более, чем в два раза (на 3 *дб*). Хотя на рис 5.37, *б* показана модуляция пилообразным напряжением, вполне возможно использование синусоидального напряжения.

Частота модулирующего сигнала может изменяться в очень широких пределах — от диапазона звуковых частот до частот порядка десятков мегагерц. Предел повышения модулирующей частоты ставится переходными процессами клистрона.

Все три рассмотренных вида модуляции отражательных клистронов—амплитудная с использованием симметричного меандра, импульсная и частотная — широко применяются в технике СВЧ Иногда находят применение и другие виды модуляции, например, импульсная модуляция по отношению к ускоряющему электроду клистрона. Этот вид модуляции позволяет получить от клистрона более высокую мощность при сохранении неизменной средней рассеиваемой мощности.

б. Области применения отражательных клистронов

Преимуществами отражательных клистронов в сравнении с другими маломощными генераторами СВЧ являются простота конструкции и простота настройки, хорошие модуляционные характеристики и существование электронной настройки, не требующей затраты мощности. Важными достоинствами отражательных клистронов являются их высокая механическая прочность и надежность.

Наиболее типичными областями применения отражательных клистронов являются гетеродины сверхвысокочастотных приемников и измерительные генераторы, используемые при лабораторных исследованиях и при испытаниях аппаратуры СВЧ. Отражательные клистроны применяются также в качестве маломощных передатчиков в радиорелейной, радионавигационной и телевизионной аппаратуре, в качестве генераторов накачки для параметрических усилителей СВЧ и т. д.

Мощность, которая требуется от гетеродинного генератора для работы кристаллического смесителя, составляет примерно 20 *мвт*. Именно такая или несколько бóльшая мощность характерна для отражательных клистронов гетеродинного класса (см. табл. 5.3, № 2).

Важную роль играет уровень шумов на допплеровских частотах, а также на частотах, отстоящих от основной частоты на величину, равную промежуточной частоте СВЧ приемника (обычно несколько десятков мегагерц). Шумы гетеродина могут заметно снизить чувствительность приемника. Типичная величина шумов современных отражательных клистронов на частотах, отстоящих на 10—100 *Мгц*, составляет 165—175 *дб/гц*.

При использовании отражательных клистронов в качестве измерительных генераторов обычно требуется несколько бóльшая мощность, чем от клистронов гетеродинного класса, — порядка сотен милливатт. Наконец, мощность клистронов, используемых в радиорелейных генераторах, доходит до нескольких ватт (см. табл. 5.3, № 3).

Отражательные клистроны относятся к наиболее массовым электронным приборам СВЧ. Тем не менее, можно ожидать, что они будут встречать в ближайшее время серьезную конкуренцию со стороны успешно развивающихся твердотельных генераторов СВЧ —

транзисторных генераторов с умножительными цепочками, генераторов Ганна, лавинно-пролетных диодов и др. Достоинствами этих приборов являются более низкие питающие напряжения и связанное с этим уменьшение веса источников питания, а также (в перспективе) более высокая надежность. Наряду с этим отражательные клистроны обеспечивают на один-два порядка меньший уровень шумов, а также обладают рядом преимуществ, связанных с простотой настройки, диапазоном частот и др.

Можно полагать, что вопрос о выборе между отражательными клистронами и твердотельными приборами будет решаться по-разному для различных классов радиоэлектронной аппаратуры. Успехи в развитии твердотельных генераторов приводят к новому совершенствованию отражательных клистронов.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ ТИПА О

§ 6.1. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ЛБВ ТИПА О

В основе усилительных и генераторных ламп бегущей волны в широком смысле слова лежит длительное взаимодействие электронов с бегущей электромагнитной волной, распространяющейся в нерезонансной колебательной системе. Этим лампы бегущей волны значительно отличаются от приборов СВЧ, использующих резонансные колебательные системы, — триодов, клистронов и магнетронов. Однако, как было показано в § 2.4, г, 2.8, г и 3.4, в лампах бегущей волны происходят те же основные электронные процессы, что и в других генераторных и усилительных приборах, — группировка электронов и отдача энергии электронов, приобретенной ими от постоянного электрического поля, полю сверхвысокой частоты. Особенно близкими к лампам бегущей волны являются магнетроны, рассматриваемые в гл. 7.

Важным преимуществом ламп бегущей волны, как усилителей, является их *широкополосность*. В самом деле, во всех усилительных приборах с резонансной колебательной системой рабочая полоса частот ограничивается нагруженной добротностью используемого колебательного контура или системы контуров. В лампах с нерезонансной колебательной системой этого основного ограничения не существует. Это же обстоятельство проявляется и при использовании ламп с длительным взаимодействием в качестве генераторов. Основным достоинством их является *широкий диапазон электронной настройки*, значительно превышающий лучшие результаты, которые могут быть получены с большинством генераторов резонансного типа.

Для длительного взаимодействия электронов с электромагнитным полем необходимо соблюдать условия *фазового синхронизма*, т. е. приблизительного совпадения скорости электронов v_0 с фазовой скоростью волны $v_ф$:

$$v_0 \approx v_ф. \tag{6.1}$$

При этом предполагается, что направление движения электронов совпадает с направлением фазовой скорости волны. Условие (6.1) можно наглядно получить из рассматривавшихся в гл. 2 рисунков 2.13, 2.31 и 2.32, где показаны нерезонансные устройства для скоростной модуляции и отбора энергии от сгруппированного электронного потока в поле бегущей волны.

Поскольку скорость электронов всегда меньше скорости света c в свободном пространстве, условие (6.1) предполагает, что фазовая скорость взаимодействующей с электронами волны также меньше c. Это означает, что электроны должны двигаться в поле *замедленной* электромагнитной волны. В большинстве ламп бегущей волны используются замедляющие системы — волноведущие структуры, удовлетворяющие условию $v_ф < c$. Типичная величина коэффициента замедления составляет примерно от 2 до 50.

Как известно [1], поле периодических замедляющих систем содержит бесчисленное множество одновременно существующих прямых и обратных *пространственных гармоник*, имеющих различные фазовые скорости и бегущих по системе как в направлении движения электромагнитной энергии, так и в противоположном направлении. Подбирая скорость электронов v_0 и направление их движения, можно удовлетворить условию синхронизма (6.1) для одной из пространственных гармоник. Таким образом, электронный поток может взаимодействовать как с *прямыми*, так и с *обратными* волнами*.

Приборы, в которых электронный поток взаимодействует с основной прямой замедленной волной или с положительной пространственной гармоникой, называются *лампами прямой волны*. За этими приборами закрепилось название *лампа бегущей волны* или *лампа с бегущей волной* (сокращенно ЛБВ), несмотря на то, что лампами бегущей волны в широком смысле являются все приборы рассматриваемого класса. Приборы, в которых используется взаимодействие электронов с обратными волнами (отрицательными пространственными гармониками), появились позднее и получили название *ламп обратной волны* (сокращенно ЛОВ).

Отличительной особенностью ламп прямой волны является то, что направление движения электронов совпадает с направлением движения энергии по замедляющей системе. В лампах обратной волны электронный поток двигается навстречу потоку энергии. Эти особенности определяют расположение входа и выхода СВЧ сигналов. В лампах прямой волны вывод энергии расположен со стороны коллектора, в то время как в ЛОВ вывод энергии находится на конце замедляющей системы, обращенном к электронной пушке (см. рис. 2.13).

Лампы прямой и обратной волны подразделяются на две основные группы, различающиеся направлением и назначением постоянного магнитного поля. К первой группе так называемых приборов *типа* О относятся лампы с *продольным* магнитным полем, служащим только для целей фокусировки прямолинейного электронного пучка. Такую же роль магнитное поле играет в пролетных клистронах, рассматривавшихся в гл. 5. Поэтому клистроны, подобно ЛБВ и ЛОВ, также относятся к группе приборов типа О. Вторая группа ЛБВ и ЛОВ называется приборами *типа* М и отличается тем, что постоянное магнитное поле является *поперечным*. Электроны в лампах М-типа

---

* Напомним, что прямые и обратные волны (гармоники) ни в коем случае не следует смешивать с *падающей* и *отраженной* волнами, бегущими по любой передающей линии и соответствующими двум потокам энергии: от генератора к нагрузке и от нагрузки к генератору.

двигаются в постоянных скрещенных электрическом и магнитном полях, как в обычных магнетронных генераторах. ЛБВ и ЛОВ типа М рассматриваются в гл. 7, посвященной электронным приборам СВЧ со скрещенными полями*.

Наиболее типичным представителем класса ламп бегущей волны является усилительная ЛБВ О-типа, устройство которой схематически изображено на рис. 6.1. Лампа имеет спиральную замедляющую систему с коаксиальными входом и выходом. Ускоряющее напряжение U_0 обеспечивает требуемый синхронизм между электронами и волной, замедленной до скорости порядка 0,1 c. Движение энергии по замедляющей системе происходит в направлении движения электронов. Фокусировка электронного потока осуществляется с помощью постоянного магнитного поля, созданного соленоидом и направленного вдоль оси лампы подобно тому, как это часто делается в прямопролетных клистронах.

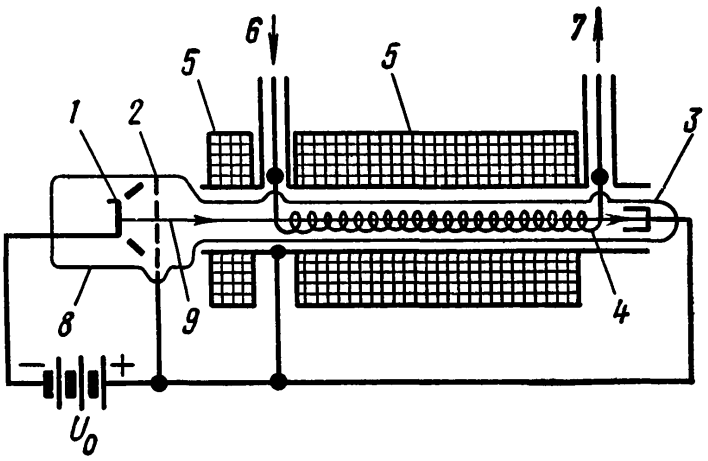


Рис. 6.1. Схема устройства усилительной ЛБВ О-типа в коаксиальной арматуре: *1* — катод; *2* — анод (ускоряющий электрод); *3* — коллектор; *4* — спираль; *5* — соленоид; *6* — вход; *7* — выход; *8* — стеклянная оболочка *9* — электронный пучок

Начальный участок спиральной замедляющей системы ЛБВ выполняет функции устройства, модулирующего электронный поток по скорости в соответствии с рис. 2.31 и 2.32. Электронные сгустки, формирующиеся по мере движения вдоль оси лампы, наводят в той же спирали ток и создают тормозящее высокочастотное поле, обеспечивающее отбор энергии от электронного потока и усиление входного сигнала. Таким образом, несмотря на отсутствие резко разграниченных участков группировки и отбора энергии, устройство ЛБВ соответствует общей схеме всякого электронного усилителя СВЧ колебаний (см. рис. 2.15).

Условие максимального коэффициента усиления ЛБВ со спиральной замедляющей системой в зависимости от постоянного ускоряющего напряжения U_0 (см. рис. 6.1) можно получить из следующих элементарных соображений. Коэффициент замедления волны, распространяющейся по спирали, в первом приближении равен отношению длины витка к шагу спирали s. Обозначая средний радиус спирали через a, можно записать фазовую скорость основной замедленной волны в виде

$$v_ф = c\frac{s}{\sqrt{(2\pi a)^2 + s^2}} \approx c\frac{s}{2\pi a}. \qquad (6.2)$$

Последнее уравнение можно представить также в виде

$$v_ф = c\sin\psi, \qquad (6.2а)$$

* Буквенные обозначения О и М для приборов с продольными и поперечными магнитными полями заимствованы из французской терминологии.

где ψ — шаговый угол спирали с плоскостью, перпендикулярной к оси спирали, определяемый из соотношения

$$\sin\psi = \frac{s}{\sqrt{(2\pi a)^2 + s^2}}.$$

Скорость электронов v_0 определяется постоянным напряжением U_0 и при пренебрежении релятивистскими эффектами равна

$$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}. \qquad (6.3)$$

Из уравнений (6.2) и (6.3) с учетом условия синхронизма $v_0 \approx \approx v_\phi$ можно найти оптимальное ускоряющее напряжение $(U_0)_{опт}$, при котором работает рассматриваемый усилитель:

$$(U_0)_{опт} = \frac{mc^2}{8\pi^2 e}\left(\frac{s}{a}\right)^2 \approx 0{,}65 \cdot 10^4 \left(\frac{s}{a}\right)^2. \qquad (6.4)$$

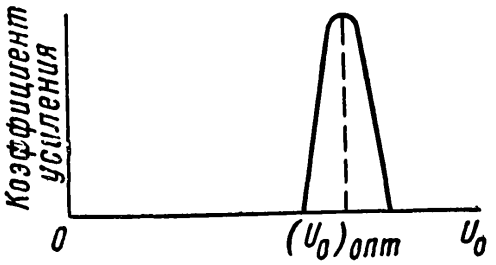


Рис. 6.2. Зависимость коэффициента усиления ЛБВ типа О от постоянного ускоряющего напряжения при фиксированной частоте

Это уравнение не учитывает дисперсии, имеющейся у спиральной замедляющей системы, и влияния диэлектрических опор спирали на величину фазовой скорости. Тем не менее, пользуясь (6.4), можно приближенно оценить рабочее ускоряющее напряжение ЛБВ. Так, в случае $s = 1$ *мм*, $a = 2$ *мм* величина $(U_0)_{опт}$ оказывается равной 1625 *в*.

На рис. 6.2 качественно показана зависимость коэффициента усиления ЛБВ от ускоряющего напряжения U_0. Максимум этой кривой соответствует оптимальному напряжению, определяемому (6.4). Опыт подтверждает существование подобной зависимости, по крайней мере в режиме малых амплитуд. При отклонении ускоряющего напряжения от величины $(U_0)_{опт}$, удовлетворяющей условию синхронизма, выходная мощность ЛБВ резко падает.

Среди других приборов с длительным взаимодействием и с нерезонансной колебательной системой лампы бегущей волны О-типа находят сейчас наиболее широкое применение как в качестве усилителей малого сигнала, так и в качестве мощных усилителей СВЧ.

§ 6.2. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ УСИЛИТЕЛЬНОЙ ЛБВ ТИПА О

а. Исходные положения

Отвлечемся от конкретного типа замедляющей системы и рассмотрим взаимодействие замедленной электромагнитной волны с прямолинейным электронным пучком, двигающимся вдоль системы в условиях приблизительного синхронизма с полем (рис. 6.3).

Введем некоторые упрощающие предположения. Прежде всего, ограничимся режимом малой амплитуды высокочастотного сигнала.

Такой подход неоднократно использовался при анализе различных приборов сверхвысоких частот. Здесь под режимом малых амплитуд будем понимать случай, когда все переменные величины, характеризующие электронный поток (скорость электронов, плотность объемного заряда, конвекционный ток пучка), много меньше постоянных составляющих тех же величин.

Движение электронов в лампе будем рассматривать только в направлении оси z; поперечное движение может быть устранено с помощью бесконечно сильного продольного магнитного поля. Воспользуемся также другими допущениями, применяемыми при упрощенном анализе приборов СВЧ, — моноэнергетичность электронного потока, пренебрежение расталкивающим действием пространственного заряда, пренебрежение релятивистскими поправками и квантовыми соотношениями. От «холодных» потерь в замедляющей системе и оседания электронов на замедляющую систему пока отвлечемся.

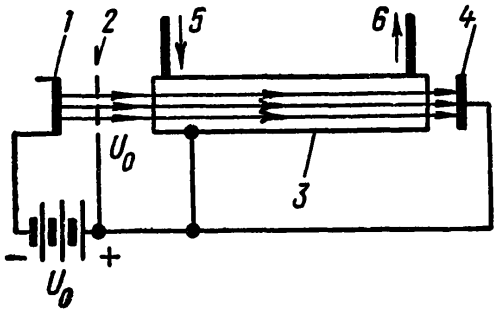


Рис. 6.3. Общая схема усилителя прямой бегущей волны типа О:

1—катод; *2*—ускоряющий электрод; *3*—замедляющая система; *4*—коллектор; *5*—вход; *6*—выход

Изменение высокочастотного поля в пределах поперечного сечения пучка учитывать не будем. Чтобы удовлетворить этому требованию, будем считать, что в случае цилиндрической замедляющей системы электронный луч имеет вид полой трубки исчезающе малой толщины. В случае плоской замедляющей системы необходимо предположить, что луч имеет вид тонкой плоской ленты.

При указанных условиях скорость электронов v и плотность объемного заряда ρ в каждом сечении пучка можно записать в виде суммы постоянных и переменных составляющих:

$$v = v_0 + v(z, t); \quad \rho = \rho_0 + \rho(z, t),$$

где ρ_0 и v_0 — величины, характеризующие пучок в отсутствие высокочастотного сигнала и не зависящие от времени и от координаты z.

Предположим, что переменные составляющие скорости и объемного заряда имеют вид бегущих волн:

$$v(z, t) = v_1 e^{j\omega t - \Gamma z}; \tag{6.5}$$

$$\rho(z, t) = \rho_1 e^{j\omega t - \Gamma z}, \tag{6.6}$$

причем амплитуды v_1 и ρ_1 много меньше постоянных составляющих v_0 и ρ_0.

Постоянная распространения Γ, входящая в выражения (6.5) и (6.6), может быть в общем случае комплексной. Эта величина может отличаться от постоянной распространения Γ_0 в «холодной» замедляющей системе за счет действия электронного пучка. Похожий подход к решению в виде бегущих волн использовался в § 2.9 при рассмотрении волн в электронных потоках.

Продольное электрическое поле в замедляющей системе, взаимодействующее с электронным пучком, также имеет вид бегущей волны. Это поле должно быть *самосогласованным*, т. е. действие поля на пучок должно приводить к таким изменениям в движении электронов, что наведенные электронами токи как раз образуют рассматриваемое поле волны, поэтому постоянные распространения волн в замедляющей системе и в пучке должны быть одинаковыми. Таким образом, продольное высокочастотное поле в системе может быть записано с использованием комплексного метода в виде

$$E_z = E_{zm} e^{j\omega t - \Gamma z}. \tag{6.7}$$

Задачу взаимодействия бегущей электромагнитной волны с электронным пучком будем рассматривать в два этапа. Сначала обратимся к группированию электронов под действием бегущей волны, отвлекаясь от изменений, которые вносит в систему электронный пучок. После этого рассмотрим процесс возбуждения волны в замедляющей системе при прохождении вдоль нее промодулированного по плотности электронного пучка. Интересующие нас явления в усилительных лампах бегущей волны могут быть затем рассчитаны при одновременном учете обоих процессов.

Целью расчетов является вычисление усиления, которое может быть получено с помощью ЛБВ в режиме малых амплитуд.

6. Группировка электронного пучка под действием бегущей волны

Электроны, двигающиеся по инерции вдоль замедляющей системы, подвергаются действию продольной составляющей высокочастотного поля E_z. Исходя из концепции точечных электронов, применим к одиночному электрону обычное уравнение динамики:

$$m \frac{dv}{dt} = -eE_z. \tag{6.8}$$

По правилам дифференцирования функций нескольких переменных, учитывая уравнение (6.5), имеем:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial z}\frac{dv}{dt} = j\omega v_1 e^{j\omega t - \Gamma z} - \Gamma v_1 e^{j\omega t - \Gamma z}(v_0 + v_1 e^{j\omega t - \Gamma z}).$$

Отбрасывая произведение малых величин, получаем:

$$\frac{dv}{dt} = (j\omega v_1 - \Gamma v_1 v_0) e^{j\omega t - \Gamma z}.$$

Таким образом, уравнение движения электронов (6.8) позволяет вычислить переменную составляющую скорости электронов в пучке:

$$v_1 = -\frac{eE_{zm}}{mv_0\left(j\frac{\omega}{v_0} - \Gamma\right)}. \tag{6.9}$$

Вычислим плотность конвекционного тока в пучке в присутствии бегущей волны. Плотность тока J находим как произведение объем-

ной плотности зарядов на их скорость. Пренебрегая произведением малых переменных составляющих, с учетом (6.5) и (6.6) получаем:

$$J = \rho_0 v_0 + (\rho_0 v_1 + \rho_1 v_0)\, e^{j\omega t - \Gamma z}. \tag{6.10}$$

Таким образом, переменная составляющая плотности конвекционного тока в пучке равна

$$J(z,\ t) = (\rho_0 v_1 + \rho_1 v_0)\, e^{j\omega t - \Gamma z} = J_1 e^{j\omega t - \Gamma z}, \tag{6.11}$$

где J_1 — амплитуда плотности конвекционного тока:

$$J_1 = \rho_0 v_1 + \rho_1 v_0. \tag{6.12}$$

Величина v_1 была найдена ранее и определяется уравнением (6.9). Поэтому для дальнейших расчетов конвекционного тока необходимо вычислить переменную составляющую плотности заряда ρ_1.

До сих пор в расчете не использовался закон непрерывности заряда, рассматривавшийся в гл. 2. В данном случае с учетом одномерного характера движения электронов уравнение непрерывности (2.13) приобретает вид

$$\frac{\partial J}{\partial z} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}; \quad -\Gamma J_1 e^{j\omega t - \Gamma z} = -j\omega \rho_1 e^{j\omega t - \Gamma z},$$

откуда

$$\rho_1 = -j\frac{\Gamma}{\omega} J_1. \tag{6.13}$$

Подставим в уравнение (6.12) величины ρ_1 и v_1, определяемые по (6.13) и (6.9). Учитывая, что $v_0^2 = \frac{2e}{m} U_0$, получаем:

$$J_1 = -j \frac{\rho_0 v_0 \frac{\omega}{v_0}}{2U_0 \left(j\frac{\omega}{v_0} - \Gamma\right)^2} E_{zm}. \tag{6.14}$$

Величину $\frac{\omega}{v_0}$, имеющую размерность фазовой постоянной некоторой волны, двигающейся с фазовой скоростью, равной v_0, в дальнейшем будем называть электронным волновым числом:

$$\beta_{эл} = \frac{\omega}{v_0}. \tag{6.15}$$

На основании (6.10) величина $\rho_0 v_0 = J_0$ является постоянной составляющей плотности тока в пучке. Таким образом, уравнение (6.14) для переменной составляющей плотности конвекционного тока приобретает окончательный вид

$$J_1 = -j \frac{J_0 \beta_{эл}}{2U_0 (j\beta_{эл} - \Gamma)^2} E_{zm}. \tag{6.16}$$

Отсюда, учитывая площадь сечения пучка, переходим к амплитуде полного конвекционного тока:

$$I_1 = -j \frac{I_0}{2U_0} \frac{\beta_{эл}}{(j\beta_{эл} - \Gamma)^2} E_{zm}, \tag{6.17}$$

где I_0 — постоянная составляющая тока пучка. Конвекционный ток электронного пучка в комплексной форме с учетом множителя $e^{j\omega t - \Gamma z}$ имеет вид

$$I_{\text{конв}} = I_1 e^{j\omega t - \Gamma z}. \qquad (6.18)$$

Уравнения (6.17) и (6.18) отвечают на вопрос о действии продольного СВЧ поля бегущей волны на конвекционный ток пучка, если отвлечься от обратного действия пучка на поле волны.

в. Действие модулированного по плотности электронного пучка на поле в замедляющей системе

Сгустки электронов, двигающиеся вдоль замедляющей системы, наводят в ней высокочастотные токи. Эти сторонние токи добавляются к токам волны, бегущей по замедляющей системе , в результате чего изменяется напряженность поля бегущей волны.

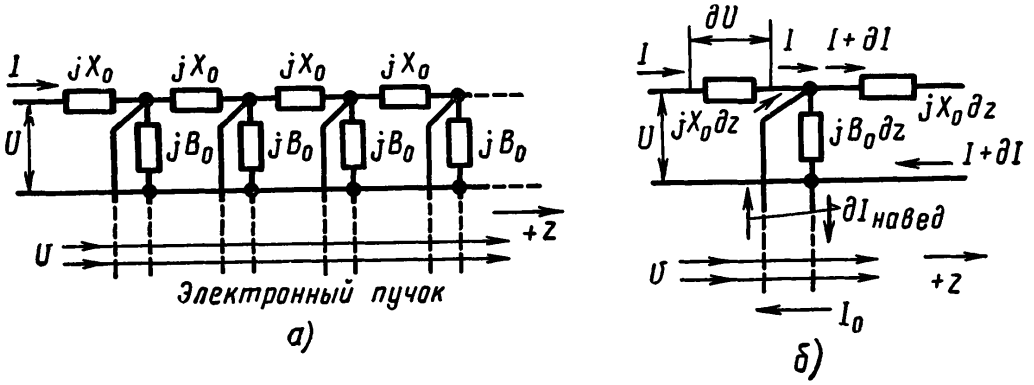


Рис. 6.4. Эквивалентная схема замедляющей системы без потерь, пронизываемой электронным потоком (*а*), и распределение токов и напряжений на отрезке системы длиной dz с учетом наведенного тока (*б*)

Рассмотрим схему замещения замедляющей системы, показанную на рис. 6.4, *а*. Реальная система показана здесь в виде однородной длинной линии без потерь с включенными в нее идеальными зазорами, свойства которой совпадают со свойствами рассматриваемой системы. Будем считать, что высокочастотное напряжение U, показанное на рис. 6.4, соответствует продольному напряжению синхронной волны, имеющемуся в реальной замедляющей системе на уровне электронного потока. Потребуем также, чтобы фазовая скорость в эквивалентной линии была равна реальной фазовой скорости, а характеристическое сопротивление совпадало бы с сопротивлением связи $R_{\text{св}}$, определенным на уровне электронного потока*.

Напишем дифференциальные уравнения тока и напряжения в эквивалентной линии с учетом стороннего наведенного тока $I_{\text{навед}}$, обусловленного прохождением вдоль системы конвекционного электронного тока $I_{\text{конв}}$. С физической точки зрения наведенный ток создается в замедляющей системе в результате прохождения тока сме-

* О сопротивлении связи замедляющей системы см. [1], § 11.3.

щения между электронными сгустками и проводниками замедляющей системы.

Как было показано в § 2.3,г, при бесконечно малой ширине зазора наведенный ток численно равен конвекционному току. Направление наведенного тока определяется с учетом отрицательного заряда электронов (см. § 2.3, в); постоянная составляющая тока I_0 также направлена в сторону $-z$ (рис. 6.4, *б*). Таким образом, для элемента линии длиной ∂z при погонном сопротивлении jX_0 и при погонной проводимости jB_0 имеем:

$$\partial U = -Ijx_0\,\partial z; \quad \partial I = -UjB_0\,\partial z + \partial I_{\text{конв}},$$

где $\partial I_{\text{конв}}$ — приращение конвекционного тока пучка. Уравнения тока и напряжения в рассматриваемой линии приобретают вид

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -jX_0 I; \tag{6.19}$$

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -jB_0 U + \frac{\partial I_{\text{конв}}}{\partial z}. \tag{6.20}$$

Учтем, что напряжение U и токи I и $I_{\text{конв}}$ изменяются во времени и вдоль оси z по закону $e^{j\omega t - \Gamma z}$. Уравнения (6.19) и (6.20) при этом дают:

$$\Gamma U = jX_0 I; \tag{6.21}$$

$$\Gamma I = jB_0 U + \Gamma I_{\text{конв}}. \tag{6.22}$$

Дальнейшее решение уравнений рассматриваемой длинной линии не отличается от хорошо известного решения телеграфных уравнений. Вычислим, например, ток I из уравнения (6.21) и подставим его в (6.22):

$$U(B_0 X_0 + \Gamma^2) = jX_0 \Gamma I_{\text{конв}}. \tag{6.23}$$

В отсутствие электронного пучка, т. е. при $I_{\text{конв}} = 0$, линия обладает «холодными» параметрами, определяющимися из условия

$$B_0 X_0 + \Gamma_0^2 = 0; \quad \Gamma_0 = j\sqrt{B_0 X_0}, \tag{6.24}$$

где Γ_0 — постоянная распространения в «холодной» линии. Таким образом, уравнение (6.23) приобретает вид

$$U = -j\frac{\Gamma X_0 I_{\text{конв}}}{\Gamma_0^2 - \Gamma^2}. \tag{6.25}$$

Выразим величину X_0, входящую в (6.25), через «холодное» волновое сопротивление эквивалентной линии. Из уравнений (6.21) и (6.22), полагая $I_{\text{конв}} = 0$, имеем для падающей волны:

$$\frac{U}{I} = \sqrt{\frac{X_0}{B_0}}.$$

Напряжение U, входящее в это выражение, соответствует продольному напряжению в замедляющей системе. Поэтому отношение $\frac{U}{I}$

имеет смысл сопротивления связи $R_{св}$, известного из теории замедляющих систем:

$$R_{св} = \sqrt{\frac{X_0}{B_0}}. \tag{6.26}$$

Напомним, что величина $R_{св}$ должна определяться на расстоянии от поверхности замедляющей системы, соответствующем положению реального электронного потока.

Решая совместно уравнения (6.24) и (6.26), определим величину X_0 и подставим ее в (6.25):

$$X_0 = -jR_{св}\Gamma_0; \quad U = -\frac{\Gamma\Gamma_0 R_{св} I_{конв}}{\Gamma_0^2 - \Gamma^2}. \tag{6.27}$$

Это уравнение показывает, какое напряжение наводится в линии под действием модулированного по плотности конвекционного тока, если не учитывать обратного действия поля на электронный поток.

г. Самосогласованное поле в условиях приблизительного синхронизма электронов и волны

Решим совместно уравнения (6.27) и (6.17). С этой целью выразим напряжение U через напряженность продольного электрического поля в замедляющей системе. Полагая

$$U = U_1 e^{j\omega t - \Gamma z}, \tag{6.28}$$

можно связать амплитуду напряжения U_1 с амплитудой напряженности E_{zm} соотношениями

$$E_z = -\frac{\partial U}{\partial z} = \Gamma U; \quad E_{zm} = \Gamma U_1. \tag{6.29}$$

Подставим величину конвекционного тока, определяемого (6.18) и (6.17), в уравнение (6.27). С учетом (6.28) и (6.29) получаем характеристическое (дисперсионное) уравнение ЛБВ в виде

$$j\frac{R_{св} I_0}{2U_0}\frac{\Gamma^2\Gamma_0\beta_{эл}}{(\Gamma_0^2 - \Gamma^2)(j\beta_{эл} - \Gamma)^2} = 1. \tag{6.30}$$

Основной интересующей нас величиной в этом уравнении является постоянная распространения Γ в присутствии электронного луча. В самом деле, затухание или нарастание волны определяется действительной частью постоянной Γ. Поскольку непосредственное решение (6.30) оказывается весьма громоздким, следует задаться разумными допущениями.

Из качественных соображений было показано, что наибольший интерес представляет случай, когда средняя скорость электронов v_0 близка к фазовой скорости волны. С другой стороны, можно интуитивно предположить, что постоянная распространения Γ в присутствии электронного пучка не должна существенно отличаться от по-

стоянной распространения Γ_0 в «холодной» замедляющей системе. Поэтому имеет смысл подробнее проанализировать характеристическое уравнение (6.30) при близких значениях Γ, Γ_0 и $j\beta_{эл}$.

Допустим, что электронное волновое число $\beta_{эл}$ в точности равно фазовой постоянной «холодной» замедляющей системы, т. е.

$$\Gamma_0 = j\beta_{эл}. \tag{6.31}$$

Таким образом, положим в основу дальнейших расчетов, что начальная скорость электронов сделана в точности равной фазовой скорости замедленной волны в отсутствие электронного потока. Предположим также, что под действием электронного потока постоянная распространения Γ лишь незначительно отличается от величины Γ_0:

$$\Gamma = \Gamma_0 + \xi, \tag{6.32}$$

где ξ — некоторая малая величина, которая в общем случае может иметь комплексный характер.

Подставим предположенные значения Γ и Γ_0 в уравнение (6.31):

$$\frac{R_{св} I_0}{2U_0} \cdot \frac{\beta_{эл}^2 (-\beta_{эл}^2 + 2j\xi\beta_{эл} + \xi^2)}{\xi^2 (2j\xi\beta_{эл} + \xi^2)} = 1.$$

Исходя из малости величины ξ, пренебрежем в числителе полученного выражения членами ξ^2 и $2j\xi\beta_{эл}$; в знаменателе пренебрежем членом ξ^2. После очевидных преобразований, опуская знак приближенного равенства, получаем:

$$\xi = \beta_{эл} \sqrt[3]{\frac{R_{св} I_0}{4U_0}} \sqrt[3]{j}.$$

Обозначим через C безразмерный *параметр усиления*, равный

$$C = \sqrt[3]{\frac{R_{св} I_0}{4U_0}}. \tag{6.33}$$

Полагая $\sqrt[3]{j} = \delta$, можно записать решение для величины ξ в виде

$$\xi = C\beta_{эл}\delta. \tag{6.34}$$

Уравнение (6.34) совместно с (6.32) определяет постоянную распространения волны в замедляющей системе в присутствии электронного потока. Величина δ имеет три значения, равные

$$\delta_1 = \frac{\sqrt{3}}{2} + j\,0{,}5; \quad \delta_2 = -\frac{\sqrt{3}}{2} + j\,0{,}5; \quad \delta_3 = 0 - j1.$$

Следовательно, по замедляющей системе в присутствии электронного потока в принятом приближении могут распространяться *три волны*, имеющие одинаковую структуру поля, но различные постоянные распространения. Подставляя найденные корни δ_1, δ_2 и δ_3 в урав-

нение (6.34) и используя (6.32), получаем постоянные распространения трех волн в виде

$$\Gamma_1 = \Gamma_0 + C\beta_{эл}\left(\frac{\sqrt{3}}{2} + j0{,}5\right);$$

$$\Gamma_2 = \Gamma_0 + C\beta_{эл}\left(-\frac{\sqrt{3}}{2} + j0{,}5\right);$$

$$\Gamma_3 = \Gamma_0 - jC\beta_{эл}.$$

В общем случае постоянные распространения Γ и Γ_0 следует считать комплексными:

$$\Gamma = \alpha + j\beta; \quad \Gamma_0 = \alpha_0 + j\beta_0.$$

Однако «холодная» замедляющая система возбуждается в режиме распространяющихся волн и, как было предположено в начале расчета, не имеет активных потерь. Поэтому $\alpha_0 = 0$ и вместо Γ_0 следует подставить чисто мнимую величину $j\beta_0$; при принятых допущениях по (6.31) нужно положить: $\beta_0 = \beta_{эл}$. Тогда постоянные распространения трех волн в присутствии электронного потока оказываются равными

$$\Gamma_1 = \alpha_1 + j\beta_1 = j\beta_{эл}\left(1 + \frac{C}{2}\right) + \frac{\sqrt{3}}{2} C\beta_{эл}; \tag{6.35}$$

$$\Gamma_2 = \alpha_2 + j\beta_2 = j\beta_{эл}\left(1 + \frac{C}{2}\right) - \frac{\sqrt{3}}{2} C\beta_{эл}; \tag{6.36}$$

$$\Gamma_3 = \alpha_3 + j\beta_3 = j\beta_{эл}(1 - C). \tag{6.37}$$

Нетрудно видеть, что фазовые постоянные первой и второй волн β_1 и β_2 превышают постоянные β_0 и $\beta_{эл}$. Но фазовые постоянные связаны с соответствующими фазовыми скоростями $v_{ф0}$, $v_{ф1}$ и $v_{ф2}$ и со скоростью электронов v_0 соотношениями

$$\beta_0 = \frac{\omega}{v_{ф0}}; \quad \beta_{1,2} = \frac{\omega}{v_{ф1,2}}; \quad \beta_{эл} = \frac{\omega}{v_0}.$$

Следовательно, фазовые скорости первой и второй волн $v_{ф1}$ и $v_{ф2}$ несколько меньше фазовой скорости $v_{ф0}$ в «холодной» системе. Третья волна, наоборот, имеет несколько большую фазовую скорость.

Таким образом, первая волна двигается немного *медленнее* электронов и имеет *положительное* затухание ($\alpha_1 > 0$). Вторая волна также двигается *медленнее* электронов, но обладает *отрицательным* затуханием ($\alpha_2 < 0$). Третья волна является *незатухающей* ($\alpha_3 = 0$) и двигается несколько *быстрее* электронов. Для работы усилительных ламп бегущей волны наибольший интерес представляет вторая волна, амплитуда которой растет вдоль линии по экспоненциальному закону.

Проведенные расчеты показывают, что работа ЛБВ не может быть формально описана в рамках одной бегущей волны. С физической точки зрения, разумеется, по системе распространяется единый волновой процесс, но постоянная распространения его не является не-

изменной вдоль оси ЛБВ. В этом и заключается смысл трех или большего числа волн в ЛБВ.

Из расчетов следует, что в режиме усиления электроны должны двигаться несколько *быстрее* волны, хотя обеспечен точный синхронизм с волной в «холодной» системе. Этот вывод имеет простой физический смысл. Если бы электроны двигались совершенно синхронно с волной, то, как показано в § 2.8, г, сгустки образовывались бы относительно точек, где напряженность продольного СВЧ поля равна нулю и где поле переходит от ускоряющего к тормозящему (см. электрон типа *1* на рис. 2.32). Наведенный ток был бы сдвинут по фазе на $\frac{\pi}{2}$ относительно напряжения, т. е. имел бы чисто реактивный характер. Однако при этом скорость волны несколько снижается, так как наведенный ток, опережая высокочастотное напряжение на угол $\frac{\pi}{2}$, создает дополнительную емкостную нагрузку в замедляющей системе. В результате фазовая скорость волны становится немного меньше средней скорости электронов, и все электроны начинают двигаться вперед по отношению к волне с небольшой скоростью, равной разности между скоростями электронов и волны. Центры сгустков смещаются в движущейся системе координат вперед, т. е. в области тормозящего СВЧ поля. Ввиду этого электроны отдают часть своей кинетической энергии волне, которая начинает нарастать по экспоненциальному закону.

Усиление волн в ЛБВ можно сравнить с образованием нарастающих волн на поверхности воды, когда скорость ветра превышает фазовую скорость этих волн. Более глубокая физическая аналогия может быть проведена с эффектом Черенкова. Сущность этого явления заключается в том, что при движении электронов наблюдается оптическое излучение, если скорость электронов несколько превышает скорость света в данной среде. Роль среды, в которой распространяется электромагнитная волна, в ЛБВ играет замедляющая система.

д. Уравнение коэффициента усиления лампы бегущей волны

Рассмотрим сначала только одну из трех волн, нарастающую вдоль линии по экспоненциальному закону. В соответствии с (6.7) и (6.36) напряженность поля второй волны в отсутствие потерь изменяется по закону

$$E_{z2} = (E_{z\text{вх}})_2 e^{j\omega t - \Gamma_2 z} = (E_{z\text{вх}})_2 e^{j\left[\omega t - \beta_{\text{эл}}\left(1+\frac{C}{2}\right)\right]} e^{\frac{\sqrt{3}}{2} C\beta_{\text{эл}} z}, \quad (6.38)$$

где $(E_{z\text{вх}})_2$ — напряженность поля второй волны на входе замедляющей системы.

Обозначим через l геометрическую длину замедляющей системы вдоль оси лампы и через $(E_{z\text{ вых}})_2$ напряженность поля второй (нарастающей) волны на выходе системы. Тогда при неизменном вдоль оси

лампы сопротивлении связи коэффициент усиления рассматриваемой волны K_2 можно записать в виде

$$K_2 = 20 \lg \frac{(E_{z\text{вых}})_2}{(E_{z\text{вх}})_2} \ [\text{дб}]. \qquad (6.39)$$

Производя очевидные преобразования, с помощью (6.38) получаем:

$$K_2 = 20 \lg e^{\frac{\sqrt{3}}{2} C\beta_{\text{эл}} l} = 8{,}68 \frac{\sqrt{3}}{2} C\beta_{\text{эл}} l.$$

Вместо электронного волнового числа $\beta_{\text{эл}}$ здесь удобно подставить фазовую постоянную β_0 «холодной» замедляющей системы, равную $\frac{\Gamma_0}{j}$. Согласно уравнению (6.31) следует положить:

$$\beta_{\text{эл}} = \beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{зам}}},$$

где $\lambda_{\text{зам}}$ — длина замедленной волны в «холодной» системе. Таким образом, усиление ЛБВ с учетом одной нарастающей волны равно

$$K_2 = 47{,}3C\frac{l}{\lambda} = 47{,}3CN \ [\text{дб}], \qquad (6.40)$$

где N — число замедленных длин волн, укладывающихся вдоль «холодной» системы:

$$N = \frac{l}{\lambda_{\text{зам}}}. \qquad (6.41)$$

В действительности СВЧ сигнал, поданный извне на вход ЛБВ, возбуждает не только нарастающую волну, но и две другие найденные волны. Эти волны, не участвуя в усилении сигнала, создают начальные потери на входе лампы. Можно показать, что амплитуда входного сигнала ЛБВ распределяется поровну между тремя волнами, т. е. напряженность поля нарастающей волны на входе ЛБВ $(E_{z\text{ вх}})_2$ в три раза меньше напряженности входного сигнала $E_{z\text{ вх}}$. На большом расстоянии от входа поле представлено в основном нарастающей волной. Следовательно, начальные потери сигнала составляют

$$A = 20 \lg \frac{1}{3} = -9{,}54 \ [\text{дб}]. \qquad (6.42)$$

Таким образом, при большой длине лампы выражение для «электронного» коэффициента усиления K, не учитывающее пространственного заряда, активных потерь, потерь на отражение и т. п., с учетом (6.40) и (6.42) приобретает вид

$$K = A + K_2 = -9{,}54 + 47{,}3\ CN \ [\text{дб}]. \qquad (6.43)$$

Уравнение (6.43) в первом приближении определяет коэффициент усиления ЛБВ в максимуме кривой, изображенной на рис. 6.2. При наличии начального рассинхронизма между электронами и замедлен-

ной волной в «холодной» системе ($U_0 \neq U_{0опт}$) это уравнение можно записать в более общем виде

$$K = A + BCN \ [дб], \tag{6.44}$$

где B — коэффициент, зависящий от разности скоростей электронов и волны ($B \leqslant 47{,}3$ *дб*).

Напомним, что проведенные расчеты справедливы только для линейного режима малого сигнала, когда переменные составляющие всех величин остаются малыми в сравнении с постоянными составляющими. Теория ЛБВ для случая больших амплитуд требует решения громоздких нелинейных дифференциальных уравнений. Рассмотрение этих вопросов выходит далеко за рамки данной книги

§ 6.3. ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА РАБОТУ ЛБВ

Для учета влияния пространственного заряда на коэффициент усиления ЛБВ к величине электрического поля E_z, входящей в исходное уравнение движения (6.8), следует прибавить продольное электрическое поле пространственного заряда $E_{п.з}$. Это поле, существующее между электронными сгустками, оказывает дополнительное воздействие на группирование электронного потока. Близкая по смыслу задача рассматривалась в § 5.2, г при анализе продольной разгруппировки электронного потока в пролетных клистронах.

Напряженность электрического поля $E_{п.з}$ может быть определена из уравнения Пуассона. Используя (2.3), получаем с учетом принятого одномерного движения электронов:

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_{п.з}}{\partial z} = \rho; \quad E_{п.з} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0 \Gamma}, \tag{6.45}$$

где ρ — объемная плотность пространственного заряда в пучке ЛБВ и Γ — постоянная распространения, входящая в выражение (6.7)*.

Переменная составляющая пространственного заряда ρ_1 связана с плотностью конвекционного тока J_1 соотношением (6.13). Таким образом, с учетом (6.45) и (6.13) амплитуда поля пространственного заряда в пучке ЛБВ имеет вид:

$$(E_{п.з})_m = j \frac{J_1}{\omega \varepsilon_0}. \tag{6.46}$$

Подставим в уравнение (6.16) вместо «сторонней» напряженности E_{zm} сумму комплексных амплитуд E_{zm} и $(E_{п.з})_m$. Несложные преобразования (6.46) и (6.16) дают:

$$J_1 \left[1 - \frac{J_0}{2U_0 \omega \varepsilon_0} \frac{\beta_{эл}}{(j\beta_{эл} - \Gamma)^2} \right] = -j \frac{J_0}{2U_0} \frac{\beta_{эл}}{(j\beta_{эл} - \Gamma)^2} E_{zm}. \tag{6.47}$$

Поскольку $J_0 = \rho_0 v_0$ и $\rho_0 = -Ne$, где N — количество электронов в единице объема пучка, уравнение (6.47) после умножения на площадь поперечного сечения пучка может быть переписано для амплитуды конвекционного тока I_1 в виде

$$I_1 \left[1 + \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0} \frac{\beta_{эл}^2}{\omega^2 (j\beta_{эл} - \Gamma)^2} \right] = -j \frac{I_0}{2U_0} \frac{\Gamma \beta_{эл}}{(j\beta_{эл} - \Gamma)^2} U_1. \tag{6.48}$$

---

* Строго говоря, электрическое поле сгустков не вполне соответствует полю одной волны, распространяющейся по замедляющей системе ЛБВ. Здесь это обстоятельство учитываться не будет

Величина $\frac{Ne^2}{m\varepsilon_0}$, входящая в (6 48), представляет собой квадрат плазменной частоты $\omega_п$ однородного безграничного электронного потока, определяемой уравнением (2 80) Таким образом, действие входного сигнала на электронный поток без учета обратного действия сгруппированного пучка на поле замедляющей системы описывается выражением

$$I_1\left[1+\frac{\omega_п^2}{\omega^2}\frac{\beta_{эл}^2}{(j\beta_{эл}-\Gamma)^2}\right]=-j\frac{I_0}{2U_0}\frac{\Gamma\beta_{эл}}{(j\beta_{эл}-\Gamma)^2}U_1. \qquad (6.48а)$$

Дальнейшие расчеты могут вестись с использованием уравнения (6.27)' определяющего продольное напряжение U в системе с учетом наведенных токов' Подставляя (6.27) в (6.48а) и учитывая амплитудные значения конвекционного тока I_1 и напряжения U_1, имеем:

$$j\frac{R_{св}I_0}{2U_0}\frac{\Gamma^2\Gamma_0\beta_{эл}}{(\Gamma_0^2-\Gamma^2)(j\beta_{эл}-\Gamma)^2}=1+\frac{\omega_п^2}{\omega^2}\frac{\beta_{эл}}{(j\beta_{эл}-\Gamma)^2}. \qquad (6.49)$$

Полученное характеристическое уравнение относительно постоянной распространения Γ отличается от (6 30) более сложным выражением в правой части. При отсутствии пространственного заряда ($N\to 0$; $\omega_п\to 0$) уравнение (6.49) сводится к (6.30)

Для более полного учета роли пространственного заряда не следует ограничиваться условием (6.31), в соответствии с которым предыдущие расчеты исходили из равенства начальной скорости электронов v_0 и фазовой скорости волны в «холодной» системе $v_{ф0}$. Обозначим через b безразмерный *параметр несинхронности*, определяемый из соотношения

$$v_0=v_{ф0}(1+bC), \qquad (6.50)$$

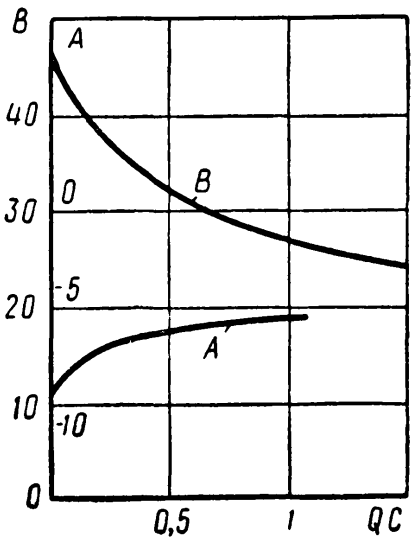


Рис 6 5. Зависимость параметров B и A, определяющих в линейной теории коэффициент усиления ЛБВ по (6.44), от параметра пространственного заряда QC

где C — параметр усиления, описываемый уравнением (6.33). Введем также понятие *параметра пространственного варяда*, равного произведению параметра C на безразмерную величину Q, зависящую от отношения $\frac{\omega_п}{\omega}$:

$$QC=\frac{1}{4C^2}\frac{\omega_п^2}{\omega^2}. \qquad (6.51)$$

Параметр усиления C, находящийся в знаменателе этого выражения, характеризует интенсивность взаимодействия электронов с бегущей волной С другой стороны, чем больше отношение плазменной частоты $\omega_п$ к частоте сигнала ω, тем сильнее проявляется электростатическое расталкивание сгустков Поэтому параметр QC характеризует с физической точки зрения отношение разгруппирующих и группирующих сил, действующих на электроны в пучке ЛБВ. Для учета конечных поперечных размеров пучка в уравнение (6.51) вместо величины $\omega_п$ следует подставлять редуцированную плазменную частоту $\omega'_п$ (см. § 2.9).

Решение уравнения (6.49) может быть произведено графически с учетом обозначений (6.50) и (6.51).

На рис 6.5 показана расчетная зависимость коэффициента B, входящего в уравнение (6.44), от параметра пространственного заряда QC при величине рассинхронизма b, обеспечивающей максимум усиления. При отсутствии пространственного заряда ($QC = 0$) величина B равна 47.3, что соответствует результатам § 6.2. С увеличением пространственного заряда величина B, опреде-

ляющая максимальное усиление нарастающей волны в ЛБВ, несколько снижается. Расчеты показывают, что одновременно уменьшаются по абсолютной величине начальные потери A в общем уравнении (6.44), как показано на рис. 6.5.

Анализ показывает, что оптимальная величина параметра несинхронности b растет с увеличением параметра пространственного заряда QC и доходит приблизительно до 2 при $QC = 1$*. Это означает, что при повышении плотности пучка (рост $\omega_п$ и QC) максимум кривой, изображенной на рис 6.2, сдвигается в сторону более высоких ускоряющих напряжений Начальная скорость электронов v_0 при учете пространственного заряда должна превышать фазовую скорость $v_{фо}$. Это превышение, однако, не очень велико. Из уравнения (6.50) нетрудно получить, например, что даже при $b = 2$; $C = 0{,}1$ электроны должны двигаться лишь на 20% быстрее волны на начальном участке системы. Условие приблизительного синхронизма (6.1) остается в силе также и для мощных ламп бегущей волны, где влияние пространственного заряда особенно велико

§ 6.4. ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛБВ ТИПА О

а. Коэффициент усиления и полоса частот ЛБВ

Коэффициент усиления ЛБВ, описываемый в линейном режиме уравнением (6.43), прямо пропорционален параметру усиления C. Величина C по (6.33) в свою очередь тем выше, чем больше сопротивление связи замедляющей системы, определяемое известным уравнением [1]

$$R_{св} = \frac{|E_{zm}|^2}{2\beta^2 P} = \frac{|E_{zm}|^2}{2\beta^2 W_1 v_{гр}}. \qquad (6.52)$$

Через P и W_1 здесь обозначены соответственно мощность бегущей волны и энергия, содержащаяся в единице длины замедляющей системы; $v_{гр}$ — групповая скорость волны и β — фазовая постоянная замедляющей системы, равная $\frac{2\pi}{\lambda_{зам}}$ или $\frac{\omega}{v_ф}$.

В реальных замедляющих системах величина $R_{св}$ имеет порядок десятков или сотен омов. Типичные значения параметра усиления C составляют от 0,02—0,05 до 0,2. Таким образом, при достаточно большой длине l активной части ЛБВ, например при $N \sim 10$—30, коэффициент усиления по (6.43) может составлять 40—60 *дб* и более.

При рассмотрении уравнения (6.43) может сложиться впечатление, что, неограниченно увеличивая длину l замедляющей системы, т. е. увеличивая число длин волн N, можно достичь сколь угодно высоких коэффициентов усиления. В действительности здесь имеются реальные пределы, обусловленные тем, что усиление сигнала происходит за счет отдачи СВЧ полю части кинетической энергии, имеющейся у электронов. Скорость электронов по мере движения вдоль замедляющей системы уменьшается. В результате нарушается условие, лежащее в основе действия ЛБВ — небольшое превышение скорости электронов над фазовой скоростью волны. Дальнейшее увеличение длины системы должно приводить не к увеличению, а к уменьшению выходного сигнала. Невозможность беспредельного нарастания

* Типичные значения параметров QC в реальных ЛБВ не превышают обычно 0,25—0,5.

выходного сигнала ясна и из энергетических соображений ввиду конечности энергии, полученной электронами от источника ускоряющего напряжения U_0.

Повышение коэффициента усиления в некоторой мере ограничивается также склонностью ЛБВ к самовозбуждению, обусловленному неидеальным согласованием входа и выхода замедляющей системы. Как будет показано, для борьбы с самовозбуждением в замедляющую систему обычно вводится сосредоточенный или распределенный активный поглотитель (ослабитель). Полный коэффициент усиления ЛБВ $K_{полн}$ снижается при этом на величину L, зависящую от типа и конструкции поглотителя. Таким образом, с учетом потерь в замедляющей системе уравнение (6.43) должно быть переписано в виде

$$K_{полн} = -9{,}54 + 47{,}3CN - L \ [дб]. \qquad (6.53)$$

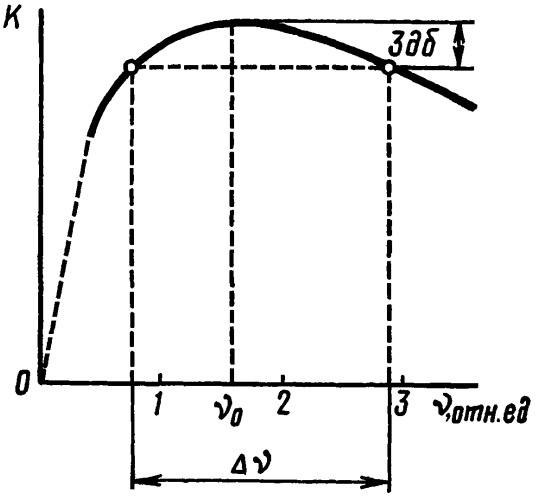


Рис. 6.6. К определению частотной зависимости коэффициента усиления ЛБВ

При использовании сосредоточенных поглотителей, описываемых далее, величина L составляет обычно от 4 до 10 *дб*. Реальная величина коэффициента усиления ЛБВ оказывается весьма высокой — порядка 30—50 *дб*.

Особенно ценным свойством ламп прямой бегущей волны является их широкополосность. Коэффициент усиления ЛБВ при неизменном ускоряющем напряжении может оставаться почти неизменным в широкой полосе частот — порядка 20—50% и более от средней частоты. В этом отношении ЛБВ значительно превосходят усилительные пролетные клистроны, которые, как было показано в гл. 5, могут обеспечивать весьма высокое усиление, но имеют значительно более узкую полосу частот.

Рабочая полоса частот ЛБВ частично определяется дисперсией замедляющей системы, т. е. изменением фазовой скорости замедленной волны в зависимости от частоты. При фиксированном ускоряющем напряжении U_0 скорость электронов v_0 остается неизменной. Следовательно, чем слабее дисперсия замедляющей системы, тем шире диапазон частот, в пределах которого может удовлетворяться условие синхронизма электронов и волны.

Среди многих известных типов замедляющих систем [1, 33, 34] наибольшую широкополосность обеспечивают спиральные системы. Используя спираль, можно почти не считаться с ограничением рабочей полосы частот за счет замедляющей системы. Значительно сильнее выражена дисперсия у замедляющих систем типа цепочки связанных резонаторов, используемых в ЛБВ высокой мощности.

Рассмотрим другие факторы, влияющие на рабочую полосу частот ЛБВ. Если уменьшать частоту входного сигнала, то происходит уменьшение числа длин волн N, укладывающихся вдоль замедля-

ющей системы ЛБВ. С другой стороны, при увеличении частоты возрастает скорость спада продольного высокочастотного поля в поперечном сечении замедляющей системы. Поскольку положение электронного пучка относительно замедляющей системы остается неизменным, должно происходить снижение сопротивления связи и, следовательно, уменьшение параметра усиления C. В результате одновременного изменения параметров C и N, входящих в уравнение (6.48) или (6.53), должен наблюдаться спад коэффициента усиления как в сторону более высоких, так и в сторону более низких частот.

В случае спиральной замедляющей системы зависимость коэффициента усиления ЛБВ от частоты, обусловленная изменением параметров C и N, имеет вид, показанный на рис. 6.6. Максимум коэффициента усиления достигается на частоте ν_0, при которой на одну замедленную длину волны приходится от 4 до 10 витков спирали*.

Максимум кривой $K = f(\nu)$ является довольно пологим. Как видно из рис. 6.6, спаду усиления на 3 *дб* соответствует изменение частоты более чем на одну октаву. Опыт показывает, что реально осуществимая полоса частот в значительной мере ограничивается техническими обстоятельствами — возможностью широкополосного согласования входного и выходного трактов ЛБВ.

6. Коэффициент полезного действия ЛБВ

По мере отдачи электронами энергии СВЧ полю их кинетическая энергия и скорость уменьшаются. При этом нарушается условие работы ЛБВ — приблизительное равенство скорости электронов и фазовой скорости замедленной волны. Отсюда вытекает основное ограничение к. п. д. ЛБВ типа О, связанное с невозможностью отдачи всей кинетической энергии электронов СВЧ полю: электронные сгустки смещаются из области тормозящего высокочастотного поля в область ускоряющего поля.

Нижний предел скорости электронов определяется фазовой скоростью замедленной волны. Поэтому величина к. п. д. с физической точки зрения должна быть тем больше, чем значительнее превышение начальной скорости электронов над фазовой скоростью волны в замедляющей системе. Однако при увеличении рассинхронизма ухудшается группирование на входном участке замедляющей системы и резко уменьшается коэффициент усиления (рис. 6.2). Таким образом, требования максимального к. п. д. и максимального усиления в ЛБВ типа О оказываются противоречивыми.

Вопрос о величине электронного к. п. д. лампы бегущей волны не может быть полностью решен в рамках упрощенной теории малых амплитуд. В самом деле, такая теория не дает ответа о допустимом различии скоростей электронов и волны и, следовательно, о предельной величине энергии, отбираемой СВЧ полем от электронного потока.

---

* Это соотношение зависит от коэффициента замедления и, следовательно, от мощности ЛБВ. Так, максимуму K при четырех витках на одну замедленную волну соответствует угол намотки спирали около 10°.

Нелинейная теория и некоторые упрощенные рассуждения показывают, что величина максимального электронного к. п. д. усилительной лампы прямой бегущей волны имеет порядок

$$\eta_{эл} = kC, \tag{6.54}$$

где C — параметр усиления, определяемый уравнением (6.33). Безразмерный коэффициент k, входящий в (6.54), имеет величину от 2 до 8. Наибольшим значениям k соответствует максимально допустимое превышение начальной скорости электронов над фазовой скоростью волны в «холодной» замедляющей системе.

Существование зависимости типа (6.54) можно показать из следующих рассуждений Обратимся к уравнению (6.17), позволяющему выразить амплитуду продольной напряженности электрического поля в системе E_{zm} через амплитуду конвекционного тока пучка I_1. В условиях «холодного» синхронизма ($\Gamma = j\beta_{эл} + \xi$) имеем:

$$E_{zm} = j\frac{2U_0\xi^2}{I_0\beta_{эл}}I_1. \tag{6.55}$$

В § 2.4, в было показано, что амплитуда переменной составляющей конвекционного тока даже при идеальной группировке не может превышать $2I_0$. Учтем далее, что параметр ξ для нарастающей волны в ЛБВ в соответствии с решением, приведенным в § 6.2, равен

$$\xi = \xi_2 = C\frac{\omega}{v_0}\left(-\frac{\sqrt{3}}{2} + j0{,}5\right).$$

Используя уравнение (6.52), связывающее поток мощности в любой замедляющей системе с ее сопротивлением связи, и подставляя выражение (6.55) с указанными значениями I_1 и ξ, получим:

$$P = \frac{|E_{zm}|^2}{2\left(\frac{\omega}{v_0}\right)^2 R_{св}}; \quad P = 2CI_0U_0. \tag{6.56}$$

Это уравнение определяет мощность ЛБВ на выходном участке замедляющей системы, где электронные сгустки приобретают идеальную форму по закону δ-функции.

Мощность, подведенная к электронному лучу (при отсутствии рекуперации на коллекторе), равна I_0U_0. Следовательно, максимальная величина электронного к. п. д. в рассматриваемом случае равна

$$\eta_{эл.макс} = 2C. \tag{6.57}$$

Таким образом, параметр C определяет не только коэффициент усиления ЛБВ, но и максимальный достижимый к. п д.

Следовательно, для получения высокого к. п. д. ЛБВ желательно уменьшать внутреннее сопротивление электронной пушки, равное $\frac{U_0}{I_0}$, и повышать сопротивление связи замедляющей системы.

Форма электронных сгустков и их положение относительно замедленной волны имеют сложный характер и оказывают существенное влияние на величину достижимого к. п. д. На рис. 6.7, *а* приведено типичное изменение плотности пространственного заряда ρ вдоль электронного потока, полученное в результате нелинейных численных расчетов. По оси абсцисс отложено расстояние z' от входа ЛБВ в си-

стеме координат, двигающейся со скоростью замедленной волны. Как видно из этого рисунка, электронные сгустки приобретают вид острых пиков, напоминающих пики в пролетных клистронах.

Центры сгустков первоначально располагаются в областях тормозящего электрического поля, но на выходном конце ЛБВ в результате отдачи энергии начинают постепенно смещаться в точки перехода поля от ускоряющего к тормозящему. Далее центры сгустков переходят в области ускоряющего поля E_z.

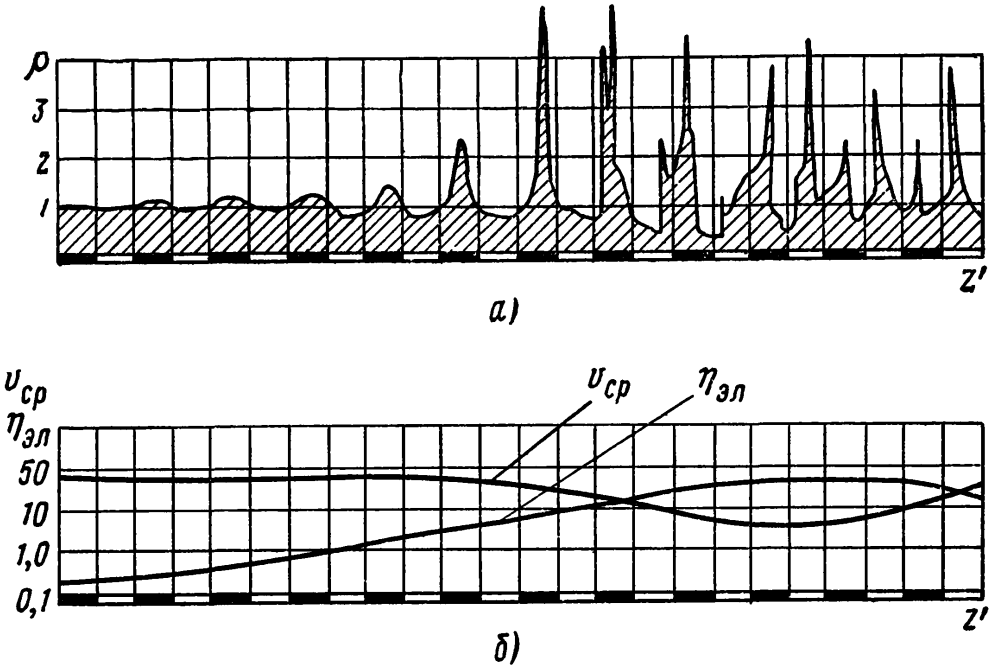


Рис. 6.7 Формирование электронных сгустков в мощной ЛБВ (*а*) и характер изменения средней скорости электронов и электронного к п д вдоль оси замедляющей системы (*б*). Темные участки по оси абсцисс соответствуют тормозящему СВЧ полю

В результате этого при увеличении длины ЛБВ сверх некоторого оптимума средняя скорость электронов перестает уменьшаться и имеет тенденцию к росту (рис. 6.7, *б*). Электронный к. п. д. достигает сначала насыщения, а затем начинает падать.

Реальная величина к. п. д. мощных ЛБВ оказывается обычно несколько ниже, чем у мощных многорезонаторных клистронов, и составляет примерно 30—40%.

Постепенно уменьшая фазовую скорость волны вдоль оси замедляющей системы, можно повысить электронный к. п. д. лампы бегущей волны. Электроны, теряя кинетическую энергию, не выходят в этом случае из синхронизма с волной и продолжают отдавать ей свою энергию. Создание подобных *изохронных* ЛБВ представляет большой интерес, хотя и требует решения сложных расчетных и конструкторских проблем, связанных с созданием замедляющих систем с переменным («программированным») коэффициентом замедления.

Другим путем повышения к. п. д. является использование непрерывного или скачкообразного повышения скорости электронов по мере их движения вдоль замедляющей системы. В этом случае, как и в

изохронных ЛБВ, электроны могут иметь на входном участке лампы скорость, близкую к фазовой скорости волны в «холодной» замедляющей системе. На выходном участке системы, работающем в режиме болъших амплитуд, начальная скорость электронов должна превышать фазовую скорость волны на величину, обеспечивающую высокий к. п. д. Очевидно, что замедляющая система ЛБВ должна быть разделена при этом на секции, находящиеся под различным постоянным напряжением по отношению к катоду; коэффициент замедления может оставаться неизменным. Возможно также скачкообразное уменьшение фазовой скорости волны в выходной секции замедляющей системы при неизменном постоянном напряжении на всей системе.

Более доступным путем повышения к. п. д. ламп бегущей волны О-типа, как и пролетных клистронов, является снижение постоянного напряжения на коллекторе в сравнении с постоянным ускоряющим напряжением U_0 (см. рис. 5.17). Расчеты показывают, что, пользуясь указанным *рекуперативным* методом и снижая напряжение коллектора до $(0{,}3—0{,}5)U_0$, можно поднять к. п. д. до 50% и выше. Важную роль при использовании рекуперации играет конструкция коллектора, которая должна предотвращать обратное движение электронов от коллектора в пролетный канал замедляющей системы.

Рекуперация обеспечивает в ЛБВ больший успех, чем в клистронах, ввиду менее эффективного механизма взаимодействия электронов с СВЧ полем и меньшего разброса скоростей электронов на выходе из пространства взаимодействия ЛБВ. Поэтому понижение напряжения коллектора более широко используется в ЛБВ, в особенности в лампах средней мощности. Сочетание рекуперации на коллекторе с изохронными замедляющими системами или со скачками скорости уже сейчас позволило довести к. п. д. опытных образцов ламп до 50%. Высказывается мнение о возможности дальнейшего значительного повышения к. п. д. ЛБВ типа О.

Можно пойти и по совершенно другому пути повышения к. п. д. ЛБВ. Для этого следует отказаться от отбора средней *кинетической* энергии электронов и воспользоваться принципом отбора *потенциальной* энергии. Этот принцип с успехом используется в современных магнетронных генераторах типа бегущей волны, а также в лампах бегущей волны магнетронного типа (ЛБВ М), рассматриваемых в гл. 7.

В заключение подчеркнем, что величина к. п. д. ламп бегущей волны представляет интерес, в основном, при использовании ЛБВ в качестве мощных выходных усилителей. Для входных ЛБВ, играющих роль малошумящего усилителя малого сигнала, этот вопрос не является сколько-нибудь актуальным.

в. Шумы ламп бегущей волны типа О

Вопрос об использовании ЛБВ в качестве усилителя малого сигнала связан с проблемой уменьшения собственных шумов. Основными источниками шумов в ЛБВ являются:

1) флуктуации плотности конвекционного тока и скоростей электронов, эмиттированных катодом (дробовой эффект);

2) эффект токораспределения при оседании электронов на замедляющую систему.

Некоторое влияние на уровень шумов ЛБВ могут оказывать также ионные шумы за счет остаточных газов.

Величина флуктуаций плотности и скорости электронов тем меньше, чем ниже температура катода и чем более однородна эмиттирующая поверхность. На шумы электронного потока влияет также отношение тока, отбираемого с катода, к току эмиссии используемого катода. Исследования показали, что минимуму шума соответствует отношение указанных токов, близкое к единице. Наконец, важную роль играет плавность распределения потенциала вблизи катода в области, где происходит ускорение электронов.

В течение ряда лет значительное внимание уделялось теоретическому исследованию вопроса о том, имеется ли предельный наименьший уровень шумов ЛБВ. До настоящего времени окончательного ответа на этот вопрос не существует. Исследования показали интересные возможности «охлаждения» электронных пучков и создания ЛБВ с весьма низким коэффициентом шума*. В частности, оказывается, что флуктации плотности тока и скорости электронов не остаются постоянными вдоль оси пучка, а изменяются периодически по закону, связанному с волнами пространственного заряда (см. § 2.9). Коэффициент шума ЛБВ может быть значительно снижен, если расположить вход замедляющей системы в области узла стоячей шумовой волны. Для достижения низкого уровня шума должна быть применена электронная пушка специальной многоанодной конструкции с трубой дрейфа перед входом в замедляющую систему. Пример устройства такой пушки показан на рис. 6.17.

Влияние токораспределения на уровень шумов может быть сделано весьма малым, если использовать тонкий, хорошо сфокусированный электронный пучок. Для его фокусировки в малошумящих ЛБВ используется сильное продольное постоянное магнитное поле, обеспечивающее прямолинейный характер электронных траекторий. Отсутствие сеток в отличие от триодов и некоторых типов усилительных клистронов способствует уменьшению шумов в ЛБВ.

Некоторое влияние на уровень шумов ЛБВ оказывают потери в замедляющей системе (спирали). Шумовой сигнал, возникающий во всякой передающей линии, пропорционален ее абсолютной температуре и абсолютной величине высокочастотных потерь [1]. Поэтому для получения весьма низкого уровня шума полезно охлаждение ЛБВ, например, путем погружения всей лампы в жидкий азот. Опыт показывает также, что для снижения уровня шумов необходимо обеспечивать высокую степень однородности замедляющей системы — постоянство шага спирали.

Коэффициент шума современных сверхмалошумящих ЛБВ дециметрового и сантиметрового диапазонов волн удалось довести до 3—4 *дб* и менее. Это позволяет использовать лампы бегущей волны в качестве входных усилителей радиолокационных станций и в другой

---

* Определение понятия коэффициента шума см. в § 3.5, в

приемной аппаратуре диапазона СВЧ. Типичные параметры сверхмалошумящей ЛБВ 10-*см* диапазона приведены в § 6.5.

Следует отметить, что методы снижения уровня шумов, примененные в ЛБВ, могут быть использованы также и в других типах усилительных электронно-лучевых приборов СВЧ, в том числе в клистронах. Однако широкополосность ЛБВ в сочетании с возможностью получения малого шума делает ее особенно ценным усилителем малого сигнала.

г. Амплитудная и фазовая характеристики ЛБВ

Зависимость выходной мощности и коэффициента усиления ЛБВ от величины входной мощности имеет вид, качественно показанный на рис. 6.8. Начальный участок амплитудной характеристики $P_{вых} = f(P_{вх})$, как и у большинства других усилителей СВЧ (см., например, § 5.3,а), имеет линейный характер. Коэффициент усиления K имеет здесь наибольшую величину. Однако наибольшая величина к. п. д., упоминавшаяся в § 6.4, б, достигается на нелинейном участке в области максимума амплитудной характеристики.

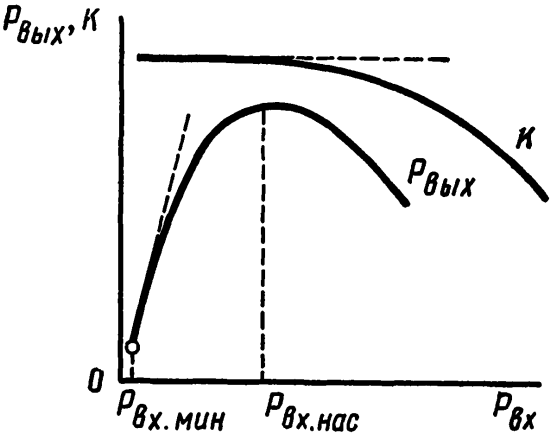


Рис. 6.8. Зависимость выходной мощности и коэффициента усиления ЛБВ от мощности входного сигнала

Существование максимума («насыщения») и последующего спада характеристики $P_{вых} = f(P_{вх})$ может быть качественно объяснено с энергетической точки зрения. Очевидно, что величина выходной мощности ограничена мощностью постоянного тока, подводимой к электронному пучку. Поэтому коэффициент усиления при больших входных сигналах не может оставаться столь же высоким, как при малых сигналах. При насыщении центры электронных сгустков смещаются из областей тормозящего СВЧ поля в области нулевого поля бегущей волны (см. рис. 6.7, *а*). Наведенный ток оказывается сдвинутым относительно напряжения на $\frac{\pi}{2}$.

Для работы ЛБВ в качестве входного усилителя наибольший интерес представляет линейный участок амплитудной характеристики. При этом иногда бывает желательным иметь возможно более широкий *динамический диапазон*, который представляет собой отношение мощности входного сигнала $P_{вх.\,нас}$, соответствующей насыщению, к минимальному входному сигналу $P_{вх.\,мин}$, определяемому уровнем шумов ЛБВ (см. рис. 6.8). Чем шире динамический диапазон и чем более линейной является характеристика $P_{вых} = f(P_{вх})$, тем меньше перекрестные помехи, вносимые ЛБВ в многоканальных линиях связи.

Ширина динамического диапазона в ЛБВ малой и средней мощности может иметь очень большую величину — до 60—90 *дб*. С другой

стороны, мощные и сверхмощные ЛБВ, работающие в качестве выходных усилителей, используются обычно в режиме максимального к. п. д., т. е. в максимуме амплитудной характеристики.

При изменении постоянного ускоряющего напряжения ЛБВ и величины входной мощности изменяются не только коэффициент усиления и величина выходной мощности, но и *фаза* выходного СВЧ сигнала $\varphi_{вых}$. С физической точки зрения зависимость $\varphi_{вых} = f(U_0)$ обусловлена тем, что при изменении скорости электронов v_0 изменяется постоянная Γ волнового процесса, распространяющегося по «горячей» замедляющей системе ЛБВ. Время пробега сгустков и волны вдоль ЛБВ при этом также не остается постоянным.

Зависимость $\varphi_{вых} = f(P_{вх})$ может быть объяснена ростом доли кинетической энергии, отдаваемой электронными сгустками при увеличении входной мощности $P_{вх}$. Некоторое уменьшение средней скорости электронов $v_{ср}$ приводит при этом к увеличению времени пролета электронных сгустков и к изменению фазы наведенного тока на выходе ЛБВ (см. рис. 6.7, *б*). Заметим попутно, что это обусловливает нежелательное преобразование амплитудной модуляции сигнала в фазовую модуляцию.

Полное время пролета электронов вдоль системы ЛБВ велико и равно периоду СВЧ колебаний, умноженному на количество замедленных волн N, укладывающихся по длине системы (см. § 6.2, д). Поэтому даже небольшие изменения величин U_0 и $P_{вх}$ приводят к довольно значительным сдвигам фазы выходного сигнала $\Delta\varphi_{вых}$. Типичные значения $\Delta\varphi_{вых}$ составляют порядка 10° на 1% ускоряющего напряжения и 2—4° на 1 *дб* изменения входной мощности.

Зависимость фазы от режима работы создает трудности при использовании ЛБВ, в особенности при применении большого числа одновременно работающих усилителей для питания многоэлементных фазированных антенных решеток радиолокационных станций. Такие же или близкие фазовые характеристики имеют и пролетные клистроны. Несколько более благоприятными фазовыми характеристиками отличаются приборы типа М, рассматриваемые в гл. 7. Следует вообще подчеркнуть возрастающую роль фазовой стабильности приборов СВЧ в современной радиоэлектронике.

д. Подавление самовозбуждения ЛБВ

Опыт показывает, что усилительные лампы бегущей волны при некоторых условиях склонны к самовозбуждению. Поскольку оно крайне нежелательно для всякого усилителя, следует рассмотреть возможные причины самовозбуждения ЛБВ и пути подавления паразитных автоколебаний.

Положительная обратная связь, необходимая для самовозбуждения, может возникнуть в ЛБВ, как и во всяком другом усилителе, за счет внешней связи между выходом и входом лампы. Кроме того, в ЛБВ может иметься и внутренняя обратная связь за счет волны, отраженной от выхода лампы. Остановимся более подробно на этом

типе обратной связи, особенно характерном для ламп прямой бегущей волны.

Достичь идеального согласования замедляющей системы с входной и выходной линиями во всем рабочем диапазоне и тем более за его пределами практически невозможно. Поэтому усиленная волна частично отражается на выходе от имеющейся неоднородности и, не взаимодействуя с электронным потоком, двигается в обратном направлении вдоль замедляющей системы*. Снова отражаясь от входного конца системы, эта волна начинает двигаться вдоль линии в прямом направлении, как показано на рис. 6.9, *а*.

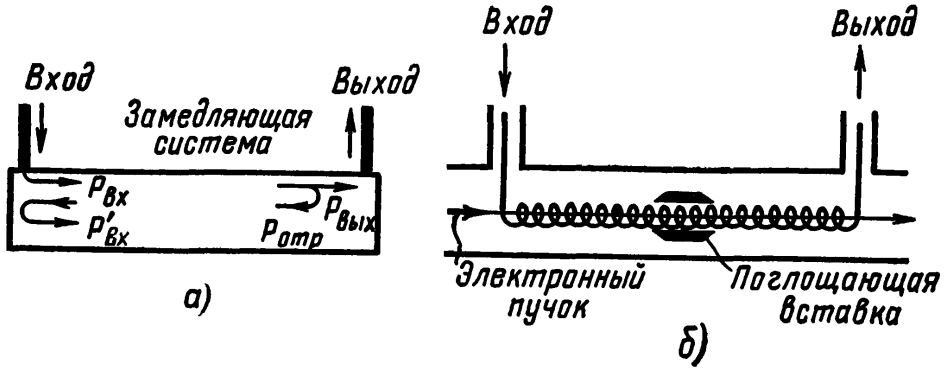


Рис. 6.9. К вопросу подавления самовозбуждения ЛБВ

Самовозбуждение имеет место, если удовлетворены два условия:

1) амплитуда «вторичной» (дважды отраженной) волны на входе лампы не меньше амплитуды «первичной» бегущей волны;

2) фаза «вторичной» волны после двукратного отражения и двукратного пробега по замедляющей системе отличается от фазы «первичной» волны на $2\pi n$, где n — любое целое число.

Второе условие одновременно определяет частоту установившихся автоколебаний.

Положим для простоты фазу отражения на обоих концах замедляющей системы равной нулю и не будем учитывать изменения фазовой скорости волны под действием электронного луча. Тогда фазовое условие положительной обратной связи дает:

$$l = n\frac{\lambda_{зам}}{2}, \qquad (6.58)$$

где l — геометрическая длина замедляющей системы и $\lambda_{зам}$ — длина замедленной волны. Число n, определяющее вид колебаний ЛБВ-генератора, оказывается, таким образом, равным $2N$.

С другой стороны, для всякой замедляющей системы справедливо соотношение

$$\frac{\lambda_{зам}}{\lambda} = \frac{v_ф}{c}.$$

Поэтому условие (6.58) можно записать в виде

$$l = n\frac{\lambda}{2}\frac{v_ф}{c}. \qquad (6.58а)$$

* В этом рассуждении не учитывается возможность взаимодействия пучка с одной из обратных пространственных гармоник.

Используя условие синхронизма электронов с полем волны $v_0 \approx \approx v_ф$, получаем длину волны и частоту генерируемых колебаний:

$$\lambda_{ген} = \frac{2cl}{nv_ф} = \frac{cl}{n}\sqrt{\frac{2m}{eU_0}}; \quad \nu_{ген} = \frac{n}{l}\sqrt{\frac{eU_0}{2m}}. \qquad (6.59)$$

Таким образом, ЛБВ способна самовозбуждаться на ряде дискретных видов колебаний. Уравнение (6.59) формально указывает на существование бесконечно большого числа генерируемых частот, соответствующих различным значениям n. Некоторые из этих частот могут лежать в рабочем диапазоне данной лампы, работающей в качестве усилителя.

В действительности самовозбуждению на наиболее длинных волнах и на весьма коротких волнах препятствует спад коэффициента усиления ЛБВ. Сильное влияние на самовозбуждение лампы оказывают также собственные потери в замедляющей системе, возрастающие с ростом частоты. Поэтому, если не приняты специальные меры, ЛБВ чаще всего возбуждается в длинноволновой части рабочего диапазона и на границах полосы пропускания замедляющей системы.

Одним из путей подавления паразитных колебаний в ЛБВ является искусственное увеличение распределенных или сосредоточенных «холодных» потерь в замедляющей системе.

Наиболее целесообразно использование сосредоточенного ослабителя — поглощающей вставки, расположенной вблизи середины замедляющей системы (см. рис. 6.9, *б*). Для качественного объяснения действия сосредоточенного поглотителя можно рассмотреть простейший случай, когда вставка обеспечивает бесконечно большое «холодное» ослабление. Тогда вся мощность падающей волны, поступающей со стороны входа ЛБВ, и вся мощность, отраженная от выхода лампы, целиком поглощаются во вставке. При хорошем согласовании ее концов самовозбуждение ЛБВ полностью исключается. Однако между двумя секциями замедляющей системы, расположенными по обе стороны от вставки, остается связь за счет электронного луча, получившего во входной секции модуляцию по скорости и по плотности. Этот пучок снова наводит три волны во второй секции замедляющей системы, одна из которых создает усиленный сигнал на выходе лампы.

Следовательно, сосредоточенный поглотитель, будучи сам по себе взаимным устройством, обеспечивает неодинаковые (невзаимные) потери для усиливаемого сигнала в направлении движения электронов и в обратном направлении. Можно показать, что при длине поглощающей вставки, стремящейся к нулю, потери усиливаемого сигнала L, входящие в уравнение (6.53), составляют только около 3,5 *дб*. С увеличением длины вставки величина L может возрастать до 8—10 *дб*.

Минимальная величина «холодного» ослабления поглощающей вставки, необходимая для подавления самовозбуждения, численно равна коэффициенту усиления ЛБВ. Для подтверждения этого рассмотрим сигнал, поступающий на входной участок замедляющей системы, имеющий мощность $P_{вх}$ (рис. 6.9, *а*). Мощность усиленной волны, поступающей на выход замедляющей системы, равна $P_{вых} =$

$= K_{абс} P_{вх}$, где $K_{абс}$ — абсолютная величина реального коэффициента усиления, определяемого уравнением (6.53) с учетом присутствия поглотителя. Если $\Gamma_{вых}$ — коэффициент отражения от переходного устройства на выходе замедляющей системы, то мощность отраженного сигнала составляет

$$P_{отр} = |\Gamma_{вых}|^2 P_{вых} = |\Gamma_{вых}|^2 K_{абс} P_{вх}.$$

В результате второго прохождения сигнала по линии в обратном направлении и отражения от неоднородности на входе замедляющей системы мощность «вторичной» волны в прямом направлении (см. рис. 6.9, *а*) равна

$$P'_{вх} = |\Gamma_{вх}|^2 \frac{P_{отр}}{L_{абс}} = P_{вх} \frac{K_{абс}}{L_{абс}} |\Gamma_{вх}|^2 \cdot |\Gamma_{вых}|^2,$$

где $\Gamma_{вх}$ — коэффициент отражения на входе замедляющей системы и $L_{абс}$ — абсолютная величина «холодных» потерь поглощающей вставки.

Условием отсутствия самовозбуждения является неравенство $P'_{вх} < P_{вх}$, т. е.

$$\frac{K_{абс}}{L_{абс}} |\Gamma_{вх}|^2 \cdot |\Gamma_{вых}|^2 < 1. \qquad (6.60)$$

Наиболее легкие условия для самовозбуждения ЛБВ существуют при полном рассогласовании на обоих концах замедляющей системы, когда $|\Gamma_{вх}| = |\Gamma_{вых}| = 1$. Следовательно, гарантировать отсутствие самовозбуждения при любой степени рассогласования можно при условии

$$L_{абс} > K_{абс}. \qquad (6.61)$$

Обычно «холодные» потери вставки L делают на 10—20 *дб* выше полного коэффициента усиления ЛБВ, чтобы уменьшить неравномерность усиления, возникающую вследствие регенеративных эффектов.

Для предотвращения падения к. п. д. длина замедляющей системы между вставкой и выходом лампы должна быть достаточно велика с тем, чтобы усиление сигнала на этом участке составляло не менее 20 *дб*. Мощность, поглощаемая во вставке, составляет в этом случае менее 1% от выходной мощности ЛБВ. Чрезмерно высокое усиление выходной секции нежелательно, так как для подавления ее собственного самовозбуждения возрастают требования к степени согласования вставки с замедляющей системой.

§ 6.5. ВОПРОСЫ КОНСТРУИРОВАНИЯ ЛАМП БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ ТИПА О

а. Выбор замедляющей системы ЛБВ

Главным направлением разработки ламп прямой волны являются широкополосные усилители дециметрового, сантиметрового и отчасти миллиметрового диапазонов длин волн.

В зависимости от уровня выходной мощности принято различать *входные*, *промежуточные* и *выходные* ЛБВ. К первому типу относятся малошумящие и сверхмалошумящие ЛБВ с выходной мощностью, не превышающей обычно единиц милливатт, предназначаемые для усиления малого сигнала на входе радиолокационных приемников, приемников радиорелейной связи и т. п. Второй тип ЛБВ отличается от первого более высоким уровнем мощности, доходящим до сотен милливатт, и менее жесткими требованиями к уровню шумов. Наконец, к третьему типу можно относить ЛБВ с выходной мощностью, превышающей единицы ватт. Особое место среди выходных ЛБВ занимают приборы, мощность которых в непрерывном режиме достигает сотен ватт или нескольких киловатт, а в импульсном режиме — нескольких мегаватт.

В малошумящих и маломощных лампах прямой волны наиболее широко применяются замедляющие системы типа одиночной спирали, используемые в режиме основной замедленной волны. Этот тип систем обеспечивает наибольшую широкополосность при достаточно высоком сопротивлении связи, если замедление волны велико и соответствует ускоряющему напряжению, не превышающему примерно 10 *кв*. Вместе с тем спираль имеет простую конструкцию и обеспечивает широкополосное согласование со входным и выходным трактами.

Спираль изготавливается обычно из немагнитного материала — вольфрамовой или молибденовой проволоки. Шаг спирали на обеих ее концах плавно увеличивается для получения согласования. На однородном участке спирали фазовая скорость волны и соответствующая величина постоянного ускоряющего напряжения могут быть определены по геометрическим размерам спирали с помощью приближенных уравнений (6.2) и (6.4).

Чем короче рабочая длина волны, тем меньше при заданном замедлении должен быть радиус спирали a. Это обусловлено тем, что во всякой замедляющей системе электрическое поле замедленной волны быстро убывает по мере удаления от поверхности системы [1]. Заметный спад поля происходит на расстоянии порядка половины замедленной длины волны $\lambda_{зам}$, которая тем меньше, чем короче длина волны λ в свободном пространстве. Если радиус спирали приближается к $\lambda_{зам}$ или превышает ее, то на электроны, двигающиеся вблизи оси спирали, действует весьма слабое поле.

С другой стороны, чрезмерное уменьшение диаметра спирали нежелательно как из конструктивных соображений, так и ввиду уменьшения тока пучка, который можно пропустить через сечение спирали при неизменной плотности тока. Таким образом, для каждой частоты существует оптимальная величина радиуса спирали. Эта величина определяется обычно таким образом, чтобы получить максимум коэффициента усиления на средней частоте рабочей полосы ЛБВ.

Для большинства ЛБВ радиус спирали лежит в пределах

$$a \approx (0{,}2 \div 0{,}4)\,\lambda_{зам} = (0{,}2 \div 0{,}4)\,\lambda \frac{v_ф}{c}, \qquad (6.62)$$

обеспечивающих максимум коэффициента усиления в соответствии с § 6.4, а.

Величина коэффициента замедления $\frac{c}{v_ф}$, входящего в (6.62), в условиях синхронизма может быть связана с ускоряющим напряжением U_0 простым соотношением

$$v_ф \approx v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}; \quad k_{зам} = \frac{c}{v_ф} \approx \frac{505}{\sqrt{U_0}}. \qquad (6.63)$$

Задавшись ускоряющим напряжением U_0, можно для заданной длины волны λ с помощью (6.62) и (6.63) ориентировочно вычислить радиус спирали a.

В миллиметровом диапазоне волн радиус спирали должен быть очень малым. Так, на волне $\lambda = 5$ *мм* даже при сравнительно высоком ускоряющем напряжении $U_0 = 7$ *кв* средний диаметр спирали по соотношениям (6.62) и (6.63) должен составлять 0,33—0,66 *мм*. Создание такой спирали и пропускание через нее тонкого электронного пучка технически еще возможно, если использовать, например, проволоку или ленту толщиной 0,05 *мм* с шагом намотки порядка 0,3 *мм*. Именно такая реально существующая ЛБВ описывается ниже в § 6.5, д. Однако дальнейшее укорочение рабочей длины волны при использовании спиральной замедляющей системы представляется затруднительным. Поэтому в ЛБВ миллиметрового диапазона часто находят применение замедляющие системы типа одиночной или двойной гребенки.

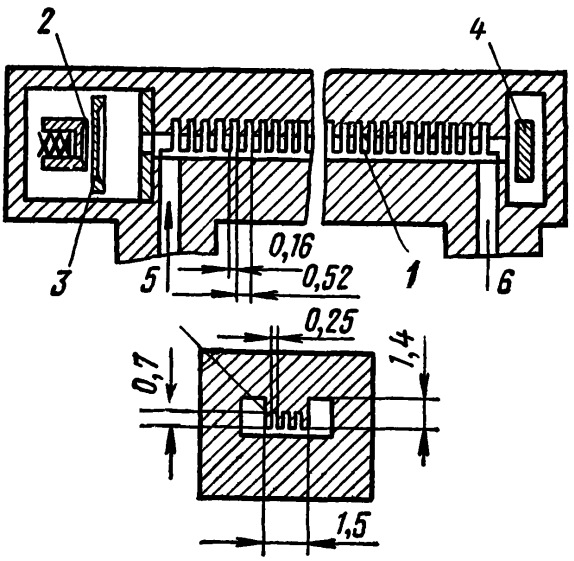


Рис. 6.10. ЛБВ миллиметрового диапазона волн с гребенчатой замедляющей системой:

1 — гребенка с продольными пазами для прохождения электронного потока; *2* — катод; *3* — управляющий электрод; *4* — коллектор; *5*, *6* — волноводные вход и выход

При использовании гребенки в режиме первой положительной пространственной гармоники удается значительно увеличить шаг системы в сравнении с шагом, который потребовался бы при работе на основной замедленной волне. Пример устройства ЛБВ миллиметрового диапазона с гребенкой схематически показан на рис. 6.10. Этот тип замедляющей системы имеет более жесткую конструкцию, чем спираль, и более высокую теплорассеивающую способность.

Недостаточно высокая теплорассеивающая способность спирали особенно сильно проявляется при переходе к большим мощностям. В дециметровом и сантиметровом диапазонах волн для улучшения теплоотвода спираль изготавливается иногда из тонкой металлической трубки, по которой циркулирует охлаждающая жидкость.

Спирали присущ и другой недостаток, затрудняющий использование ее при весьма высоких мощностях. Дело в том, что при повышении мощности приходится увеличивать постоянное ускоряющее напряжение U_0 и, следовательно, повышать фазовую скорость волны и уменьшать коэффициент замедления $\frac{c}{v_ф}$. Сопротивление связи на основной волне при этом уменьшается и стремится к нулю при $k_{зам} \to 1$*. Лампа со спиралью при большой величине U_0 приобретает склонность к самовозбуждению на пространственных гармониках. Этот режим, играющий основную и полезную роль в генераторных *лампах обратной волны* (см. § 6.6), делает практически невозможным создание усилительных ЛБВ со спиральной замедляющей системой при ускоряющих напряжениях, превышающих примерно 10 *кв*. Максимальная выходная мощность, которую можно получить при реально осуществимых первеансах электронного потока, составляет единицы киловатт. Для сравнения укажем, что выходным мощностям мегаваттного уровня соответствует ускоряющее напряжение порядка 100 *кв*.

Более пригодной для мощных ЛБВ является *модифицированная спираль* — система типа «кольцо — стержень» [1], обеспечивающая работу вплоть до коэффициентов замедления около 2—3. Наконец, в сверхмощных ЛБВ широко применяются замедляющие системы типа диафрагмированного круглого волновода, возбужденного на волне типа E_{01}. Замедление волны обеспечивается периодическими неоднородностями — металлическими диафрагмами с центральными отверстиями, через которые пропускается электронный поток. Для расширения полосы пропускания такой цепочки используются отверстия в диафрагмах, обеспечивающие дополнительную электромагнитную связь между соседними резонаторами**.

Типичным примером такого устройства является замедляющая система типа «лист клевера», изображенная на рис. 6.11 вместе с переходом на волновод прямоугольного сечения***. Указанная система обладает большой жесткостью, хорошим теплоотводом и имеет достаточно высокое сопротивление связи на основной прямой волне при скоростях, соответствующих ускоряющему напряжению порядка 50—100 *кв*. Благодаря этому замедляющая система типа «лист клевера» находит широкое применение в усилительных лампах прямой волны сантиметрового диапазона при весьма высоких импульсных мощ-

---

* При $v_ф \to c$ спираль «растягивается» и превращается в прямолинейный проводник, вдоль которого распространяется волна типа ТЕМ; продольное электрическое поле E_z становится равным нулю.

** Диафрагмированный волновод без дополнительных отверстий связи применяется в линейных электронных ускорителях, которые можно рассматривать как устройства, в некотором смысле обратные лампам бегущей волны. В линейных ускорителях в условиях синхронизма происходит передача энергии бегущей волны к электронному потоку, в результате чего энергия электронов достигает десятков и сотен мегаэлектрон-вольт. Существуют уникальные линейные ускорители, в которых энергия электронов доходит до десятков гигаэлектрон-вольт.

*** Название системы «лист клевера» связано с лепесткообразной формой магнитных силовых линий, показанной пунктиром на рис. 6.11.

ностях, превышающих примерно 1 *Мвт*. Однако рабочая полоса частот таких ЛБВ менее широка, чем у ламп, использующих спиральную систему, и обычно не превышает 15—20% от средней частоты.

Другой пример замедляющей системы для мощной ЛБВ показан на рис. 6.12. Здесь электронный пучок проходит через зазоры в круглом волноводе, образованные отрезками труб дрейфа. Подобную периодическую замедляющую систему можно сравнить с волнообразно изогнутой линией, рассматриваемой в § 6.6. Работа ЛБВ происходит в этом случае на первой положительной гармонике ($p = +1$).

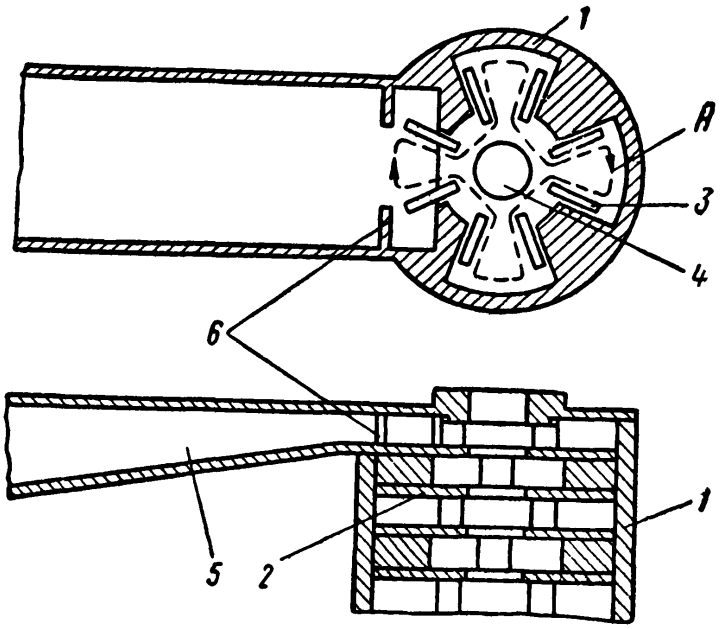


Рис. 6.11. Замедляющая система типа «клеверный лист»:

1—круглый волновод; *2*—металлические диски; *3*—щели индуктивной связи; *4*—пролетный канал; *5*—переход к прямоугольному волноводу, возбужденному на волне H_{10}; *6*—индуктивная диафрагма

Цепочка резонаторов и другие элементы СВЧ тракта мощной ЛБВ, в том числе ввод и вывод энергии, имеют значительное сходство с конструкцией многорезонаторного клистрона. Однако между замедляющей системой ЛБВ и резонаторной системой клистрона имеется и существенное различие. В отсутствие электронного луча между соседними резонаторами клистрона электромагнитная связь практически отсутствует, в то время как в «холодной» замедляющей системе ЛБВ между ее входом и выходом в обоих направлениях может распространяться бегущая волна. Это обстоятельство, с одной стороны, обусловливает более значи-

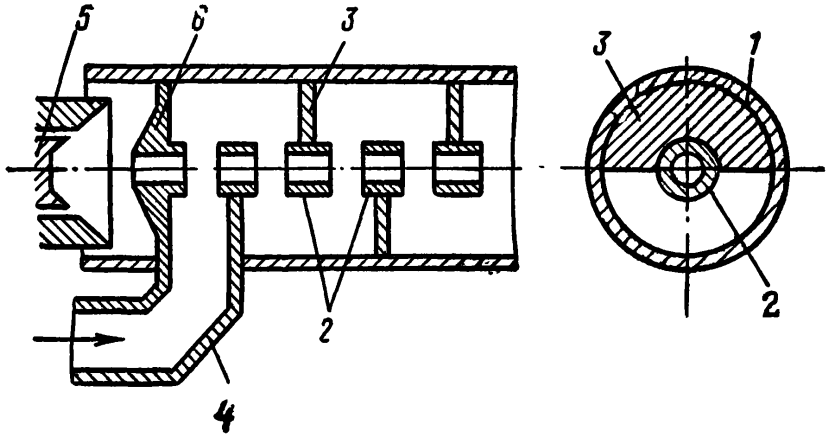


Рис. 6.12 Замедляющая система волноводного типа с встречными перегородками и пролетными трубами:

1—круглый волновод; *2*—пролетная труба; *3*—металлический полудиск; *4*—входной прямоугольный волновод; *5*—катод; *6*—ускоряющий электрод (анод)

тельную склонность ЛБВ к самовозбуждению. Поэтому в замедляющей системе мощных ЛБВ, как и в ЛБВ со спиралью, необходимо использовать сосредоточенный поглотитель. С другой стороны, использование распространяющихся волн обусловливает более широкую рабочую полосу частот мощной ЛБВ в сравнении с аналогичным прямопролетным клистроном. Так, в 10-*см* диапазоне волн при импульсной мощности порядка нескольких мегаватт полоса частот ЛБВ может составлять 10—15% от средней частоты в сравнении с типичной величиной порядка 1—5% для многорезонаторных клистронов.

6. Переходные устройства и поглотители

При разработках ЛБВ всех типов большое внимание приходится уделять входным и выходным трансформаторам, обеспечивающим согласование замедляющей системы с коаксиальными линиями или волноводами. Примеры таких устройств рассматривались в § 11.9 [1]. Широкое применение в случае спиральной замедляющей системы находят переходы, в которых конец спирали соединен со стержнем или полым цилиндром, входящим в волновод через середину широкой стенки и играющим роль электрического зонда (антеннки). Короткозамыкающий поршень, в имеющийся в волноводе (рис. 6.13), позволяет подстраивать переход и получать оптимальное согласование на средней частоте заданной полосы.

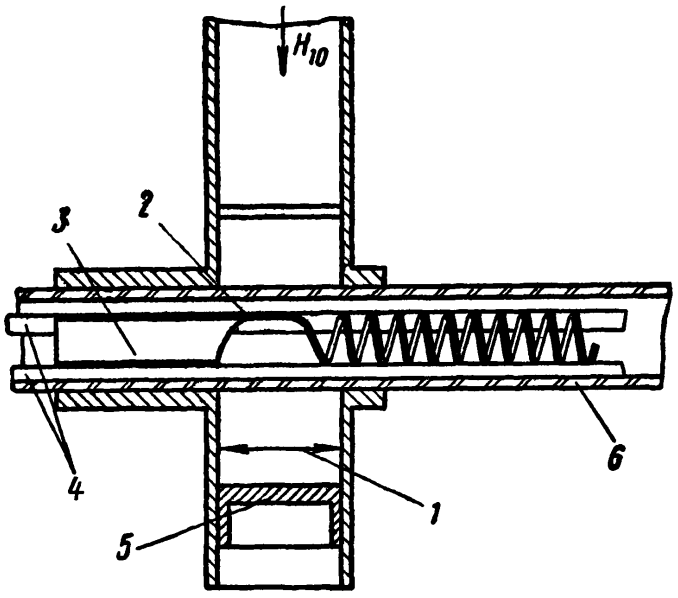


Рис. 6.13. Переход от волновода прямоугольного сечения к спирали:

1 — узкий размер сечения волновода; *2* — антенна; *3* — четвертьволновый дроссель; *4* — диэлектрические стержни, поддерживающие спираль; *5* — подстроечный поршень; *6* — стеклянная оболочка ЛБВ

Прямоугольный волновод, используемый на входе и на выходе ЛБВ, имеет обычно уменьшенный узкий размер сечения (например 10×72 *мм* в 10-*см* диапазоне волн*. Сужение волновода улучшает его согласование со спиралью в широкой полосе частот. Одновременно уменьшается неоднородность фокусирующего магнитного поля, создаваемого соленоидом или постоянными магнитами.

Другой широко распространенный вариант компактных настраиваемых трансформаторов основан на использовании связанных спиралей. В этом случае входной и выходной тракты ЛБВ имеют вид коаксиальных линий, как показано на рис. 6.14. Внешние спирали, охватывающие основную спираль, располагаются обычно вне вакуумной оболочки ЛБВ. Расчеты и опыт показывают, что при встречной

* Таблицу стандартных размеров нормальных и плоских волноводов см. в приложении 5 [1].

намотке основной и внешних спиралей подобные переходы обеспечивают согласование в весьма широком диапазоне частот порядка одной октавы при КСВ, не превышающем примерно 1,5.

Примеры входных и выходных трансформаторов мощных ЛБВ, использующих замедляющие системы типа диафрагмированного волновода, показаны на рис. 6.11 и 6.12.

В § 6.4,д указывалось, что для получения устойчивой работы усилительной ЛБВ в замедляющую систему необходимо включать сосредоточенный поглотитель. При малых мощностях такой поглотитель создается обычно с помощью слоя аквадага, наносимого внутри вакуумной оболочки лампы на стержни, служащие для крепления спирали. «Холодное» затухание, вносимое ослабителем, составляет обычно не менее 50 *дб*.

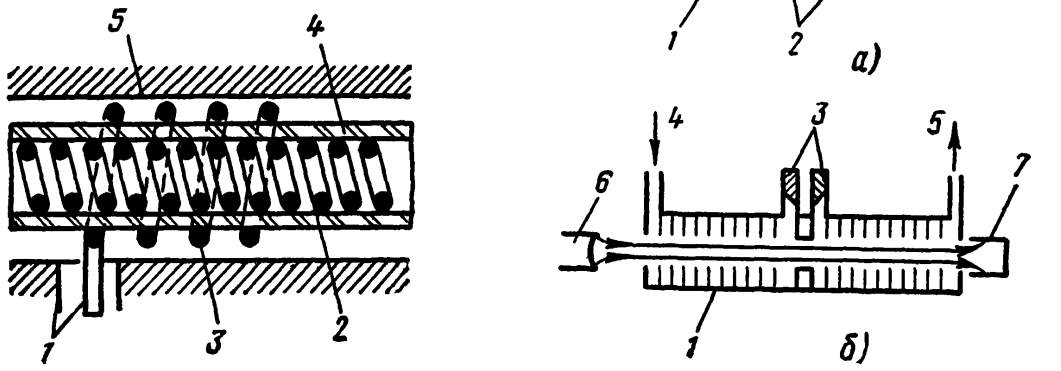


Рис. 6.14. Связанные спирали в качестве входного и выходного трансформаторов ЛБВ:

1 — коаксиальная линия; *2* — основная спираль; *3* — отрезок внешней спирали; *4* — стеклянная вакуумная оболочка; *5* — экран

Рис. 6.15. Мощные усилительные ЛБВ с внутренними поглощающими вставками (*а*) и внешними согласованными нагрузками (*б*), применяемыми для подавления самовозбуждения:

1 — замедляющая система типа диафрагмированного волновода; *2* — поглотитель; *3* — волноводная согласованная нагрузка; *4*, *5* — вход и выход; *6* — катод; *7* — коллектор

В лампах средней мощности находят применение поглощающие вставки со связанной спиралью, располагаемые вне вакуумной оболочки ЛБВ. Наконец, в мощных лампах с замедляющей системой волноводного типа используются вставки из поглощающей керамики, располагаемые между диафрагмами вблизи середины системы (рис. 6.15, *а*). При наиболее высоких мощностях поглотитель размещается вне лампы в специальных волноводных выводах, как показано схематически на рис. 6.15, *б*. Не требуется вносить поглотитель в лампах бегущей волны миллиметрового диапазона, где собственные распределенные потери замедляющей системы оказываются обычно достаточными для предотвращения самовозбуждения ЛБВ.

в. Типичные конструкции и параметры ЛБВ

В табл. 6.1 указаны параметры пяти типичных усилительных ламп прямой волны, различающихся уровнем выходной мощности и предназначаемых для работы в различных классах аппаратуры СВЧ.

Таблица 6.1

Параметры типичных усилительных ламп бегущей волны

№ п. п.	Тип лампы, средняя длина волны	Рабочая полоса частот, %	Ускоряющее напряжение	Ток коллектора	Коэффициент усиления, *дб*	Выходная мощность	Коэффициент шума, *дб*	К. п. д., %	Фокусирующее магнитное поле, *тл*	Конструкция входа и выхода	Тип замедляющей системы
1	Входная малошумящая ЛБВ 10-*см* диапазона (рис. 6.16)	8	370 *в*	0,2 *ма*	25	1 *мвт*	4	—	0,04—0,08	Коаксиальные линии и коаксиальные резонаторы	Спираль
2	Выходная ЛБВ 7,5-*см* диапазона (рис. 6.18, *а*)	33	2,5 *кв*	30 *ма*	30	10 *вт*	—	13	0,065	Коаксиально-волноводные переходы	То же
3	ЛБВ средней мощности 5-*мм* диапазона	20	7 *кв*	3 *ма*	30	0,5 *вт*	—	2,5	0,15	Волноводы	То же
4	Мощная ЛБВ непрерывного режима 3-*см* диапазона	5	20—30 *кв*	0,9—1,5 *а*	15	5 *квт*	—	22—30 (с рекуперацией на коллекторе)	0,1	То же	«Лист клевера»
5	Мощная импульсная ЛБВ 10-*см* диапазона (рис. 6.19)	10	100 *кв*	90 *а*	35	3 *Мвт* (при длительности импульса 2 *мксек*)	—	34			То же

Первая из этих ламп относится к классу маломощных низковольтных ЛБВ со спиральной замедляющей системой и с фокусирующим соленоидом. Внешний вид типичной малошумящей ЛБВ показан на рис. 6.16. Для снижения шумов в таких лампах используется многоанодная электронная пушка с плавным ускорением электронного потока (рис. 6.17).

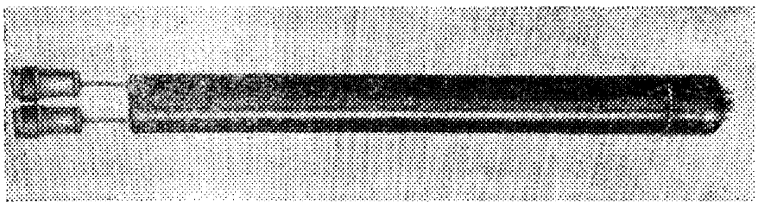


Рис. 6.16 Внешний вид малошумящей ЛБВ 10-*см* диапазона

Конструкция типичной выходной ЛБВ средней мощности со спиральной замедляющей системой (с волноводной арматурой) приведена на рис. 6.18, *а*. Параметры аналогичной лампы приведены в табл.6.1 под № 2. Для сравнения в табл. 6.1 под № 3 указаны параметры спиральной ЛБВ миллиметрового диапазона, обладающей сравнительно большой выходной мощностью — до 0,5 *вт*.

Недостатками обычных фокусирующих соленоидов (рис. 6.18, *а*) являются их громоздкость и большой вес, а также необходимость отдельного источника питания соленоида. В связи с этим за последнее время широко применяются *пакетированные* системы ЛБВ с *периодической магнитной фокусировкой**. Внешний вид одной из таких ЛБВ со спиральной системой, предназначенной для работы в диапазоне частот 5,6—10,4 *Гец* при выходной мощности порядка 500 *вт* в непрерывном режиме, показан на рис. 6.18, *б*. Лампа имеет металло-керамическую вакуумную оболочку, коаксиальное устройство ввода и вывода СВЧ сигнала и коллектор с воздушным охлаждением.

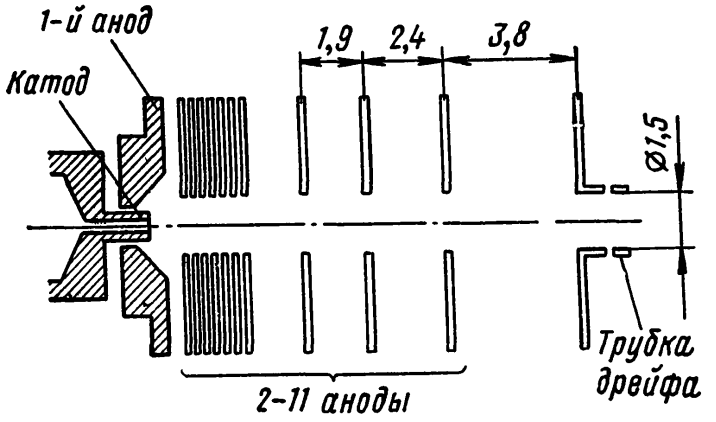


Рис: 6.17 Электронная пушка малошумящей ЛБВ (указаны некоторые размеры в миллиметрах)

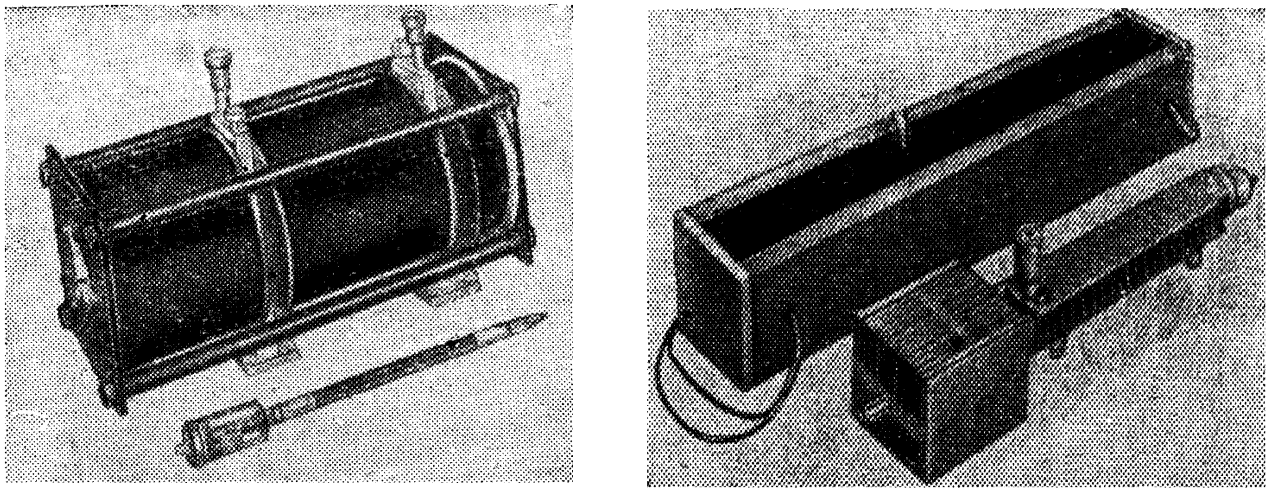
Представляют интерес также системы центробежной электростатической и ионной фокусировки, позволяющие еще более резко снизить вес ЛБВ. Широкого практического применения, однако, эти системы фокусировки пока не нашли.

ЛБВ, указанные в табл. 6.1 под № 4 и 5, являются типичными представителями мощных усилителей с замедляющей системой типа «лист клевера», рассматривавшейся в § 6.5, а. Внешний вид мощной импульсной ЛБВ 10-*см* диапазона показан на рис. 6.19. Как видно

* Теория и расчет фокусировки электронных потоков рассматриваются в курсе электронно-лучевых приборов [13—15] и здесь обсуждаться не будут.

из этого рисунка и из табл. 6.1 (№ 5), параметры и конструкция мощных ЛБВ во многом аналогичны мощным многорезонаторным клистронам, описанным в гл. 5.

Применение ЛБВ типа О непрерывно расширяется и простирается от широкополосных входных усилителей в СВЧ приемниках до мощных выходных каскадов импульсных передатчиков, генераторов помех



а) *б*)

Рис. 6.18. Внешний вид типичных ЛБВ со спиральными замедляющими системами:

а—стеклянная ЛБВ средней мощности с фокусирующими соленоидами. Видны входной и выходной волноводы и настроечные поршни; *б*—металло-керамическая ЛБВ повышенной мощности с периодической фокусировкой постоянными магнитами

и т. п. Особенно широко применяются ЛБВ в системах многоканальной радиорелейной связи. Большие перспективы имеет использование ЛБВ в качестве бортовых усилителей космической связи на искусственных спутниках Земли. Мощные усилительные ЛБВ используются для питания фазированных антенных решеток радиолокаторов с управляемой диаграммой направленности, содержащих до нескольких тысяч элементов, снабженных отдельными усилителями.

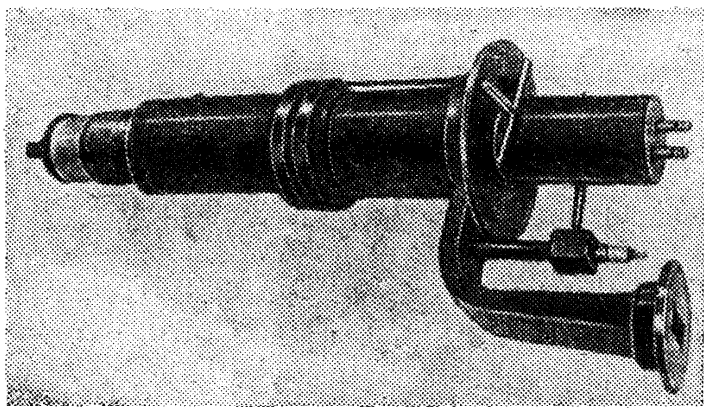


Рис 6.19. Внешний вид мощной импульсной ЛБВ 10-*см* диапазона

Наряду с этим ЛБВ типа О применяются в качестве преобразователей и умножителей частоты, фазовых модуляторов и генераторов весьма коротких импульсов. Представляет интерес также использование ЛБВ в качестве источника шумов для систем радиопротиводействия и измерительных установок СВЧ диапазона.

К числу менее обычных, но актуальных направлений относится создание ЛБВ, имеющих вместо обычного катода фотокатод или фо-

тоумножительную систему. Такие *фото*-ЛБВ могут найти применение в приемниках оптической связи с использованием лазерного излучения, модулированного СВЧ колебаниями.

Немаловажное значение для дальнейшего развития ЛБВ типа О будет иметь уменьшение их габаритов и веса и повышение их механических свойств. Большую роль может играть дальнейшее усовершенствование методов фокусировки электронных потоков. Примером такого усовершенствования является применение постоянных магнитов на основе самарий-кобальтовых сплавов. Можно ожидать дальнейшего снижения уровня шумов во входных ЛБВ и повышения выходной мощности и к. п. д. в мощных выходных ЛБВ.

§ 6.6. ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ ТИПА О

а. Переход от ЛБВ-генератора к лампе обратной волны

Лампы прямой бегущей волны, описанные в предыдущих параграфах, принципиально могут быть использованы не только в качестве усилителей, но и в качестве автогенераторов СВЧ. Для этого требуется лишь создать положительную внешнюю или внутреннюю обратную связь между выходом и входом ЛБВ.

В § 6.4,д было показано, что при внутренней обратной связи генерируемая частота имеет ряд дискретных значений, соответствующих различным видам колебаний замедляющей системы. Пользуясь уравнением (6.59), нетрудно показать, что ввиду большой электрической длины ЛБВ разделение между частотами соседних видов колебаний оказывается очень малым. Поэтому при работе такого генератора обычно наблюдаются перескоки частоты.

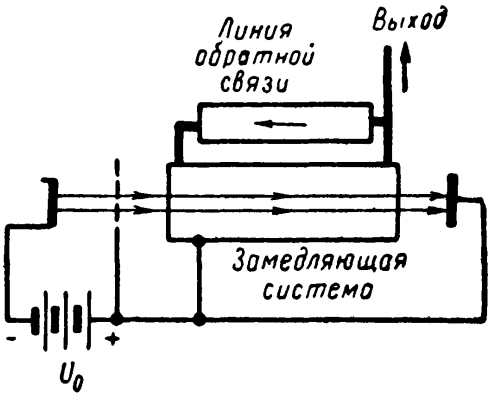


Рис. 6.20. Схема генератора на ЛБВ с внешней обратной связью

Разделение видов колебаний ЛБВ увеличивается при сокращении длины лампы и при использовании внешней линии обратной связи, имеющей при той же геометрической длине меньшую электрическую длину. Схема устройства ЛБВ-генератора с внешней обратной связью изображена на рис. 6.20. В качестве цепи обратной связи может быть использован простой отрезок коаксиальной линии или волновода с фазосдвигателем. Для подавления самовозбуждения на нежелательных частотах в цепь обратной связи может быть включен полосовой фильтр.

Обозначим через $l_{ос}$ и $\beta_{ос}$ геометрическую длину и фазовую постоянную внешней линии обратной связи: $\beta_{ос} = \frac{\omega}{(v_ф)_{ос}}$, где $(v_ф)_{ос}$ — фазовая скорость волны в цепи обратной связи. Тогда, полагая фазовую постоянную усиливаемой волны в замедляющей системе ЛБВ равной β и обходя по замкнутому контуру замедляющую систему

и линию обратной связи на рис. 6.20, можно записать фазовое условие самовозбуждения в виде

$$\beta_{oc} l_{oc} + \beta l = 2\pi n; \quad \frac{\omega l_{oc}}{(v_ф)_{oc}} + \frac{\omega l}{v_ф} = 2\pi n, \tag{6.64}$$

где в общем случае $n = 0, 1, 2, 3..$ Через l и $v_ф$ обозначены геометрическая длина замедляющей системы и фазовая скорость в «горячей» системе.

Уравнение (6.64) обеспечивает синфазность сигнала, возвращающегося по петле обратной связи, с исходным сигналом, бегущим по ЛБВ. Фазовая скорость волны в ЛБВ и постоянная β в общем случае зависят от частоты и от постоянного ускоряющего напряжения U_0. Поэтому, изменяя величину U_0, можно в некоторых пределах плавно изменять частоту на каждом из видов колебаний, т. е. получить электронную настройку ЛБВ-генератора.

Для работы в широком диапазоне частот должно соблюдаться постоянство фазы обратной связи при изменении частоты. Этому условию соответствует

$$\frac{d}{d\omega}(\beta_{oc} l_{oc} + \beta l) = 0; \; l_{oc} \frac{d\beta_{oc}}{d\omega} + l \frac{d\beta}{d\omega} = 0,$$

или

$$\frac{l_{oc}}{(v_{гр})_{oc}} + \frac{l}{v_{гр}} = 0, \tag{6.65}$$

где $(v_{гр})_{oc}$ и $v_{гр}$ — групповые скорости (скорости движения энергии) в соответствующих участках рассматриваемой цепи, равные

$$(v_{гр})_{oc} = \frac{d\omega}{d\beta_{oc}}; \quad v_{гр} = \frac{d\omega}{d\beta}.$$

Уравнения (6.64) и (6.65) позволяют понять основной недостаток генератора на лампе прямой волны. При нормальной положительной (прямой) дисперсии оба слагаемых в (6.65) имеют положительный знак. Поэтому с изменением частоты оба фазовых угла в (6.64) изменяются в одну и ту же сторону. Обеспечить равенство нулю суммы групповых задержек по (6.65) не удается. По этой причине ЛБВ-генератору присущи ограничения диапазона электронной настройки, свойственные всем приборам с резонансной колебательной системой.

Реальный диапазон электронной настройки ЛБВ-генератора обычно составляет от десятых долей процента до нескольких процентов от средней частоты, т. е. имеет такой же порядок, как у отражательных клистронов. Следует иметь в виду, однако, конструктивную и эксплуатационную сложность ЛБВ в сравнении с отражательными клистронами. По этой причине, а также в связи с появлением ламп обратной волны, обладающих чрезвычайно широким диапазоном электронной настройки, генераторы на ЛБВ не находят сколько-нибудь существенного применения.

Таким образом, несмотря на широкополосные свойства в режиме усиления, ЛБВ не позволяет получить хороших результатов в качестве генератора с электронной настройкой.

Диапазон электронной настройки генератора на ЛБВ удалось бы значительно расширить, если групповые скорости $v_{гр}$ и $(v_{гр})_{ос}$ в уравнении (6.65) имели бы разные знаки. Для этого необходимо чтобы замедляющая система или линия обратной связи на рис. 6.20, обладала *отрицательной дисперсией*, при которой групповая скорость направлена в сторону, противоположную фазовой скорости волны, и поэтому имеет отрицательный знак.

Все обычные передающие линии имеют положительную, нормальную дисперсию ($v_{гр} > 0$ $\frac{dv_ф}{d\omega} < 0$) и, следовательно, непригодны для указанной цели. Положение изменяется, однако, если в качестве основной волноведущей структуры лампы использовать *периодическую замедляющую систему* и отказаться от применения внешней линии обратной связи. В основе дальнейших рассуждений лежит использование синхронизма электронов с обратной (отрицательной) пространственной гармоникой волны, фазовая скорость которой направлена в сторону, противоположную групповой скорости.

6. Принцип действия ЛОВ типа О

Схема генераторной лампы обратной волны О-типа изображена на рис. 6.21. Общее построение этой лампы, за исключением расположения вывода энергии, сходно с лампой прямой волны О-типа (см. рис. 6.3). Поскольку речь идет о генераторе, а не об усилителе, схему ЛОВ можно сравнить также с рис. 6.20, где изображена ЛБВ с внешней обратной связью.

Для пояснения принципа действия лампы обратной волны предположим, что *со стороны коллектора* в замедляющую систему ЛОВ тем или иным способом введен СВЧ сигнал. Таким образом, вдоль замедляющей системы справа налево двигается волна с групповой скоростью $v_{гр}$.

Если бы замедляющая система являлась однородной и поле ее не содержало пространственных гармоник, то фазовая скорость была бы направлена только в сторону движения энергии волны, т. е. навстречу движению электронов. Эффективное взаимодействие между электронным пучком и волной при этом должно отсутствовать. Однако если замедляющая система, изображенная на рис. 6.21, имеет периодическую структуру, то имеющееся в ней электромагнитное поле можно рассматривать как сумму бесчисленного множества волн — пространственных гармоник с фазовой постоянной β_p, зависящей от номера гармоники p. Фазовые скорости этих гармоник направлены как в сторону движения энергии (прямые волны), так и в противоположную сторону (обратные волны). Таким образом, направление движения электронов на рис. 6.21 совпадает с направлением фазовой скорости обратных пространственных гармоник $(v_ф)_p$.

Подберем ускоряющее напряжение U_0 таким образом, чтобы обеспечить синхронизм между электронами и одной из замедленных обратных волн, т. е. положим

$$v_0 \approx |v_ф|_p; \quad p < 0. \tag{6.66}$$

Тогда электроны, поочередно проходя мимо неоднородностей, встречают одну и ту же фазу высокочастотного продольного поля и взаимодействуют с полем синхронной гармоники таким же образом, как при существовании только одной замедленной волны в ЛБВ. Часть кинетической энергии пучка может передаваться СВЧ полю.

Как известно из первого тома учебника [1], фазовая постоянная пространственной гармоники связана с пространственным периодом L и номером гармоники p уравнением

$$\beta_p = \beta_0 + \frac{2\pi p}{L}, \tag{6.67}$$

где β_0 — фазовая постоянная основной волны.

Фазовая скорость пространственных гармоник $(v_ф)_p$ определяется в виде

$$(v_ф)_p = \frac{\omega}{\beta_p}. \tag{6.68}$$

Таким образом, общее условие взаимодействия электронов с полем обратной волны с учетом (6.66), (6.67) и (6.68) имеет вид

$$\left| \frac{\omega}{\beta_0 + \frac{2\pi p}{L}} \right| = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}; \quad p < 0, \tag{6.69}$$

где U_0 — ускоряющее напряжение (рис. 6.21).

Важной особенностью этого взаимодействия является *внутренняя обратная связь*, которая и приводит к самовозбуждению лампы. Действительно, замедляющая система и электронный поток составляют две части петли об-

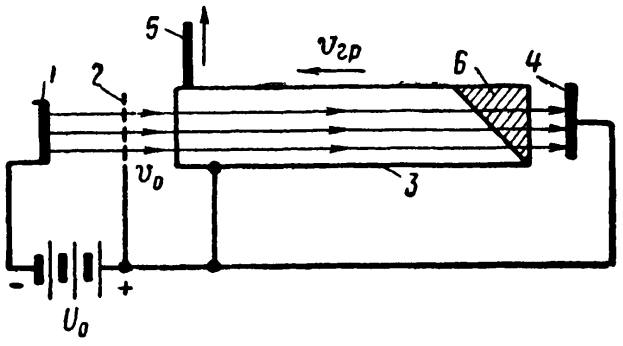


Рис. 6.21. Схема генераторной лампы обратной волны О-типа:

1 — катод; *2* — ускоряющий электрод; *3* — периодическая замедляющая система; *4* — коллектор; *5* — вывод энергии; *6* — согласованная нагрузка

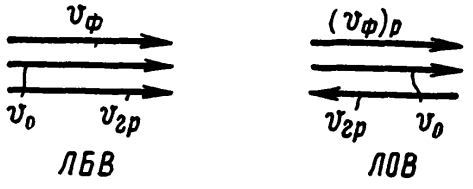


Рис. 6.22. Направления скорости электронов и фазовой и групповой скоростей волн в лампах прямой и обратной волны

ратной связи. Направление движения энергии в электронном потоке совпадает с движением электронных сгустков, имеющих среднюю скорость v_0. Движение же энергии по замедляющей системе происходит в противоположном направлении при *одинаковом* направлении фазовой скорости $(v_ф)_p$ и скорости электронов v_0, как показано на рис. 6.22. Здесь же показано направление скоростей электронов и волны в лампе прямой волны (ЛБВ).

Если предположить снова, что в замедляющей системе ЛОВ на рис. 6.21 по направлению к электронной пушке двигается СВЧ сигнал, то электронный поток, находящийся в фазовом синхронизме с обратной гармоникой, приобретает модуляцию по скорости. После ее преобразования в модуляцию по плотности электронный поток, двигаясь по направлению к коллектору, наводит на замедляющей системе высокочастотный ток. Но энергия волны, с которой взаимодействуют электроны, двигается навстречу электронному потоку. В результате на выходе лампы около электронной пушки создается поле, превышающее первоначальный сигнал. Лампа приобретает свойства автогенератора.

Геометрическая длина электронного пучка в точности равна геометрической длине замедляющей системы l. Это обстоятельство, а также противоположные знаки групповых скоростей (скоростей движения энергии) на двух участках цепи обратной связи и обеспечивают соблюдение условия (6.65), необходимого для получения широкого диапазона электронной настройки.

Таким образом, электронный пучок играет в лампе обратной волны двойную роль — как источник энергии и как звено, по которому обеспечивается положительная обратная связь. Она присуща самому принципу ЛОВ и принципиально неустранима, в отличие от других типов автогенераторов СВЧ.

Если к выходу генераторной ЛОВ, т. е. со стороны электронной пушки, подключена хорошо согласованная нагрузка, то не играет роли, какое сопротивление включено на другом конце замедляющей системы. Однако при рассогласовании внешней нагрузки положение изменяется. Волна, отраженная от нее, поступает обратно в замедляющую систему. Взаимодействия этой волны с электронным потоком может не быть. Тем не менее, при рассогласовании второго конца системы (около коллектора) эта волна снова отражается и, теперь уже взаимодействуя с электронами, изменяет величину выходной мощности.

Чтобы избежать резких скачков выходной мощности при изменении длины волны, на конце замедляющей системы, обращенном к коллектору, обычно включают согласованную нагрузку (поглотитель), как показано на рис. 6.21. Эта нагрузка располагается, как правило, внутри вакуумной оболочки лампы. Очевидно, что при согласованной выходной нагрузке поглотитель не оказывает никакого влияния на величину выходной мощности лампы обратной волны.

в. Зоны генерации ЛОВ типа О

Электронный поток, поступающий в замедляющую систему ЛОВ, однороден и не имеет предварительной модуляции по скорости и плотности. На «пушечном» конце системы (со стороны вывода энергии) на электроны начинает действовать продольное СВЧ поле E_z, которое в условиях синхронизма создает модуляцию по скорости, постепенно переходящую в модуляцию пучка по плотности. Как было показано в § 2.8, г, центром сгустка становится электрон, вошедший в пространство взаимодействия в области перехода поля E_z от ускоряющего к тормозящему.

По аналогии с ЛБВ, для отдачи энергии электроны должны двигаться со средней скоростью v_0, несколько превышающей фазовую скорость замедленной волны $(v_ф)_p$. При этом электронный сгусток в движущейся системе координат медленно дрейфует слева направо в тормозящем поле волны (см. рис. 2.32). Для наиболее полной отдачи энергии сгусток должен за время пролета по длине системы пройти всю тормозящую полуволну поля, не переходя, однако, в область ускоряющего поля. Это означает, что разность между изменением фазы волны по длине системы и углом пролета сгустка должна составлять π. Возможны также режимы, при которых эта разность составляет $(\pi + 2\pi n)$:

$$\frac{\omega l}{|v_ф|_p} - \frac{\omega l}{v_0} = (2n+1)\pi,$$

где n — любое целое число, включая нуль.

С физической точки зрения режиму $n = 1$ соответствует движение сгустка на протяжении 1/3 длины системы в тормозящем поле, далее на 1/3 длины — в ускоряющем поле и на последней трети — снова в тормозящем СВЧ поле.

С учетом обычной зависимости скорости v_0 от постоянного ускоряющего напряжения U_0 последнее выражение дает:

$$\sqrt{\frac{m}{2eU_0}} = \frac{1}{|v_ф|_p} - \frac{n+\frac{1}{2}}{\nu l}, \qquad (6.70)$$

где ν — частота генерируемых или усиливаемых колебаний $\left(\nu = \frac{\omega}{2\pi}\right)$.

Из этого уравнения следует, что лампа обратной волны имеет несколько широких *зон* («порядков») генерации $P_{ген} = f(U_0)$, характеризуемых различными номерами $n = 0, 1, 2...$ Наибольшую выходную мощность обеспечивает зона $n = 0$, так как при этом наиболее полно используется длина замедляющей системы.

Уравнение (6.70) позволяет найти не только области самовозбуждения, но и режимы *регенеративного усиления* ЛОВ. В самом деле, для ЛОВ, как и для других генераторов СВЧ, существует конечная величина пускового тока $I_{пуск}$. При малой величине тока пучка I_0 перестает выполняться амплитудное условие самовозбуждения колебаний. Однако внутренняя положительная обратная связь является неотъемлемой особенностью механизма ЛОВ. Поэтому при приближении тока пучка к величине $I_{пуск}$ коэффициент усиления ЛОВ может достигать сколь угодно высоких значений.

Зависимость генерируемой мощности и коэффициента усиления лампы обратной волны от постоянного конвекционного тока пучка I_0 качественно изображена на рис. 6.23. В принципиальном отношении усилительная лампа обратной волны отличается от генераторной лишь наличием входа СВЧ сигнала, расположенного со стороны коллектора вместо поглотителя на рис. 6.21.

Пусковой ток зон генерации $n > 0$ значительно превышает пусковой ток нулевой зоны, как показано на рис. 6.23. Причина этого — упоминавшееся менее эффективное использование длины замедляющей системы при увеличении номера зоны n.

Практический интерес представляет лишь работа в зоне генерации $n = 0$. Для того, чтобы избежать одновременной генерации в зонах $n = 0$ и $n = 1$, происходящей на различных частотах, рабочий ток пучка $I_{0\,раб}$ обычно выбирается в 2—5 раз выше пускового тока нулевой зоны, но меньше пускового тока зоны $n = 1$ (рис. 6.23).

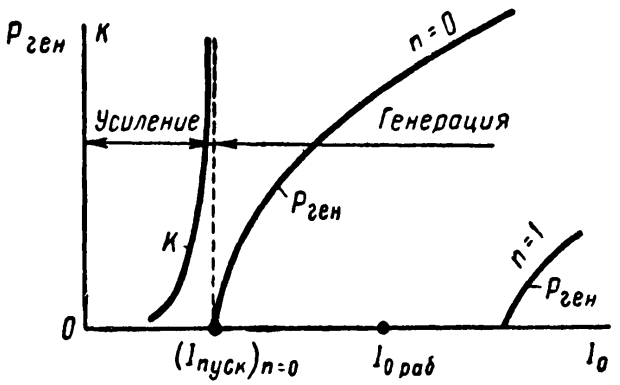


Рис. 6.23. Зависимость генерируемой мощности и коэффициента усиления ЛОВ от тока пучка при U_0=const

Взаимодействие электронов с обратной волной является иногда причиной самовозбуждения обычных усилительных ламп прямой волны. В отличие от генерации, обусловленной отражением волн (см. § 6.4, д), этот вид самовозбуждения не зависит от условий согласования на концах ЛБВ.

Поля пространственных гармоник убывают при удалении от проводников замедляющей системы, причем тем быстрее, чем выше номер гармоники $|p|$. Поэтому самовозбуждение наблюдается обычно лишь на первой обратной гармонике, т. е. при $p = -1$. При обсуждении свойств ламп обратной волны в дальнейшем достаточно ограничиться рассмотрением только этой пространственной гармоники.

г. Электронная настройка ЛОВ типа О

Существование широкого диапазона электронной настройки является главным преимуществом ламп обратной волны. Остановимся на этом вопросе несколько подробнее.

Сам факт электронной (электрической) настройки, т. е. зависимости частоты генерируемых колебаний от ускоряющего напряжения ЛОВ, легко объясняется с физической точки зрения. Условием положительной обратной связи внутри лампы является приблизительно синхронное движение электронов с первой обратной пространственной гармоникой ($p = -1$). Следовательно, при изменении ускоряющего напряжения должна изменяться величина скорости обратной гармоники, удовлетворяющая условию самовозбуждения. Поскольку замедляющая система обладает дисперсией, изменение ускоряющего напряжения должно вызывать изменение частоты генерируемых колебаний (см. рис. 3.14). Крутизна и знак электронной настройки зависят от формы дисперсионной характеристики замедляющей системы.

Известно, что дисперсия пространственных гармоник в периодических замедляющих системах всегда является *аномальной*, т. е. абсолютная величина фазовой скорости $|v_ф|_p$ увеличивается с ростом

частоты. Для подтверждения этого достаточно обратиться к уравнениям (6.68) и (6.67):

$$(v_ф)_p = \frac{\omega}{\beta_0 + \frac{2\pi p}{L}} = \frac{1}{\frac{1}{(v_ф)_0} + \frac{2\pi p}{\omega L}}, \qquad (6.71)$$

где $(v_ф)_0$ — фазовая скорость нулевой гармоники.

Отсюда можно сделать общий вывод, что в условиях синхронизма с обратной волной частота колебаний, генерируемых ЛОВ, должна *увеличиваться* при повышении постоянного ускоряющего напряжения. Соответствующие графики и качественные пояснения приводились в § 3.4 при обсуждении общих свойств генераторов СВЧ с нерезонансной колебательной системой.

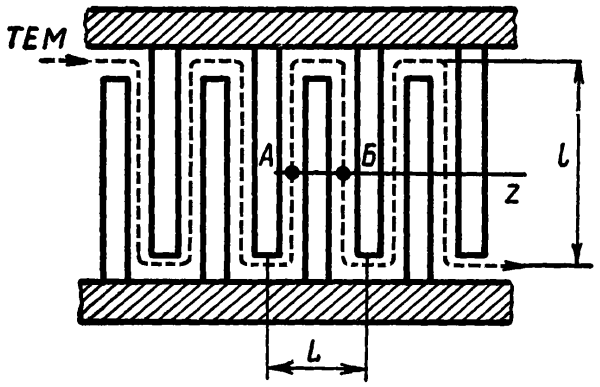


Рис. 6.24. Распространение волн в замедляющей системе типа встречных штырей

Рассмотрим в качестве примера замедляющую систему типа встречных штырей, широко применяемую в лампах обратной волны. Положим, что в зазоре между штырями в направлении, показанном пунктиром на рис. 6.24, распространяется волна типа *ТЕМ*, как по волнообразно изогнутой ленточной линии. Электронный поток проходит прямолинейно со скоростью v_0 параллельно поверхности штырей по средней линии системы. Направление движения электронов примем сначала в направлении оси $+z$. При этом электроны периодически проходят через участки СВЧ поля E_z, сосредоточенного между штырями. В промежутках между этими участками над поверхностью штырей электроны двигаются, как в пространстве дрейфа пролетного клистрона.

Для получения фазового синхронизма с волной необходимо, чтобы время пролета электронов τ между точками *А* и *Б* равнялось сумме времени пробега волны ТЕМ между теми же точками и половины периода СВЧ колебаний (ввиду того, что электроны пересекают ленточную линию в точке Б в направлении, противоположном направлению в точке *А*). Синхронизм не нарушается при добавлении любого целого числа периодов колебаний *Т*:

$$\tau = \frac{l + \frac{L}{2}}{c} + \frac{T}{2} + pT; \quad p = 0; \pm 1; \pm 2, \ldots$$

Через *с* обозначена скорость света в свободном пространстве.

Поскольку $\tau = \frac{L}{2v_0}$, получаем:

$$v_0 = c \frac{L}{2l + L + (2p+1)\lambda}, \qquad (6.72)$$

где λ — длина волны в свободном пространстве.

Скорость v_0, удовлетворяющая условию (6.72), обеспечивает неизменность фазы СВЧ поля при каждом прохождении зазора между штырями. Поэтому можно считать, что по линии в направлении оси z бежит воображаемая замедленная волна, фазовая скорость которой $(v_ф)_p$ описывается уравнением (6.72). Возможно проведение аналогии между стробоскопическим эффектом и прерывистым взаимодействием электронов с полем, создающим эффект «неподвижности» электронов относительно волны.

При $p = -1$ синхронная скорость электронов и соответствующая ей фазовая скорость волны имеют наибольшую величину и равны

$$v_0 = (v_ф)_{-1} = -\frac{cL}{\lambda - (2l + L)}. \quad (6.73)$$

Именно эта волна, являющаяся основной волной системы встречных штырей, используется в лампах обратной волны.

Отрицательный знак перед выражением (6.73) указывает на то, что для получения синхронизма с гармоникой $p = -1$ электронный поток следует пропускать не в направлении оси $+z$, а в противоположном направлении, т. е. навстречу движению энергии по линии. Учитывая это и рассматривая абсолютную величину скорости электронов, с помощью уравнения (2.14), определяющего скорость электронов в приборах типа О, получаем:

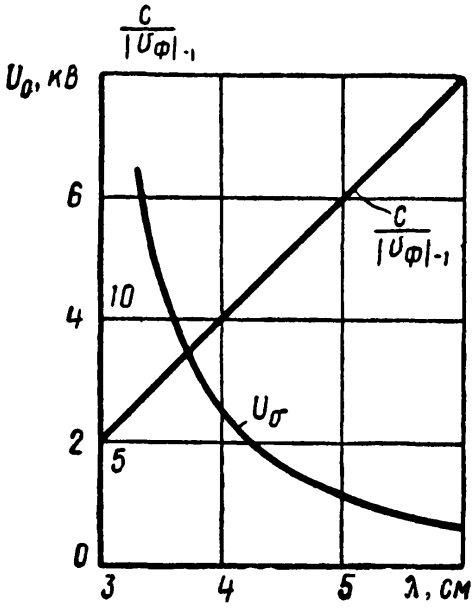


Рис 6.25. Дисперсионная характеристика и график электронной настройки ЛОВ типа О с замедляющей системой типа встречных штырей (L=2 *мм*, l=9 *мм*)

$$\sqrt{\frac{2e}{m}U_0} = c\frac{L}{\lambda - (2l + L)}. \quad (6.74)$$

Отсюда определяется длина волны колебаний, генерируемых или усиливаемых лампой обратной волны в зависимости от постоянного ускоряющего напряжения U_0 при заданных геометрических размерах L и l:

$$\lambda = 2l + L + \frac{cL}{\sqrt{\frac{2e}{m}U_0}}. \quad (6.75)$$

На рис. 6.25 построены график электронной настройки ЛОВ по этому уравнению и дисперсионная характеристика системы встречных штырей, определяемая приближенным уравнением (6.73), при $L = 2$ *мм*; $l = 9$ *мм*. Как видно из рисунка, лампа обратной волны позволяет получить диапазон электронной настройки порядка октавы и более при реально осуществимых изменениях ускоряющего напряжения. Однако характеристика электронной настройки не яв-

ляется линейной. Для изменения длины волны и частоты на 1 октаву (в два раза) требуется изменение ускоряющего напряжения U_0 примерно в десять раз.

Одновременно с изменением частоты происходит изменение мощности генерируемых СВЧ колебаний. Зависимость мощности от ускоряющего напряжения напоминает по форме зону генерации отражательного клистрона, но имеет обычно более неравномерный характер (изменения мощности в пределах зоны при недостаточно хорошем согласовании вывода энергии и внутреннего поглотителя доходят до 10 дб и более). Изрезанность зоны генерации относится к недостаткам ЛОВ, так как по условиям применения требуется приблизительное постоянство мощности по диапазону электронной настройки.

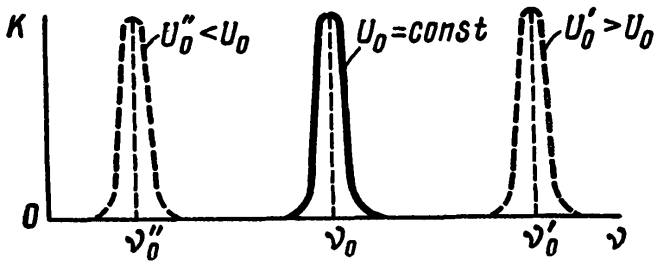


Рис. 6.26. Зависимость коэффициента усиления регенеративного ЛОВ-усилителя от частоты при трех фиксированных значениях ускоряющего напряжения

Электронная настройка ЛОВ имеет место не только в генераторном, но и в усилительном режиме. Для пояснения этого рассмотрим зависимость коэффициента усиления ЛОВ от частоты при неизменном ускоряющем напряжении, изображенную сплошной линией на рис. 6.26. Зависимость $K = f(\nu)$ имеет вид узкой резонансной кривой, центр которой определяется условиями синхронизма. Если изменять постоянное напряжение U_0, то резонансная кривая перемещается в горизонтальном направлении, как показано пунктиром на рис. 6.26.

Таким образом, лампа обратной волны может использоваться в качестве резонансного высокодобротного усилителя с широкодиапазонной электронной перестройкой резонансной частоты ν_0. Этим усилительная ЛОВ резко отличается от усилителей прямой волны, а также от «истинных» резонансных усилителей СВЧ, например, от многорезонаторных клистронов.

д. Методы расчета ЛОВ типа О

Линейная теория лампы обратной волны может быть основана на методе самосогласованного поля, рассмотренном в § 6.2 и 6.3 для случая лампы прямой волны. Записывая уравнения длинной линии, в которой наводится ток модулированным по плотности электронным потоком, надо лишь учесть изменение направления движения энергии по замедляющей системе. При этом должен быть изменен знак при сопротивлении связи $R_{св}$ Таким образом, дисперсионное уравнение ЛОВ по аналогии с (6 30) имеет вид

$$\frac{R_{св} I_0}{2U_0} \frac{\Gamma^2 \Gamma_0 \beta_{эл}}{(\Gamma_0^2 - \Gamma^2)(j\beta_{эл} - \Gamma)^2} = -1. \qquad (6.76)$$

Все обозначения, входящие в (6.76), не отличаются от обозначений, использованных в § 6.2.

При решении этого уравнения могут быть снова рассмотрены три волны, постоянные распространения которых близки к постоянной распространения

волны (гармоники $p = -1$) в «холодной» замедляющей системе. Начальные условия при входе электронного пучка в замедляющую систему должны учитывать, что сумма напряженностей трех волн равна напряженности *выходного*, а не входного сигнала. Суммарная модуляция электронного потока по скорости и плотности для трех волн в этом сечении, как и для ЛБВ, равна нулю. Далее, сумма напряженностей трех волн на конце замедляющей системы, обращенном к коллектору, в случае ЛОВ-генератора должна быть равна нулю.

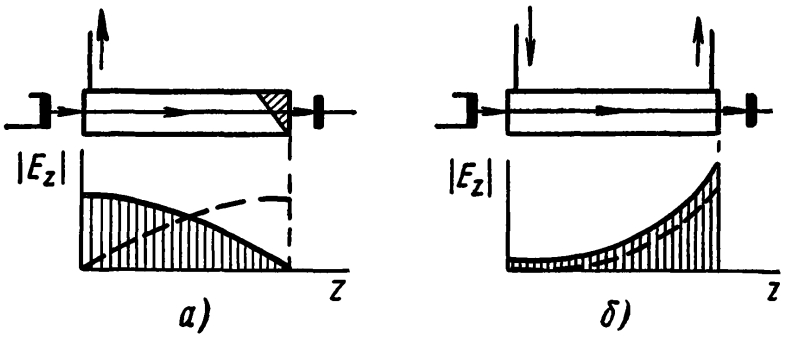


Рис. 6.27. Эпюры высокочастотного поля вдоль замедляющих систем ЛОВ и ЛБВ. Пунктиром показано изменение переменной составляющей конвекционного тока электронного пучка

Расчеты приводят к следующим результатам для пускового тока и электронного к. п. д. лампы обратной волны при возбуждении в нулевой зоне колебаний ($n = 0$):

$$I_{\text{пуск}} \approx 0{,}124 \frac{U_0}{R_{\text{св}} N^3}; \tag{6.77}$$

$$\eta_{\text{эл}} \approx 0{,}84C. \tag{6.78}$$

Таким образом, как и в лампах прямой волны, электронный к. п. д. ЛОВ типа О определяется величиной параметра усиления C, но имеет несколько меньшую величину.

Опыт в основном подтверждает эти выводы. Полный к п. д. ЛОВ типа О составляет обычно единицы процентов. Поэтому подобные приборы могут использоваться в основном в качестве маломощных генераторов гетеродинного класса

Решение методом самосогласованного поля позволяет составить представление и о других особенностях работы ламп обратной волны, в частности, о распределении поля вдоль оси замедляющей системы. График суммарной напряженности электрического поля качественно показан на рис. 6 27, *а*. Для сравнения на рис 6.27, *б* построена аналогичная эпюра для замедляющей системы ЛБВ, следующая из теории, рассматривавшейся в § 6.2. В отличие от ЛБВ, в случае ЛОВ выходной сигнал нельзя рассматривать с учетом только одной нарастающей волны. Поэтому эпюру распределения поля вдоль системы ЛОВ следует истолковать как результат интерференции трех волн, в то время как вблизи выхода ЛБВ эпюра поля приближается к экспоненте.

С физической точки зрения замедление нарастания поля и «насыщение», наблюдающиеся вблизи выхода ЛОВ, могут быть объяснены тем, что в этом участке замедляющей системы электронный поток имеет наименьшую модуляцию по плотности. Переменная составляющая конвекционного тока стремится к нулю на выходе системы, ио достигает максимума на коллекторном конце, где СВЧ поле равно нулю.

Наряду со строгим решением, при расчетах ламп обратной волны широко применяется упрощенный метод, основывающийся на приближении *заданного поля* По этому методу заранее предполагается («угадывается») закон распределения амплитуды СВЧ колебаний вдоль замедляющей системы, после чего рассчитывается взаимодействие электронов с полем. В качестве аппроксимирующей

функции может использоваться косинусоидальная функция, примерно соответствующая кривой $|E_z| = f(z)$, изображенной на рис. 6.27, *а*. Существуют и другие способы аппроксимации поля в ЛОВ, позволяющие упростить инженерный расчет этого класса приборов СВЧ.

§ 6.7. ТИПИЧНЫЕ КОНСТРУКЦИИ И ПАРАМЕТРЫ ЛАМП ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ

Лампы обратной волны О-типа разрабатываются в основном как генераторы с широким диапазоном электронной настройки и имеют обычно выходную мощность порядка десятков милливатт или единиц ватт. В конструктивном отношении эти приборы имеют много общих черт с ЛБВ малой мощности. Как отмечалось, характерной внешней особенностью ЛОВ в сравнении с ЛБВ является расположение вывода энергии со стороны электронной пушки. На коллекторном конце замедляющей системы ЛОВ расположена поглощающая вставка — согласованная нагрузка.

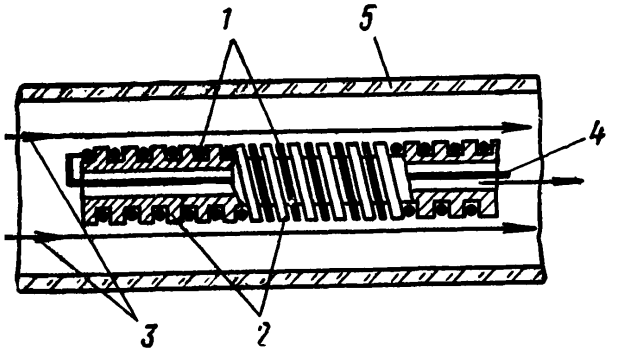


Рис. 6.28. Замедляющая система типа спирали в винтовой канавке с коаксиальным выводом энергии:

1 — проволочная спираль; *2* — винтовой выступ; *3* — трубчатый электронный поток; *4* — вывод энергии; *5* — стеклянная вакуумная оболочка ЛОВ

В качестве замедляющих систем ЛОВ используются периодические структуры, основная волна которых является обратной, или системы, имеющие сильно выраженную обратную пространственную гармонику, при основной волне, являющейся прямой. Выбор основной волны желателен ввиду того, что поле основной волны имеет наибольшую амплитуду; сопротивление связи основной волны больше, чем у других пространственных гармоник.

К числу структур с основной обратной волной, широко используемых на практике, относятся система встречных штырей (см. рис. 6.24), двухзаходная спираль, лестничные системы, а также система типа спирали в винтовой канавке, показанная схематически на рис. 6.28.

В табл. 6.2 указаны основные параметры трех типичных маломощных генераторных ламп обратной волны. Внешний вид первой из этих ламп и ее арматуры с цилиндрическим постоянным магнитом приведен на рис. 6.29. Лампа имеет стеклянную вакуумную оболочку и коаксиальный вывод энергии. Диапазон электронной настройки рассматриваемой лампы составляет одну октаву.

Лампы обратной волны О-типа открывают широкие возможности для работы в нижней части миллиметрового диапазона волн, а также на волнах значительно короче 1 *мм*. В этом отношении они превосходят отражательные клистроны и другие существующие сейчас электронные генераторы когерентных колебаний наиболее высоких радиочастот. Типичным представителем таких приборов является лампа 0,5-*мм* диапазона, приведенная в табл. 6.2 под № 3. Эта лампа поз-

Таблица 6.2

Параметры типичных генераторных ламп обратной волны (ЛОВ О)

№ п/п	Тип лампы	Рабочий диапазон частот, *Гц*	Ускоряющее напряжение, *кв*	Ток пучка, *ма*	Генерируемая мощность, *мвт*	К. п. д., %	Фокусирующее магнитное поле, *тл*	Тип замедляющей системы	Вывод энергии
1.	ЛОВ 10-*см* диапазона (рис. 6 29)	2,4—4,8	0,17—1,4	40	50—500	1—2	0,06	Встречные штыри	Коаксиальная линия
2.	ЛОВ 2-*мм* диапазона	140—150	3,3—4,6	45	5	—	0,4	Гребенка	Волновод сечением 0,75×1,50 *мм*
3.	ЛОВ 0,5-*мм* диапазона	485—615	2—4	50	1—7	—	1,0—1,2	Встречные штыри	Многоволновый волновод сечением 1,8×3,6 *мм*

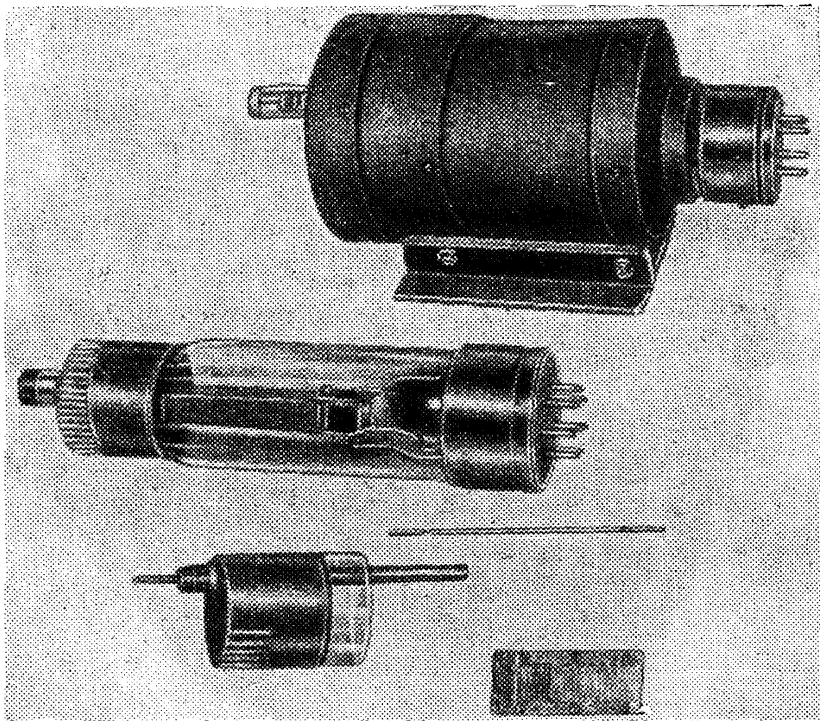


Рис. 6 29. Внешний вид лампы обратной волны сантиметрового диапазона с замедляющей системой типа встречных штырей. Показаны также лампа в арматуре, замедляющая система и коаксиальный вывод энергии

воляет получать колебания мощностью в несколько милливатт, вполне достаточной для проведения разнообразных исследований в субмиллиметровом диапазоне волн.

Наиболее короткая длина волны, полученная в настоящее время с помощью ЛОВ, составляет около 0,2 *мм*. Интересно заметить, что наиболее длинноволновые когерентные колебания, полученные с по-

мощью газовых оптических квантовых генераторов (лазеров), имеют длину волны около 0,77 *мм*. Таким образом, разработки ЛОВ полностью перекрыли диапазоны волн, генерируемых электронными и квантовыми приборами.

Лампы обратной волны могут разрабатываться не только для сантиметрового, миллиметрового и субмиллиметрового, но и для дециметрового и даже метрового диапазонов волн. Замедляющие системы таких «длинноволновых» ламп для уменьшения их габаритов содержат сосредоточенные постоянные — индуктивности и емкости, образующие периодическую линию задержки.

Самостоятельный интерес представляет разновидность ЛОВ типа О — *резонансные* лампы обратной волны. В этих приборах замедляющая система не содержит на коллекторном конце согласованной нагрузки; вывод энергии также не согласован с замедляющей системой. В результате этого замедляющая система образует распределенный резонатор с длиной, равной целому числу замедленных полуволн.

Благодаря резонансным эффектам напряженность СВЧ поля в замедляющей системе резко возрастает, что приводит к значительному снижению пускового тока ЛОВ и позволяет уменьшить ее длину. Одновременно повышается к. п. д. и сокращается протяженность магнитного зазора, что резко снижает вес и габариты пакетированной ЛОВ.

Недостатком резонансной ЛОВ являются разрывы в зоне генерации и в характеристике электронной настройки. В самом деле, работа лампы возможна лишь вблизи резонансных частот «холодной» замедляющей системы. В этом смысле резонансная ЛОВ приобретает сходство с пролетными клистронами.

Несмотря на указанный недостаток, резонансные ЛОВ и их разновидности применяются в случаях, когда не требуется непрерывное перекрытие широкого частотного диапазона. Примером такой лампы может служить *лэддертрон*, использующий резонансную секцию лестничной замедляющей системы и позволяющий получать мощность порядка единиц ватт в миллиметровом диапазоне волн.

Основной областью применения ламп обратной волны О-типа являются измерительные генераторы качающейся частоты с весьма широким диапазоном электронной настройки. Необходимость в таких генераторах особенно возросла в связи с созданием и широким использованием панорамных измерителей КСВ, затухания и других характеристик элементов СВЧ трактов [1,39]. Применение панорамных измерителей позволяет резко повысить производительность СВЧ измерений, основывавшихся до недавнего времени на трудоемком снятии зависимостей по точкам.

ЛОВ типа О находят также применение в качестве гетеродинов в некоторых типах СВЧ приемников. Недостатками гетеродинных ЛОВ являются более высокий уровень шумов и более высокие питающие напряжения, чем у отражательных клистронов.

§ 6.8. КАСКАДНЫЕ УСИЛИТЕЛИ ТИПА О

При конструировании усилителей типа О может быть использован принцип каскадного включения отдельных секций замедляющих систем, в некоторой степени аналогичный каскадному включению резонаторов в пролетных клистронах Простейший пример двухкаскадной усилительной лампы обратной волны схематически показан на рис. 6.30, *а* Здесь электронный поток последовательно проходит через две периодические замедляющие системы, каждая из которых взаимодействует с пучком на первой обратной пространственной гармонике. На концах каждой из систем включены согласованные нагрузки. Между замедляющими системами может располагаться труба дрейфа, обладающая на рабочей частоте свойствами запредельного волновода

Очевидным преимуществом каскадной лампы обратной волны в сравнении с обычной усилительной ЛОВ является разделение входа и выхода усилителя. По существу, этот же принцип реализуется при включении сосредоточенного поглотителя в обычной ЛБВ, что повышает ее устойчивость и уменьшает склонность к самовозбуждению. Существуют и другие особенности каскадных усилителей обратной волны, в частности, расширение полосы частот при наложении смещающего постоянного напряжения U'_0 на вторую секцию системы (см. рис. 6.30, *а*). Тем самым изменяются условия синхронизма во второй секции, что аналогично взаимной расстройке резонаторов пролетного клистрона. Одновременно удается достичь более высокого усиления (до 30—40 *дб*) при достаточном удалении от порога самовозбуждения.

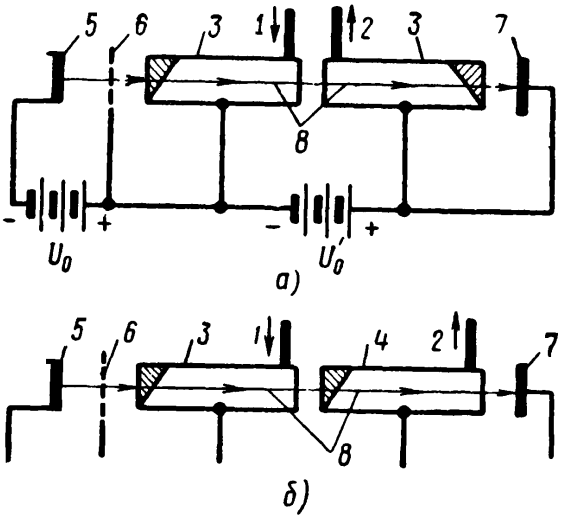


Рис. 6.30. Двухкаскадные усилители типа ЛОВ-ЛОВ и ЛОВ-ЛБВ:
1 — вход; *2* — выход; *3* — секция замедляющей системы, работающая в режиме обратной волны; *4* — то же в режиме прямой волны; *5* — катод; *6* — ускоряющий электрод; *7* — коллектор; *8* — электронный пучок

В каскадных усилителях могут использоваться и другие схемы, в которых в разной последовательности сочетаются секции замедляющих систем, работающих в режимах прямой и обратной волны. Для примера на рис. 6.30, *б* показана схема двухкаскадного усилителя типа ЛОВ—ЛБВ. Читатель может без труда качественно рассмотреть другие варианты каскадных усилителей, например, прибор типа ЛБВ—ЛОВ.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ

§ 7.1. МАГНЕТРОННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ

Магнетронные генераторы, находящие сейчас широкое применение, имеют большую и сложную историю развития.

Поведение диодов в магнитном поле явилось предметом многочисленных опытов вскоре после создания первых электронных ламп. Сверхвысокочастотные колебания в диодах, помещенных в постоянное магнитное поле, были обнаружены еще в 1920—1924 гг. Толчком к этим исследованиям в значительной мере явились эксперименты по возбуждению колебаний в схеме тормозящего поля.

Установлено, что существуют три основных типа колебаний в магнетронах, различающихся своим электронным механизмом:

1) колебания *циклотронного типа*;

2) колебания *типа отрицательного сопротивления*;

3) колебания *типа бегущей волны*.

Наибольший практический интерес представляют колебания типа бегущей волны, которые происходят в многорезонаторных магнетронах, разработанных впервые в 1938—1940 гг. Н. Ф. Алексеевым и Д. Е. Маляровым. Этому типу колебаний уделяется в дальнейшем основное внимание.

Развитие многорезонаторных магнетронов привело к разработке мощных высокоэффективных автогенераторов, играющих важнейшую роль в технике СВЧ. Вместе с тем разработки и исследования магнетронных генераторов стимулировали появление большого класса приборов СВЧ магнетронного типа — *ламп бегущей волны* М-типа, *ламп обратной волны* М-*типа* и *платинотронов*. Общим признаком магнетронов и других приборов М-типа является присутствие в междуэлектродном пространстве скрещенных постоянных электрического и магнитного полей.

Устройство типичного многорезонаторного магнетрона показано схематически на рис. 7.1. Анодом магнетрона является сплошной цилиндрический медный блок, разделенный на сегменты продольными щелями. Эти щели входят в состав полых резонаторов, расположенных на равных расстояниях по окружности анода. Катод магнетрона имеет цилиндрическую форму и расположен внутри анода вдоль его оси.

Постоянное магнитное поле B направлено вдоль оси прибора, т. е. перпендикулярно плоскости чертежа на второй проекции рис. 7.1.

Постоянное или импульсное анодное напряжение U_a приложено между катодом и анодом и создает электрическое поле, перпендикулярное к направлению магнитного поля. Вывод СВЧ энергии производится обычно от одного из резонаторов, например, с помощью петли и коаксиальной линии.

Анализ работы многорезонаторных магнетронов показывает, что их действие можно наглядно рассматривать на основе бегущих волн, распространяющихся по внутренней поверхности анодного блока, обращенной к катоду. Это и послужило основанием для названия «колебания типа бегущей волны».

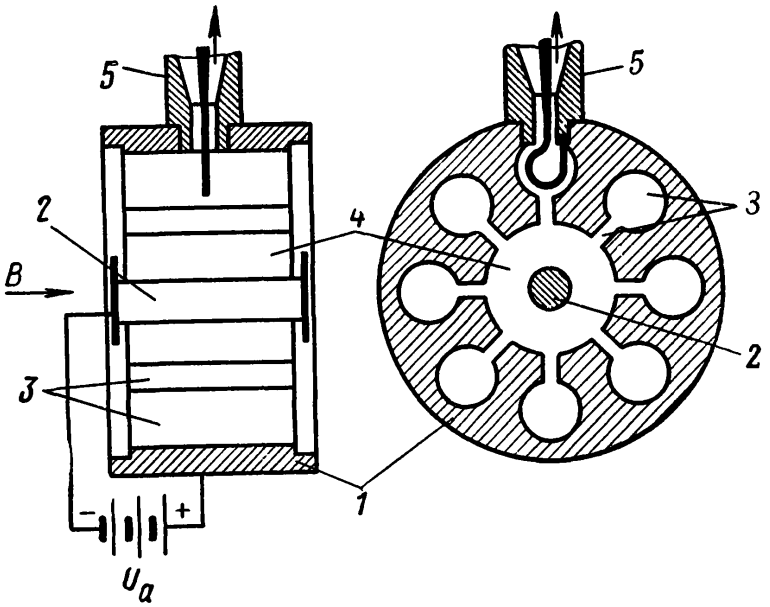


Рис 7 1 Схема устройства и включения магнетронного генератора:

1—анодный блок; *2*—катод, *3*—резонатор типа щель—отверстие. *4*—пространство взаимодействия; *5*—вывод энергии

В пространстве взаимодействия между катодом и анодом магнетронов происходят все процессы, которые должны присутствовать в любом электронном генераторе и усилителе СВЧ: управление электронным потоком, образование сгустков и отдача энергии высокочастотному электрическому полю. В магнетронах нет разделенных в пространстве областей управления, группировки и отдачи энергии, которые имеются, например, в клистронах. Это обстоятельство, наряду со сложным характером движения электронов, значительно осложняет изучение процессов в магнетронах. Тем не менее, пользуясь представлениями о видах колебаний и методом эквивалентных схем в сочетании с расчетом движения электронов, оказывается возможным и в этом случае использовать общие методы, рассмотренные в гл. 3.

§ 7.2. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В СТАТИЧЕСКОМ МАГНЕТРОНЕ

а. Исходные положения

Прежде чем перейти к проблеме возбуждения СВЧ колебаний, рассмотрим задачу о движении электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях в отсутствие колебаний.

Катод магнетрона, как правило, имеет цилиндрическую форму и расположен концентрично внутри цилиндрического анода. Отвлечемся от искажений постоянного электрического поля, вызываемых щелями в поверхности анода, и рассмотрим систему со сплошным анодом, изображенную на рис. 7.2, *а*. Постоянное магнитное поле пред-

положим направленным точно вдоль оси z. Пространственный заряд, создаваемый двигающимися электронами, учитывать не будем.

Пренебрегать действием пространственного заряда (коллективным взаимодействием электронов) в электронных приборах можно лишь с известной осторожностью. Особенно важно помнить об этом в случае магнетрона, так как под действием магнитного поля пространственный заряд может значительно увеличиться. Однако строгое решение задачи магнетрона с учетом пространственного заряда наталкивается на большие трудности. Как будет видно из дальнейшего изложения, многие важные свойства магнетронов могут быть рассмотрены независимо от присутствия и распределения пространственного заряда.

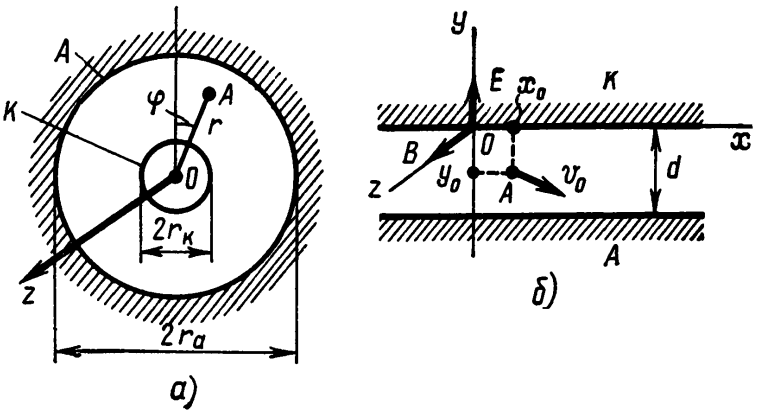


Рис 7 2 К расчету движения электронов в цилиндрическом и плоском магнетронах со сплошным анодом в статическом режиме Электрон находится в точке A

Электроны эмиттируются катодом с очень малыми начальными скоростями, поэтому величиной начальной скорости в статическом режиме магнетрона можно сразу пренебречь. Однако при рассмотрении других ламп СВЧ со скрещенными электрическим и магнитным полями полезно общее решение, учитывающее начальную скорость электрона, начавшего свое движение из произвольной точки в пределах пространства взаимодействия. Учет начальных скоростей необходим также при анализе сортировки электронов в магнетронных генераторах в присутствии колебаний.

Расчеты движения электронов начнем с наиболее простой плоской системы, изображенной на рис. 7.2, *б*, после чего обратимся к особенностям цилиндрической системы. Рассмотрение плоского магнетрона важно не только с точки зрения простоты математического решения. Как будет показано далее, большинство современных магнетронов имеют катоды большого диаметра, что позволяет приближенно заменить катод и анод параллельными плоскостями.

б. Движение электронов в плоском магнетроне

Для решения поставленной задачи должно быть использовано общее уравнение Лоренца, определяющее силу, действующую на заряд в присутствии электрического и магнитного полей. Согласно выражению (2.9) уравнение движения электрона при пренебрежении релятивистскими соотношениями имеет вид

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e\{\mathbf{E} + [\mathbf{vB}]\}. \qquad (7.1)$$

Раскладывая векторы **v**, **E** и **B** по ортам $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$, $\mathbf{e}_z$ в прямоугольной системе координат и раскрывая векторное произведение в (7.1), получаем:

$$[\mathbf{vB}] = \begin{vmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ v_x & v_y & v_z \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix} = \mathbf{e}_x (v_y B_z - v_z B_y) +$$

$$+ \mathbf{e}_y (v_z B_x - v_x B_z) + \mathbf{e}_z (v_x B_y - v_y B_x),$$

где

$$v_x = \frac{dx}{dt}; \quad v_y = \frac{dy}{dt}; \quad v_z = \frac{dz}{dt}.$$

Таким образом, скалярные уравнения движения электрона в прямоугольной системе координат имеют вид

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{e}{m}\left(E_x + B_z \frac{dy}{dt} - B_y \frac{dz}{dt}\right); \tag{7.2}$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{e}{m}\left(E_y + B_x \frac{dz}{dt} - B_z \frac{dx}{dt}\right); \tag{7.3}$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\frac{e}{m}\left(E_z + B_y \frac{dx}{dt} - B_x \frac{dy}{dt}\right). \tag{7.4}$$

Систему координат удобно ориентировать относительно электродов магнетрона таким образом, чтобы иметь положительное направление векторов **E** и **B**. Согласно рис. 7.2, *б* можно написать:

$$E_x = E_z = 0; \quad E_y = E = \frac{U_a}{d}; \quad B_x = B_y = 0; \quad B_z = B.$$

Через U_a здесь обозначено постоянное напряжение между анодом и катодом магнетрона, d — междуэлектродное расстояние.

Окончательно исходные уравнения движения электрона в скрещенных полях принимают вид:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{eB}{m}\frac{dy}{dt}; \tag{7.5}$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{eE}{m} + \frac{eB}{m}\frac{dx}{dt}; \tag{7.6}$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} = 0. \tag{7.7}$$

Отметим, что подобные уравнения легко составить и менее формальным путем, минуя общее уравнение (7.1). Для этого достаточно использовать обычное «правило левой руки», определяющее направление силы, действующей на проводник с электрическим током в постоянном магнитном поле.

Наиболее простой вид имеет решение уравнения (7.7):

$$\frac{dz}{dt} = v_{z0}; \quad z = z_0 + v_{z0}\, t, \tag{7.8}$$

где v_{z0} — начальная скорость электрона вдоль оси z и z_0 — начальная координата электрона в момент $t = 0$.

Интегрируя уравнение (7.5), имеем:

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{eB}{m} y + C_1.$$

Пусть электрон начинает свое движение при $t = 0$ из точки с координатой $y = y_0$. Полагая составляющую начальной скорости вдоль оси x равной v_{x0}, получаем:

$$\frac{dx}{dt} = v_{x0} - \frac{eB}{m}(y - y_0). \tag{7.9}$$

Подставим (7.9) в уравнение (7.6):

$$\frac{d^2(y-y_0)}{dt^2} + \left(\frac{eB}{m}\right)^2 (y - y_0) = -\frac{eE}{m} + \frac{eB}{m} v_{x0}. \tag{7.10}$$

Общее решение уравнения без правой части, соответствующего (7.10), имеет вид

$$y - y_0 = C_2 e^{j\omega_ц t} + C_3 e^{-j\omega_ц t}.$$

Через $\omega_ц$ здесь обозначена круговая *циклотронная частота*

$$\omega_ц = \frac{eB}{m}. \tag{7.11}$$

Полагая частное решение уравнения (7.10) в виде $y - y_0 = C_4$ и подставляя его в (7.10), имеем:

$$C_4 = -\frac{eE}{m\omega_ц^2} + \frac{v_{x0}}{\omega_ц}.$$

Таким образом, получено полное решение уравнения (7.10):

$$y - y_0 = (C_2 + C_3)\cos\omega_ц t + j(C_2 - C_3)\sin\omega_ц t - \frac{eE}{m\omega_ц^2} + \frac{v_{x0}}{\omega_ц}.$$

Константы C_2 и C_3 определим из начальных условий движения электрона. В момент $t = 0$ электрон находится в точке $y = y_0$ и имеет составляющую скорости вдоль оси y, равную v_{y0}. Подставляя начальные условия в последнее выражение и в его производную по времени, имеем:

$$C_2 + C_3 = \frac{eE}{m\omega_ц^2} - \frac{v_{x0}}{\omega_ц}; \quad C_2 - C_3 = \frac{v_{y0}}{j\omega_ц}.$$

Произведя простые преобразования, получаем окончательно:

$$y - y_0 = -\frac{mE}{eB^2}(1 - \cos\omega_ц t)\left(1 - \frac{B}{E} v_{x0}\right) + \frac{v_{y0}}{\omega_ц}\sin\omega_ц t. \tag{7.12}$$

Для определения движения электрона вдоль оси x подставим (7.12) в (7.9):

$$\frac{dx}{dt} = v_{x0} + \frac{E}{B}(1 - \cos\omega_{\text{ц}} t)\left(1 - \frac{B}{E} v_{x0}\right) - v_{y0} \sin\omega_{\text{ц}} t.$$

В результате интегрирования этого уравнения имеем:

$$x = v_{x0} t + \frac{E}{B}\left(1 - \frac{B}{E} v_{x0}\right) t + \frac{E}{B\omega_{\text{ц}}}\left(1 - \frac{B}{E} v_{x0}\right) \cdot \sin\omega_{\text{ц}} t + \\ + \frac{v_{y0}}{\omega_{\text{ц}}} \cos\omega_{\text{ц}} t + C_5.$$

Снова используя начальное условие, определяющее исходное положение электрона в момент $t = 0$, получаем константу C_5 равной

$$C_5 = x_0 - \frac{v_{y0}}{\omega_{\text{ц}}}.$$

Таким образом, уравнение движения электрона вдоль оси x имеет окончательный вид

$$x = x_0 + \frac{E}{B} t - \frac{mE}{eB^2}\left(1 - \frac{B}{E} v_{x0}\right) \sin\omega_{\text{ц}} t - \frac{v_{y0}}{\omega_{\text{ц}}}(1 - \cos\omega_{\text{ц}} t). \quad (7.13)$$

Уравнения (7.8), (7.12) и (7.13) дают полный ответ на вопрос о движении одиночного электрона, находившегося в момент $t = 0$ в точке с координатами (x_0, y_0, z_0) и имевшего составляющие начальной скорости v_{x0}, v_{y0}, v_{z0} (см. рис. 7.2, *б*).

В случае магнетронного генератора, у которого источником электронов является катод, лежащий в плоскости $y = 0$, следует положить $y_0 = 0$. Пренебрегая начальными скоростями при выходе электронов из катода, получаем:

$$x = x_0 + \frac{E}{B} t - \frac{mE}{eB^2} \sin\omega_{\text{ц}} t; \quad (7.14)$$

$$y = -\frac{mE}{eB^2}(1 - \cos\omega_{\text{ц}} t); \quad (7.15)$$

$$z = z_0. \quad (7.16)$$

Траектории электронов являются, таким образом, плоскими кривыми, лежащими в плоскости $z = z_0 = \text{const}$. Начальная координата x_0 лишь сдвигает траекторию вдоль оси x.

Рассматривая уравнения (7.14) и (7.15), нетрудно убедиться, что они выражают в параметрической форме один из частных случаев трохоид — циклоиду, изображенную на рис. 7.3. В самом деле, общие уравнения трохоиды, рассмотренные в § 5.2, б, можно переписать в виде

$$x = v_{\text{ц}} t - r\sin\varphi; \quad y = R - r\cos\varphi, \quad (7.17)$$

где $v_{\text{ц}}$ — скорость центра равномерно катящегося круга (точки O'' на рис. 5.3). Через R, как и прежде, обозначен радиус катящегося

круга; r — расстояние точки, описывающей трохоиду, от центра круга; φ — угол поворота круга.

Сравнивая выражения (7.17) с уравнениями (7.14) и (7.15), заключаем, что электрон описывает циклоидальную траекторию, которая характеризуется радиусом $r = R$, равным

$$R = \frac{mE}{eB^2}. \tag{7.18}$$

Скорость движения центра круга оказывается равной

$$v_{ц} = \frac{E}{B}. \tag{7.19}$$

Отрицательный знак перед правой частью уравнения (7.15) определяется выбором системы координат (см. рис. 7.3, где круг катится ниже поверхности катода).

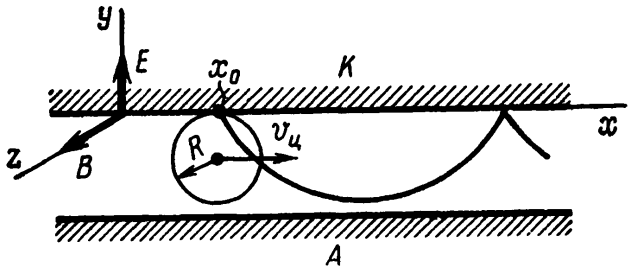


Рис 7 3 Циклоидальное движение электрона в скрещенных полях при отсутствии СВЧ колебаний. Электрон поступает в пространство взаимодействия в точке x_0 с нулевой начальной скоростью

Одновременно выясняется физический смысл циклотронной частоты $\omega_{ц}$, определяемой уравнением (7.11). Эта величина характеризует угловую скорость качения круга на рис. 7.3 и, следовательно, угловую скорость движения электрона по циклоидальной орбите. Зная частоту $\omega_{ц}$, можно найти полное время пролета электрона τ к вершине циклоиды и обратно к катоду:

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega_{ц}} = \frac{2\pi m}{eB}. \tag{7.20}$$

Циклотронная частота играет важную роль в работе большинства приборов магнетронного типа и многих других электровакуумных приборов. Величина $\omega_{ц}$ будет неоднократно использоваться в дальнейшем изложении.

Если увеличивать индукцию магнитного поля B при неизменном анодном напряжении $U_a = \text{const}$, то радиус катящегося круга R, определяемый уравнением (7.18), постепенно уменьшается. Электронные траектории, которые при $B = 0$ нормальны к поверхностям анода и катода, начинают искривляться. При $d = 2R$ электроны лишь касаются анода в вершине циклоиды. Наконец, при $d > 2R$ электроны, не доходя до анода, совершают многократные колебания по циклоиде. Конвекционный ток на анод I_a резко падает, как показано на рис. 7.4, *а*. Соответствующая величина магнитной индукции в зазоре магнетрона называется *критической индукцией* $B_{кр}$. Конечная скорость спада тока вблизи точки $B = B_{кр}$ и наличие небольшого тока $I_a \neq 0$ при $B > B_{кр}$ объясняются диффузией электронов на анод в результате столкновений с молекулами остаточных газов, начальными тепловыми скоростями электронов и колебаниями, спонтанно возникающими в электронном облаке магнетрона. Некоторую

роль играют также влияние концевых областей, отклонение формы электродов от симметрии и наличие щелей в поверхности анода.

Таким образом, критическое магнитное поле, при котором в статическом режиме практически прекращается анодный ток плоского диода, определяется с помощью (7.18) при заданном анодном напряжении U_a из условий

$$B = B_{кр};\ d = 2R;\ E = \frac{U_a}{d},$$

откуда

$$B_{кр} = \frac{1}{d}\sqrt{\frac{2m}{e}U_a}. \qquad (7.21)$$

Можно рассуждать и несколько иначе. При неизменной величине B существует критическое анодное напряжение $U_{a\,кр}$, ниже которого ток через диод становится равным нулю. Величина $U_{a\,кр}$ по уравнению (7.21) должна быть равна

$$U_{a\,кр} = \frac{eB^2 d^2}{2m}. \qquad (7.22)$$

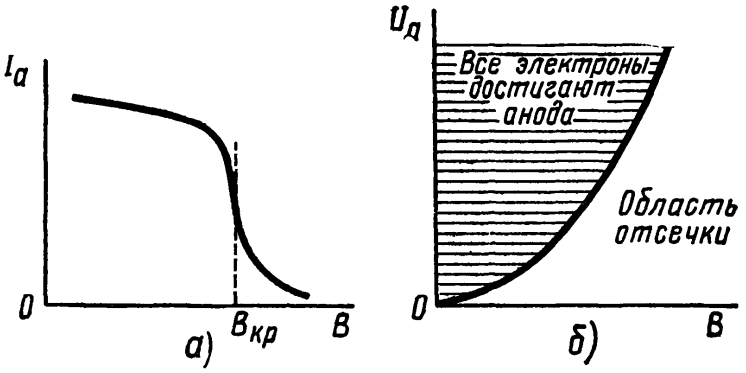


Рис 7.4 Зависимость постоянного анодного тока магнетрона от индукции магнитного поля в статическом режиме при U_a=const (*а*) и парабола критического режима (*б*)

Это уравнение определяет *параболу критического режима*, изображенную на рис. 7.4, *б*. В заштрихованной области, расположенной выше параболы, магнетрон проводит постоянный ток. Отметим, что в точках, лежащих на критической параболе, отношение анодного напряжения к квадрату магнитной индукции является постоянной величиной для данного диода:

$$\left(\frac{U_a}{B^2}\right)_{кр} = \frac{ed^2}{2m}. \qquad (7.23)$$

Несмотря на то, что при выводе (7.21) и (7.22) не был учтен пространственный заряд, полученные уравнения для величин $B_{кр}$ и $U_{a\,кр}$ плоского магнетрона являются совершенно строгими и совпадают с экспериментально наблюдаемыми значениями. Уравнения критического режима могут быть получены из энергетических соображений, минуя рассмотрение напряженности электрического поля между катодом и анодом и учет конкретной формы электронных траекторий.

Критические значения индукции магнитного поля $B_{кр}$ и анодного напряжения $U_{a\,кр}$ являются важными параметрами, характеризующими работу магнетрона не только в статическом режиме, но и при наличии СВЧ колебаний. Как будет показано, основной инте-

рес для работы генераторов и усилителей М-типа представляет область под параболой критического режима, где $B > B_{кр}$; $U_a < U_{a\,кр}$.

в. Движение электронов в цилиндрическом магнетроне

Выведенные уравнения применимы, строго говоря, только в случае плоского магнетрона. При малом отношении диаметра катода к диаметру анода в цилиндрическом магнетроне следует обратиться к уравнениям движения электрона в цилиндрической системе координат.

Опуская громоздкие расчеты, укажем лишь, что при допущениях, рассмотренных в §7.2, *а*, траектории электронов имеют кардиоидальный характер и напоминают циклоидальные траектории в плоском магнетроне Критический режим магнетрона описывается уравнением

$$B_{кр} = \frac{\sqrt{\frac{8m}{e} U_a}}{r_a\left(1 - \frac{r_к^2}{r_a^2}\right)}. \qquad (7.24)$$

В уравнении (7.24), как и в других разделах данной книги, использована международная система единиц СИ Поэтому магнитную индукцию согласно ГОСТ 9867—61 следует выражать в единицах *тесла* (веберах на квадратный метр) Это не исключает, однако, практического использования абсолютной единицы магнитной индукции — гаусса. Для перехода к гауссам следует умножить величину B, выраженную в тесла, на множитель 10^4. Если в уравнении (7.24) выразить r_a в сантиметрах, U_a в вольтах, а индукцию B в тесла, то выражение для критической индукции цилиндрического магнетрона приводится к виду

$$B_{кр} = \frac{6{,}75\sqrt{U_a}}{r_a\left(1 - \frac{r_к^2}{r_a^2}\right)} \cdot 10^{-4}\ [тл]. \qquad (7.24а)$$

Как и в случае плоского магнетрона, выражения (7.24) и (7.24а) являются вполне строгими и не зависят от формы электронных траекторий.

Возвращаясь к вопросу об «истинной» форме электронных траекторий, следует отметить незавершенность этого раздела теории цилиндрического и плоского магнетронов. Рассматривавшиеся циклоидальные или близкие к ним петлеобразные траектории соответствуют существованию двух потоков электронов, двигающихся навстречу в радиальных направлениях. Кроме такого *двухпоточного* состояния, теория показывает возможность существования *однопоточного* состояния электронного облака в магнетронах, при котором электроны двигаются по непересекающимся окружностям, концентричным катоду и аноду Указанное состояние, предсказанное Бриллуэном, также является удобной моделью для ряда расчетов магнетронов. Однако экспериментального подтверждения однопоточного (бриллуэновского) состояния в магнетронах до сих пор не получено В дальнейшем изложении работа приборов магнетронного типа будет рассматриваться в основном на базе простейшего циклоидального (петлевого) движения электронов

Циклоидальный характер движения электронов может наблюдаться визуально на моделях магнетронов при наличии остатков газа Против такого метода наблюдений может быть выдвинуто возражение, поскольку пространственный заряд в присутствии ионов может сильно измениться Существуют, однако, и другие экспериментальные данные, косвенно подтверждающие циклоидальную форму электронных траекторий в реальных магнетронах

§ 7.3. СВОЙСТВА МНОГОРЕЗОНАТОРНОЙ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ МАГНЕТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

а. Общие вопросы

Устройство и работа многорезонаторных магнетронов отличаются от рассматривавшихся в предыдущих главах генераторов СВЧ — триодов, двухрезонаторных и отражательных клистронов и др. Прежде всего, колебательная система магнетрона состоит из большого числа (примерно от 8 до 120) связанных резонаторов, взаимодействующих с электронным потоком при помощи такого же числа зазоров — щелей, расположенных вдоль поверхности анодного блока. Далее, как уже отмечалось, электронные траектории в магнетроне значительно сложнее, чем в случае простого электронного пучка, используемого в клистронах и во многих других приборах СВЧ. Точное аналитическое определение движения электрона в генерирующем магнетроне до сих пор относится к числу нерешенных задач электроники СВЧ.

Несмотря на указанные затруднения, можно сделать ряд важных выводов о работе магнетрона, исходя из общих принципов работы автогенератора, имеющего резонансную колебательную систему (см. § 3.2 и 3.3).

Частота генерируемых колебаний в основном всегда определяется резонансной частотой колебательной системы. Поэтому одной из важнейших задач является нахождение резонансных частот различных видов колебаний «холодной» колебательной системы магнетрона. Далее, для анализа электронных явлений в генерирующем магнетроне необходимо знать структуру СВЧ поля в *пространстве взаимодействия* между катодом и анодом, где проходит электронный поток. Таким образом, особый интерес в данном случае представляет не столько структура поля внутри самих резонаторов, сколько поле, «провисающее» из резонаторов в пространство взаимодействия.

Обе указанные задачи — нахождение резонансных частот и определение структуры высокочастотного поля в пространстве взаимодействия—можно рассматривать независимо от свойств электронного потока.

б. Виды колебаний анодного блока магнетрона

Рассмотрим замкнутую цепочку из N полых резонаторов, расположенных на равных расстояниях по внутренней поверхности анодного блока магнетрона (см. рис. 7.1). От анализа конкретных типов резонаторов пока отвлечемся. Предположим лишь, что все резонаторы полностью идентичны; каждый из резонаторов в рассматриваемом диапазоне частот возбуждается только на одном (низшем) виде колебаний. Такую цепочку вместе с катодом можно рассматривать, как свернутую в кольцо периодическую замедляющую систему, являющуюся одной из разновидностей гребенчатых систем с металлической «подошвой».

Условием резонанса в любом кольцевом резонаторе является целое число длин волн в рассматриваемой линии, укладывающихся по длине кольца [1]. Если обозначить длину волны в замедляющей системе (в азимутальном направлении по поверхности анода магнетрона) через $\lambda_{зам}$, то условие резонанса кольцевого резонатора приобретает вид

$$2\pi r_a = n\lambda_{зам};\ n = 0,\ 1,\ 2,\ldots, \tag{7.25}$$

где r_a — радиус анода магнетрона.

Это же условие можно выразить через разность фаз колебаний φ в любых двух соседних резонаторах. При обходе вдоль всей окружности по внутренней поверхности анода полный сдвиг фазы в замкнутом кольце должен быть кратен 2π:

$$\varphi N = 2\pi n;\ n = 0,\ 1,\ 2,\ldots \tag{7.26}$$

Отсюда вытекает, что разность фаз колебаний в резонаторах может принимать только дискретные значения, определяемые соотношением

$$\varphi = \frac{2\pi n}{N}. \tag{7.27}$$

Виды колебаний анодного блока можно характеризовать числом (номером) n или непосредственно величиной фазового сдвига φ. Рассмотрим для примера 8-резонаторный блок. При $N = 8$ из (7.27) получаем:

n	0	1	2	3	4	5	6	7	8
φ	0	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{3\pi}{4}$	π	$\frac{5\pi}{4}$ $\left(-\frac{3\pi}{4}\right)$	$\frac{3\pi}{2}$ $\left(-\frac{\pi}{2}\right)$	$\frac{7\pi}{4}$ $\left(-\frac{\pi}{4}\right)$	2π (0)

Нетрудно заметить, что, начиная со значения $n = N$, дальнейшее увеличение n не дает видов колебаний, физически отличающихся от тех, которые соответствуют значениям n от нуля до $(N - 1)$. Отрицательные значения n также не вносят ничего нового, кроме изменения знака разности фаз φ. К таким же выводам можно придти и в общем случае, не ограничивая рассмотрение каким-либо определенным числом резонаторов N. Следовательно, в общем случае анодный блок магнетрона имеет N видов колебаний.

При $n = 0$ колебания во всех резонаторах происходят синфазно. В случае $n = \frac{N}{2}$ соседние резонаторы колеблются в противофазе, т. е. со сдвигом по фазе на π. Этот вид, обычно называемый π-видом, по ряду рассматриваемых далее причин является основным рабочим видом колебаний магнетронов. Отметим кстати, что π-вид возможен только при четном числе резонаторов N. Поэтому нечетное число резонаторов не находит применения в магнетронных генераторах.

Абсолютная величина угла φ определяет длину пути, по которому происходит связь между резонаторами, например, по магнитному полю (за счет замыкания магнитных силовых линий одного резонатора через другой резонатор). Поэтому виды колебаний анодного блока, имеющие различные значения $|\varphi|$, обладают несколько различающимися резонансными частотами, даже если все резонаторы в отдельности имеют одну и ту же резонансную частоту.

Виды колебаний $n = 1$ и $n = 7$ в рассмотренном примере при $N = 8$ отличаются только знаком разности фаз φ, равной $\pm \frac{\pi}{4}$. Структура поля (конфигурация электрических и магнитных силовых линий) должна быть для этих видов одинаковой. Следовательно, должны совпадать и резонансные частоты рассматриваемых видов, т. е. виды $n = 1$ и $n = 7$ являются *вырожденными*. Аналогичное положение имеется с видами колебаний $n = 2$ и $n = 6$, а также $n = 3$ и $n = 5$. Из N видов колебаний при полной симметрии анодного блока невырожденными являются только виды колебаний $n = 0$ и $n = \frac{N}{2}$ (π-вид).

Проведенное качественное рассмотрение показывает, что у N-резонаторного симметричного блока имеется только $\left(\frac{N}{2} + 1\right)$ различных резонансных частот. Обычно стараются не использовать вырожденные виды колебаний, так как при наличии неоднородности в анодном блоке резонансные частоты вырожденных видов могут перестать быть одинаковыми. Обеспечить устойчивую работу генератора на одной из двух близко расположенных частот дублета оказывается затруднительным (см. § 3.2, в). В этом заключается одна из причин того, что π-вид, не имеющий вырождения, применяется в большинстве современных магнетронов.

в. Структура высокочастотного поля в пространстве взаимодействия. Бегущие волны

Предположим, что в «холодном» многорезонаторном анодном блоке от внешнего генератора возбуждены колебания на частоте, близкой к одной из резонансных частот. Электрическое поле, заключенное в резонаторах, провисает из щелей в пространство взаимодействия и, уменьшаясь при удалении от анода, имеет конечную величину вблизи поверхности катода.

На рис. 7.5, *а* качественно показано электрическое поле в случае резонатора типа щель—отверстие. В каждой точке пространства взаимодействия вектор электрического поля **E** может быть разложен на две составляющие — радиальную E_r и тангенциальную (азимутальную) E_t. Существование тангенциального поля играет особенно большую роль при работе магнетрона.

Точное аналитическое определение поля в пространстве взаимодействия встречает некоторые трудности. Однако, как будет показано в дальнейшем, достаточно рассмотреть общие законы распределения высокочастотного поля вдоль поверхности анодного блока.

В фиксированный момент времени структура поля стоячей волны в пространстве взаимодействия определяется числом азимутальных вариаций, которое равно номеру вида колебаний n. В самом деле, согласно (7.25) и (7.26) число n определяет количество полных пространственных периодов поля при обходе по окружности пространства взаимодействия.

Для примера на рис. 7.5,*б*,*в* качественно показана структура электрического поля при π-виде колебаний и при виде $\frac{\pi}{2}$. Читатель может самостоятельно построить картины поля для других видов, соответствующих в рассматриваемом случае при $N = 8$ номерам

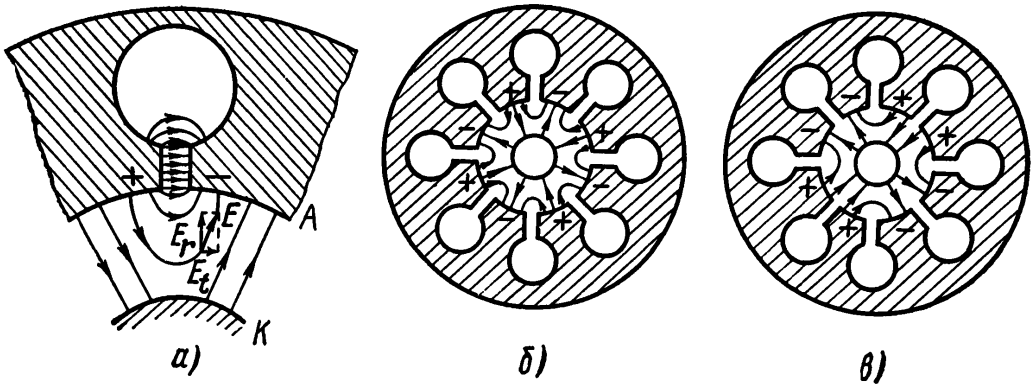


Рис. 7 5. Структура высокочастотного электрического поля в пространстве взаимодействия вблизи одиночного резонатора типа щель—отверстие (*а*) и в случае 8-резонаторного магнетрона при видах колебаний π и $\frac{\pi}{2}$ (*б*, *в*)

$n = 0$, $n = 1$ и $n = 3$. В частности, можно придти к выводу, что электрическое поле 0-вида характеризуется в основном силовыми линиями, имеющими вид замкнутых окружностей, концентричных аноду и катоду магнетрона. Высокочастотное магнитное поле, проходящее через пространство взаимодействия, можно не рассматривать, поскольку знание структуры поля необходимо лишь для последующего анализа движения электронов. Как было показано в § 2.1, б, при скоростях электронов, значительно меньших скорости света, действие высокочастотного магнитного поля много меньше действия электрического поля.

Эпюры тангенциальной составляющей электрического поля по окружности анодного блока 8-резонаторного магнетрона при видах колебаний π и $\frac{\pi}{2}$ ($n = 4$ и $n = 2$) качественно показаны на рис. 7.6. Оба графика соответствуют моменту времени, когда поле в резонаторе № 1 имеет максимальную величину. Аналогичные графики могут быть построены и для радиальной составляющей электрического поля. Максимум радиальной составляющей сдвинут на четверть пространственного периода по оси x (т. е. по азимуту) по отношению к максимуму тангенциальной составляющей.

Графики, подобные рис. 7.6, можно получить экспериментально, снимая распределение высокочастотного поля в «холодном» анодном блоке вращающимся зондом. Колебания в блоке возбуждаются от измерительного генератора, работающего на частоте, близкой к частоте данного вида. На этом принципе основан один из методов осциллографического контроля анодных блоков при разработке и выпуске многорезонаторных магнетронов (установки типа «роза»).

С физической точки зрения поле, изображенное на рис. 7.5 и 7.6, является пульсирующим и имеет характер стоячей волны. Однако для удобства и наглядности последующего рассмотрения это поле можно представить в виде суммы бегущих волн, существующих между катодом и анодом магнетрона.

Замедляющая система анодного блока имеет периодический характер; длина пространственного периода по поверхности анода равна $L = \frac{2\pi r_a}{N}$. Фазовая скорость волн, бегущих по такой системе, может быть определена с учетом пространственных гармоник из общих уравнений (6.67) и (6.68). Работу магнетронов можно рассматривать в значительной мере по аналогии с лампами бегущей и обратной волны.

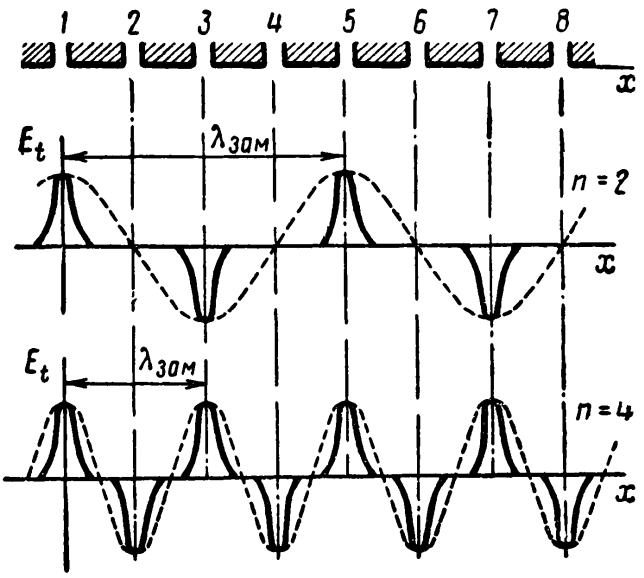


Рис. 7.6. Распределение тангенциальной составляющей E-поля по поверхности анодного блока магнетрона; N=8 Пунктиром показана соответствующая стоячая волна

К таким же выводам можно прийти из более наглядных рассуждений. Фазовая скорость основной волны определяется из условия, что путь L между двумя резонаторами, равный $\frac{2\pi r_a}{N}$, волна проходит за время Δt, связанное с разностью фаз колебаний в соседних резонаторах φ условием $\varphi = \omega \Delta t$. Через ω здесь обозначена круговая частота колебаний, близкая к резонансной частоте n-го вида. Используя (7.27) и обозначая фазовую скорость, соответствующую n-му виду колебаний, через $(v_ф)_n$, получаем:

$$(v_ф)_n = \frac{2\pi r_a}{N} \frac{\omega}{\varphi} = \frac{\omega r_a}{n}. \qquad (7.28)$$

Соответствующая угловая скорость вращения волны в цилиндрическом многорезонаторном магнетроне оказывается равной

$$\Omega_n = \frac{(v_ф)_n}{r_a} = \frac{\omega}{n}. \qquad (7.29)$$

Для учета пространственных гармоник представим себе наблюдателя, равномерно двигающегося вдоль поверхности анода и регистрирующего величину высокочастотного поля около каждой из ще-

лей. Наблюдатель будет встречать одинаковую фазу поля в щелях при условии, что время, за которое он проходит расстояние между двумя резонаторами, связано с временем пробега волны Δt соотношением

$$t_2 - t_1 = \Delta t + pT = \frac{2\pi n}{\omega N} + pT.$$

Через t_1 и t_2 обозначены моменты прохождения наблюдателя мимо центров двух соседних щелей; p — любое целое положительное или отрицательное число, включая нуль: $p = 0; \pm 1; \pm 2...$ Различным знакам при числе p соответствуют противоположные направления движения наблюдателя.

Скорость, с которой должен при этом двигаться наблюдатель, равна

$$v = \frac{2\pi r_a}{N(t_2 - t_1)} = \frac{\omega r_a}{n + pN}.$$

Постоянство фазы высокочастотного поля, отмечаемое наблюдателем, можно истолковать как указание на существование бегущих волн, имеющих фазовые скорости

$$(v_ф)_{np} = \frac{\omega r_a}{n + pN}. \tag{7.30}$$

Таким образом, реальное пульсирующее поле в пространстве взаимодействия разложено на две совокупности волн, вращающихся во взаимно противоположных направлениях вокруг катода магнетрона. Угловая скорость p-й пространственной гармоники n-го вида колебаний с учетом (7.30) равна

$$\Omega_{пр} = \frac{(v_ф)_{np}}{r_a} = \frac{\omega}{n + pN}. \tag{7.31}$$

При $p = 0$ уравнение (7.31) переходит в (7.29). Чем выше номер вида колебаний n и чем больше номер пространственной гармоники p, тем меньше скорости прямых и обратных волн, вращающихся в пространстве взаимодействия. Волна, соответствующая случаю $p = 0$, имеет при данном n наибольшую фазовую скорость и является поэтому *основной* волной.

Величина фазовой скорости $(v_ф)_{np}$ может быть сделана значительно меньше скорости света c в свободном пространстве. Используя (7.30), нетрудно получить:

$$\frac{c}{(v_ф)_{np}} = \frac{\lambda(n + pN)}{2\pi r_a}, \tag{7.32}$$

где λ — рабочая длина волны в свободном пространстве.

Рассмотрим снова для примера анодный блок 8-резонаторного магнетрона. Принимая $r_a = 0{,}5$ *см* и $\lambda = 10$ *см*, нетрудно получить по (7.32) величину коэффициента замедления волны $\left(\frac{c}{v_ф}\right)_{np}$ для различных видов колебаний. Результаты такого расчета при $p = 0$ и ± 1 при-

ведены в табл. 7.1. Из таблицы видно, что среди основных волн, соответствующих условию $p = 0$, наибольшее замедление имеют волны π-вида.

Таблица 7.1

Расчетные значения коэффициента замедления волн в 8-резонаторном магнетроне при r_a=0,5 *см*; λ=10 *см*

p	$\frac{c}{(v_ф)_{np}}$				
	$n=0$	$n=1$	$n=2$	$n=3$	$n=4$ (π-вид)
0	0	3,18	6,36	9,54	12,7
+1	25,5	28,7	31,8	35,0	38,2
−1	−25,5	−22,3	−19,1	−15,9	−12,7

Концепция бегущих (вращающихся) волн значительно облегчает рассмотрение взаимодействия электронов с полем и условий возбуждения колебаний в магнетронах (см. § 7.4).

г. Спектр видов колебаний

Следующим шагом в рассмотрении свойств «холодной» колебательной системы магнетрона является нахождение резонансных частот каждого из видов колебаний. Такой расчет, однако, требует точного знания характера связи между резонаторами. Опуская строгий анализ методами теории поля, рассмотрим результаты расчета эквивалентной схемы *равнорезонаторного* магнетрона, т. е. магнетрона, анодный блок которого состоит из N одинаковых резонаторов.

Можно показать, что с учетом связи между резонаторами только за счет емкости сегментов анода на катод резонансная длина волны n-го вида колебаний λ_n составляет

$$\lambda_n = \lambda_0 \sqrt{1 + \frac{C'}{2C\left(1 - \cos\frac{2\pi n}{N}\right)}}, \qquad (7.33)$$

где C — эквивалентная емкость одиночного резонатора и C' — сосредоточенная емкость между одним сегментом и катодом. Через λ_0 обозначена резонансная длина волны одиночного резонатора, входящего в состав рассматриваемого магнетрона.

Соответствующая эквивалентная схема участка анодного блока и катода магнетрона без учета активных потерь изображена на рис 7.7. Для расчета резонансных частот воспользуемся обычным методом приравнивания нулю суммы реактивных проводимостей в двух направлениях относительно любой плоскости, рассекающей колебательную систему. В данном случае удобно рассматривать входную проводимость пространства взаимодействия и входную проводимость отдельного резонатора в точках *аб*.

Высокочастотные токи, втекающие в i-й, $(i-1)$-й и $(i+1)$-й резонаторы, можно записать в комплексной форме через

$$\dot{I}_{i+1}=\dot{I}_i e^{\pm j\varphi};\quad \dot{I}_{i-1}=\dot{I}_i e^{+j\varphi},$$

где φ — разность фаз, определяемая уравнением (7 27)

Пользуясь обычными уравнениями теории цепей можно записать.

$$\dot{I}_i=\dot{I}'+\dot{I}_{i-1},\quad \dot{U}_{АБ}=\frac{\dot{I}'}{j\omega C'}$$

$$\dot{I}_{i+1}=\dot{I}_i+\dot{I}'',\quad \dot{U}_{BI}=\frac{\dot{I}''}{j\omega C'}\quad \dot{U}_i=\dot{U}_{АБ}-\dot{U}_{ВГ}.$$

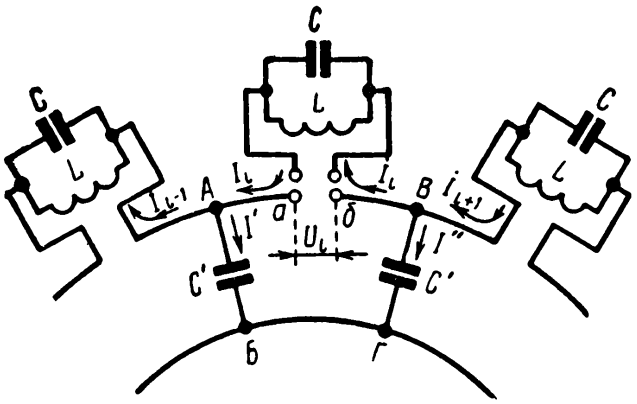


Рис. 7.7. Эквивалентная схема участка анода и катода равнорезонаторного магнетрона с учетом емкости между сегментами анода и катодом

Обозначения точек $А$, $Б$, $В$, $Г$ и соответствующих напряжений и токов видны из рис 7 7

Отсюда может быть найдено напряжение $\dot{U}_i$ в точках $аб$:

$$U_i=\frac{2\dot{I}_i(1-\cos\varphi)}{j\omega C'}$$

Таким образом, входная проводимость пространства взаимодействия в точках $аб$, если смотреть со стороны резонатора, равна

$$(Y_{вх})_{аб}=\frac{\dot{I}_i}{\dot{U}_i}=\frac{j\omega C'}{2(1-\cos\varphi)}$$

С другой стороны, реактивная входная проводимость резонатора равна

$$Y_{вх}=j\left(\omega C-\frac{1}{\omega L}\right)=j\omega C\left(1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right).$$

Условием резонанса на частоте $\omega=\omega_n$ является

$$Y_{вх}+(Y_{вх})_{аб}=0,$$

откуда определяется резонансная частота

$$\omega_n=\frac{\omega_0}{\sqrt{1+\dfrac{C'}{2C(1-\cos\varphi)}}}.$$

Используя (7.27) и переходя от резонансной частоты к резонансной длине волны λ_n, получаем уравнение (7 33)

Это уравнение подтверждает, что виды колебаний $\left(\frac{N}{2}-1\right)$ и $\left(\frac{N}{2}+1\right)$ и т. д. являются двукратно вырожденными. В самом деле, для 8-резонаторного магнетрона резонансные длины волн видов $n=3$ и $n=5$; $n=2$ и $n=6$; $n=1$ и $n=7$ оказываются одинаковыми.

На рис. 7.8, *а* показаны результаты расчета по формуле (7.33) резонансных длин волн 8-резонаторного магнетрона при различной величине отношения C'/C. Для наглядности точки, соответствующие одной и той же величине C', соединены сплошной кривой хотя фи-

зический смысл, разумеется, при замкнутой в кольцо системе имеют только целочисленные значения n.

Непрерывная кривая $\lambda = f(n)$, или, что то же, $\lambda = f(\varphi)$ представляет собой *дисперсионную характеристику* нерезонансной замедляющей системы, соответствующей рассматриваемой системе магнетрона. Поскольку угол φ обратно пропорционален фазовой скорости волны, следует заключить из рис. 7.8, *а*, что в данном случае дисперсия является *нормальной*.

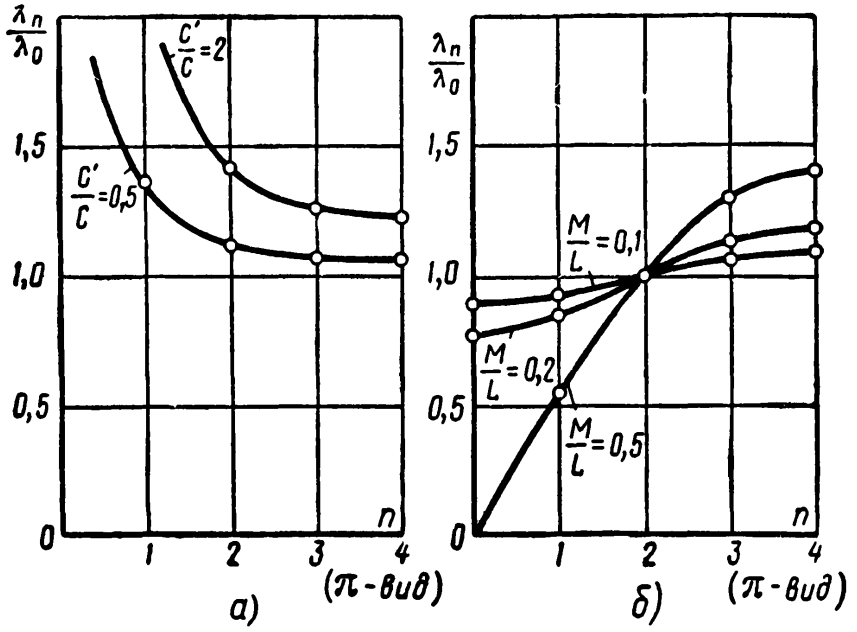


Рис. 7.8 Спектры видов колебаний 8-резонаторного магнетрона с учетом связи за счет емкости сегментов (*а*) и за счет взаимной индукции между резонаторами (*б*)

Спектр видов колебаний, представленный на рис. 7.8, *а*, таков, что резонансная длина волны π-вида λ_π лишь незначительно отличается от длины волны ближайшего вида, для которого $n = \frac{N}{2} - 1$. Обычно разность частот указанных видов колебаний называют *разделением частот* и выражают в процентах по отношению к резонансной частоте π-вида:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_\pi} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_\pi} = \frac{\left|\lambda_{\frac{N}{2}} - \lambda_{\frac{N}{2}-1}\right|}{\lambda_{\frac{N}{2}}}. \qquad (7.34)$$

Чем больше разделение частот, тем более стабильной может быть работа магнетрона.

В рассмотренном случае при $N = 8$ разделение частот оказывается небольшим — только около 1% при $\frac{C'}{C} = 0{,}5$. Из уравнения (7.33) следует, что при увеличении числа резонаторов разделение частот становится еще меньше. Чем больше диаметр катода и поверхность

сегмента, т. е. чем значительнее емкость C', тем сильнее разделены виды $\frac{N}{2}$ и $\left(\frac{N}{2}-1\right)$.

Кривые, изображенные на рис. 7.8, *а*, не дают точной картины резонансных частот анодного блока. В действительности связь между резонаторами является более сложной, чем было принято при выводе уравнения (7.33). При малой высоте (длине) анодного блока в направлении оси магнетрона действие емкости связи C' проявляется менее сильно, чем взаимная индуктивность за счет магнитных силовых линий, замыкающихся через торцевые пространства.

Пользуясь эквивалентной схемой, учитывающей взаимную индуктивность M между соседними резонаторами, можно получить спектр видов колебаний, отвлекаясь от существования емкостной связи. Расчеты приводят к следующему выражению для резонансной длины волны λ_n различных видов колебаний равнорезонаторного магнетрона:

$$\lambda_n = \lambda_0 \sqrt{1 - \frac{2M}{L}\cos\frac{2\pi n}{N}}. \qquad (7.35)$$

Через L здесь обозначена эквивалентная индуктивность одиночного резонатора.

Спектры видов колебаний, соответствующие уравнению (7.35), построены на рис. 7.8, *б* для различных значений $\frac{M}{L}$. Как видно из этих кривых, дисперсия рассматриваемой замедляющей системы при преобладающей роли магнитной связи носит *аномальный* характер.

Таким образом, резонансная частота π-вида может лежать как выше, так и ниже частот других видов колебаний и резонансной частоты изолированных резонаторов. В обоих случаях разность частот видов $\frac{N}{2}$ и $\left(\frac{N}{2}-1\right)$ оказывается очень небольшой и уменьшается при увеличении числа резонаторов.

Опыт показывает, что вид спектра, близкий к рис. 7.8, *б*, наблюдается при высоте (длине) анодного блока порядка $(0{,}1 \div 0{,}2)\,\lambda$. При значительном увеличении длины блока типичен спектр, рассмотренный на рис. 7.8, *а*.

д. Разделение видов колебаний в многорезонаторных магнетронах

Для устойчивой работы магнетронного генератора желательно иметь разделение резонансных частот π-вида и ближайшего к нему вида $\left(\frac{N}{2}-1\right)$ порядка 10—20%. Во всяком случае, разделение частот не должно быть меньше полосы пропускания анодного блока на π-виде колебаний, которая равна обратной величине нагруженной добротности анодного блока $Q_н$. Эта величина у большинства магнетронов имеет порядок 100—500. Однако, как было показано, разделение частот симметричного анодного блока даже при $N = 8$ не превышает

единиц процентов. С увеличением числа резонаторов разделение частот ухудшается.

Существуют два метода увеличения разделения видов колебаний
1) применение *связок* в *равнорезонаторном* анодном блоке;
2) использование *разнорезонаторного* анодного блока.

Связки представляют собой проволочные или ленточные кольца или скобки, соединяющие между собой соответственно только четные и только нечетные сегменты анода. На рис. 7.9 схематически изображены два варианта связок, располагаемых на обоих торцах анодного блока. Благодаря соединению сегментов *через один* связки обеспечи-

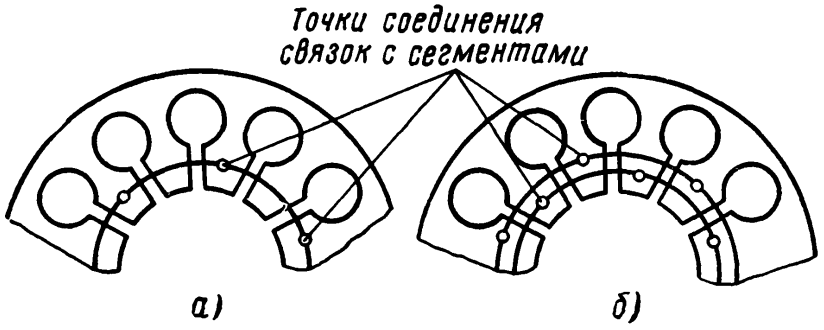


Рис. 7 9. Одинарные (*а*) и двойные (*б*) кольцевые связки, применяемые для увеличения разделения видов колебаний магнетронов

вают противофазные колебания, соответствующие π-виду, и сильно возмущают другие виды колебаний, для которых разность фаз φ отличается от π.

Рассмотрим влияние связок на спектр видов колебаний. Если анодный блок возбужден в режиме π-вида, то связки соединяют точки: находящиеся под одинаковым высокочастотным напряжением. Высокочастотные токи по связкам в этом режиме не протекают; связки лишь увеличивают накапливаемую в системе энергию электрического поля за счет емкости связок между собой и на сегменты.

Весь анодный блок при π-виде в отсутствие связок можно заменить, параллельным резонансным контуром с эквивалентными индуктивностью L и емкостью C. Резонансная частота блока в отсутствие связок равна

$$\omega_{\pi} = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Обозначим дополнительную емкость, обусловленную связками, через $C_{св}$. Тогда резонансная частота блока со связками при π -виде определяется суммой емкостей C и $C_{св}$ и равна

$$\omega_{\pi} = \frac{1}{\sqrt{L(C+C_{св})}}.$$

Таким образом, чем больше емкость $C_{св}$, тем ниже резонансная частота π-вида связанного блока в сравнении с резонансной частотой того же блока в отсутствие связок.

Влияние связок на резонансные частоты видов с малыми номерами n оказывается существенно иным. При $n < \frac{N}{2}$ точки, в которых связки присоединены к сегментам, не находятся под одинаковым высокочастотным напряжением. По связкам протекают уравнительные токи. Проявляющаяся при этом индуктивность связок оказывается подключенной параллельно эквивалентному резонансному контуру. С другой стороны, действие емкости связок $C_{св}$ уменьшается тем сильнее, чем ниже номер вида колебаний. Очевидно, что резонансные частоты видов с малыми номерами n должны увеличиться.

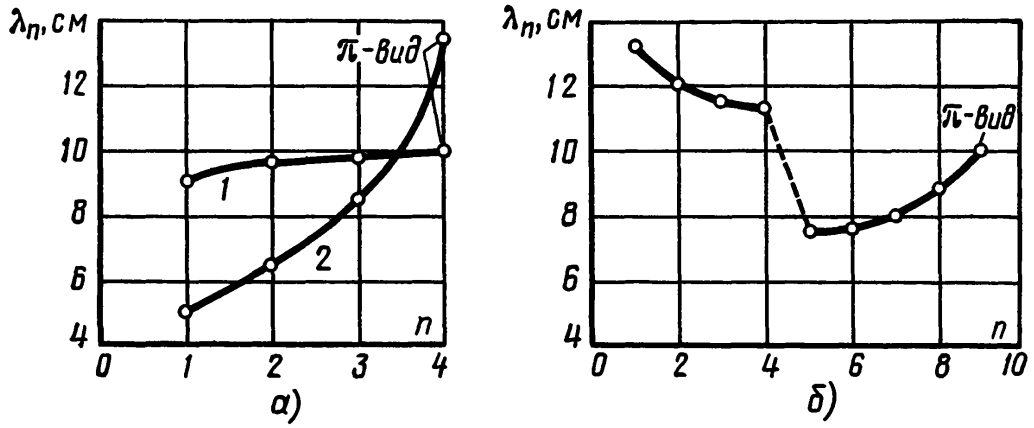


Рис 7 10 Спектры видов колебаний анодных блоков магнетронов 10-*см* диапазона:

а—короткий равнорезонаторный блок со связками и без связок, $N=8$; *б*—разнорезонаторный блок, $N=18$; *1*—блок без связок; *2*—то же с двойными кольцевыми двусторонними связками

На рис. 7.10, *а* показано экспериментально наблюдаемое распределение резонансных частот короткого блока со связками и без связок. Как видно из этого рисунка, разность частот π-вида и вида $\left(\frac{N}{2}-1\right)$ под действием связок возрастает. При двойных кольцевых связках, расположенных с обеих сторон анодного блока, разделение частот может доходит до 15—20% и более. В магнетронах дециметрового диапазона достигается разделение частот более 60%.

Очевидно, что применение связок при длинных анодных блоках должно давать меньший эффект, чем при коротких блоках. Далее, действие связок ослабляется, когда их длина соизмерима с длиной волны.

Наряду с улучшением разделения видов колебаний связки несколько ухудшают собственную (ненагруженную) добротность многорезонаторного блока. Увеличение потерь становится особенно заметным на волнах короче 3 *см*. Следует иметь в виду также конструктивные трудности использования связок в нижней части сантиметрового диапазона и особенно в миллиметровом диапазоне длин волн, где размеры анодного блока становятся весьма малыми. В этом участке диапазона СВЧ применение находит *разнорезонаторная* система анодных блоков магнетронов.

Устройство разнорезонаторного магнетрона схематически показано на рис. 7.11. Резонаторы, располагаемые по окружности анод-

ного блока, имеют неодинаковые размеры и, чередуясь через один, образуют две группы — группу «больших» (длинноволновых) и группу «малых» (коротковолновых) резонаторов*.

Результаты расчетов спектра видов колебаний разнорезонаторных магнетронов, подтверждаемые опытом, иллюстрируются

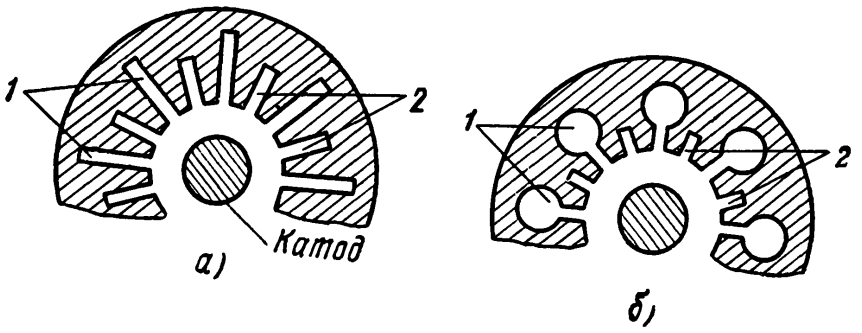


Рис 7.11 Примеры устройства разнорезонаторных анодных блоков.

1 — длинноволновые резонаторы, *2* — коротковолновые резонаторы

рис. 7.10, *б*. Резонансные частоты распадаются на две группы, соответствующие «коротковолновым» и «длинноволновым» резонаторам. При этом резонанс π-вида лежит между двумя группами и оказывается достаточно хорошо разделенным по частоте по отношению к соседним видам колебаний.

Чем сильнее различаются резонансные частоты резонаторов в разнорезонаторной системе, тем больше получаемое разделение частот. С этой точки зрения кажется целесообразным увеличивать отношение резонансных частот «больших» и «малых» резонаторов. Однако при этом происходит ухудшение структуры поля в пространстве взаимодействия, поясняемое рис. 7.12. На этом рисунке показано протекание высокочастотных токов в стенках двух соседних щелевых резонаторов. На поверхности анода создается кольцевой ток, так как резонансная частота π-вида больше резонансной частоты «больших» резонаторов, но меньше резонансной частоты «малых» резонаторов.

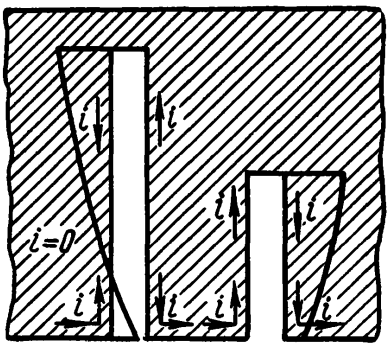


Рис. 7 12. Направление и эпюры СВЧ тока в стенках смежных резонаторов разнорезонаторного магнетрона при π-виде колебаний

Существование высокочастотного тока, не имеющего азимутальных вариаций по поверхности анода, сопровождается появлением в пространстве взаимодействия высокочастотного поля нулевого вида ($n = 0$), накладывающегося на π-вид. Как будет показано в § 7.5, «загрязнение» поля π-вида полем 0-вида приводит к падению элект-

---

* Внешний вид разнорезонаторного блока послужил основанием для названия «восходящее солнце», применяемого к подобным системам в зарубежной литературе.

ронного к. п. д. магнетрона. Поэтому отношение резонансных частот «малых» и «больших» резонаторов выбирается из компромиссных соображений и обычно не превышает 1,8—2,0.

Достаточно хорошего разделения видов колебаний при большом числе резонаторов N можно достичь и другим путем — в *коаксиальных* и *обращенных коаксиальных* магнетронах. Этот вопрос рассматривается в § 7.8.

§ 7.4. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРОСТРАНСТВЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МАГНЕТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА

а. Сортировка электронов при колебаниях типа бегущей волны

Проанализируем качественно электронные процессы в многорезонаторном магнетроне в режиме установившихся колебаний. Допустим, что генерация уже возникла на одном из видов колебаний анодного блока. Тогда характер движения электронов можно определить, учитывая совместное действие трех полей — постоянного электрического поля, постоянного магнитного поля и высокочастотного электрического поля.

Если высокочастотные колебания отсутствуют, то движение электронов происходит по законам, рассмотренным в § 7.2. При плоской системе электродов траектории электронов являются циклоидами; конвекционный анодный ток при $B > B_{кр}$ в идеальном случае равен нулю. Рассмотрим изменения в этом движении, происходящие при наличии малых высокочастотных колебаний.

Наиболее значительное взаимодействие электронов с полем может быть при условии, что электрон длительное время находится в одной и той же фазе по отношению к высокочастотному электрическому полю. При этом следует учесть, что в плоском магнетроне электрон совершает два движения — равномерное поступательное движение вдоль поверхности катода, характеризуемое перемещением центра катящегося круга, и вращательное движение, происходящее с циклотронной частотой. С другой стороны, высокочастотное поле в пространстве взаимодействия может быть представлено в виде волн, бегущих между катодом и анодом магнетрона. Поэтому условие приблизительного постоянства фазы высокочастотного поля относительно электрона можно рассматривать, как условие равенства фазовой скорости одной из волн и средней скорости $v_ц$, с которой перемещается центр катящегося круга:

$$v_ц = (v_ф)_{np}. \tag{7.36}$$

Через $(v_ф)_{np}$ обозначена фазовая скорость p-й пространственной гармоники n-го вида колебаний анодного блока магнетрона.

Соотношение (7.36) сходно с условиями синхронизма (6.1) и (6.66), лежащими в основе действия ламп бегущей и обратной волны типа О.

При обеспечении синхронизма, определяемого условием (7.36), действие на электроны со стороны других волн можно не учитывать, если их фазовые скорости значительно отличаются от средней скорости электронов $v_ц$.

Свяжем с одной из волн, описываемых уравнением (7. 30), систему координат, двигающуюся вместе с волной со скоростью $(v_ф)_{пр}$. Электрическое поле волны относительно этой системы координат является неподвижным. Пусть средняя скорость электронов, равная $v_ц = \frac{E}{B} = \frac{U_a}{Bd}$, в отсутствие высокочастотных колебаний совпадает с фазовой скоростью данной волны $(v_ф)_{пр}$. Рассмотрим поведение типичных электронов, находящихся в разных участках пространства взаимодействия, как изображено на рис. 7.13. На рис. 7.14 показано сложение векторов постоянного и высокочастотного электрических полей для четырех точек, в которых первоначально находятся электроны типов *1*, *2*, *3* и *4*.

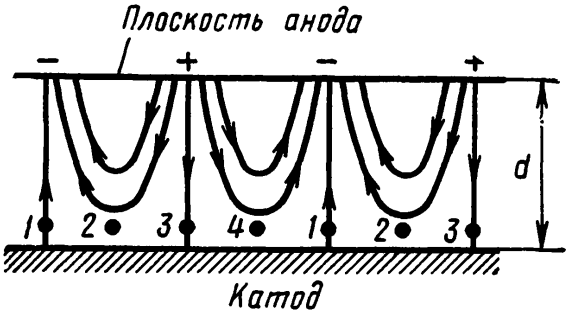


Рис. 7.13. Электрическое поле бегущей волны в пространстве взаимодействия магнетрона

Результирующее электрическое поле $E_Σ$, действующее на электрон типа *1*, не изменяет своего направления, но уменьшается по абсолютной величине. Скорость центра катящегося круга, определяющего траекторию электрона относительно неподвижной системы координат, равная теперь $\frac{E_Σ}{B}$, уменьшается по сравнению со скоростью в статическом режиме. В результате электрон типа *1* начинает отставать от бегущей волны и постепенно смещается по направлению к электрону типа *4*. Похожее изменение происходит и с электроном типа *3*, для которого результирующее электрическое поле несколько увеличивается в сравнении со статическим режимом. Поэтому электрон типа *3* двигается быстрее волны и постепенно тоже приближается к электрону типа *4*.

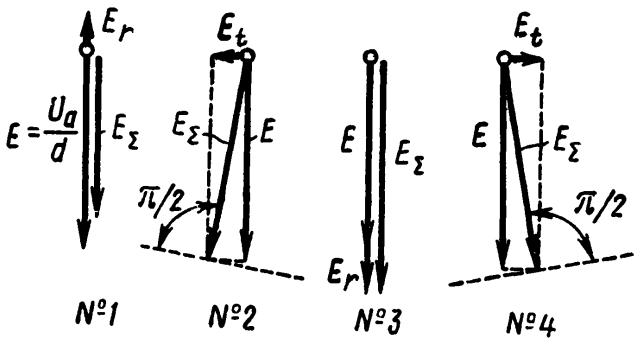


Рис. 7.14. Результирующее электрическое поле, действующее на электроны типов *1*, *2*, *3* и *4* (см. рис. 7.13). Пунктиром показано положение плоскости, по которой должен катиться круг, определяющий циклоидальную траекторию электрона

Электрон типа *4* вынужден двигаться в поле $E_Σ$, мало отличающемся по абсолютной величине от статического электрического поля, но имеющем некоторый наклон (см. рис. 7.14). Этот наклон означает, что круг, определяющий циклоидальную траекторию, не должен более катиться параллельно плоскости катода, как рассматривалось в § 7.2, б. Качение круга должно теперь происходить по линии, пер-

пендикулярной к вектору E_Σ, т. е. наклоненной в сторону анода. На рис. 7.15, *а* показана соответствующая траектория электрона типа *4* в неподвижной системе координат. Электрон, оставаясь в синхронизме с волной, постепенно двигается по направлению к аноду.

Таким образом, электрон типа *4* длительное время находится в области максимального тормозящего тангенциального поля. При каждом циклоидальном колебании электрон теряет часть потенциальной энергии и поднимается все ближе к аноду. Вращательная энергия электрона остается примерно постоянной.

С физической точки зрения электрон типа *4* является наиболее благоприятным для поддержания автоколебаний в магнетроне. Как было показано, электроны типов *1* и *3* постепенно «улучшают» свою фазу относительно высокочастотного поля и, попадая в тормозящее тангенциальное поле, также становятся благоприятными для генерации.

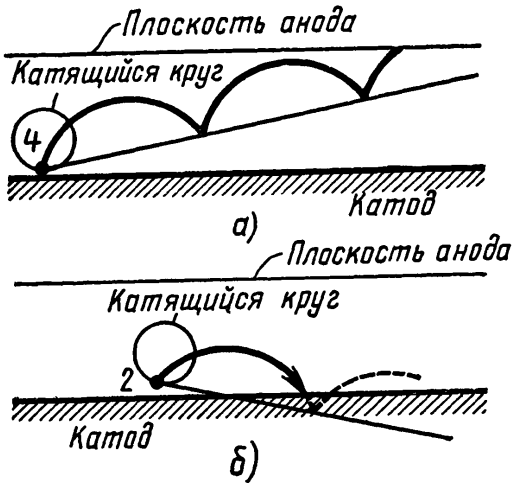


Рис. 7 15 Траектории электронов типов *2* и *4* относительно неподвижной системы координат при наличии синхронизма с бегущей волной

Иначе обстоит дело с электроном типа *2*, который после выхода из катода подвергается действию ускоряющего тангенциального поля (см. рис. 7.13 и 7.14). Плоскость, по которой происходит качение круга, наклоняется в сторону катода. В конце первого циклоидального колебания электрон, поглотив часть энергии от поля, ударяется о катод и прекращает дальнейшее существование в пространстве взаимодействия, как показано на рис. 7.15, *б*. Электрон типа *2* является неблагоприятным для возбуждения колебаний. Поскольку он быстро «отсортировывается» на катод, в пространстве взаимодействия остаются в основном благоприятные электроны.

Следовательно, действие высокочастотного электрического поля автоматически приводит к сортировке электронов, причем благоприятные (правильнофазные) электроны отдают высокочастотному полю больше энергии, чем поглощают неблагоприятные электроны. В результате малые колебания, удовлетворяющие условию (7.36), должны нарастать, т. е. должно иметь место самовозбуждение магнетрона.

Одновременно объясняются такие экспериментально наблюдаемые факты, как протекание значительного конвекционного электронного тока на анод магнетрона в колебательном режиме при $B > B_{кр}$. В статическом режиме при $B > B_{кр}$ этот ток, как указывалось, обычно весьма мал. Далее, «неблагоприятные» для возбуждения колебаний электроны, бомбардирующие катод, вызывают его дополнительный разогрев и приводят к появлению значительной вторичной электронной эмиссии. Эти обстоятельства играют важную роль при практической разработке и эксплуатации магнетронных генераторов.

В результате сортировки в пространстве взаимодействия образуются сгустки относительно тех электронов, которые начали свое движение в максимуме тормозящего тангенциального поля. Модуляция электронного потока по плотности происходит, таким образом автоматически, без участия какого-либо специально созданного внешнего управляющего устройства. Основную роль в группировке (фазовой фокусировке) в магнетроне играет радиальная составляющая высокочастотного электрического поля. Роль тангенциальной составляющей сводится в основном к отбору энергии от электронов.

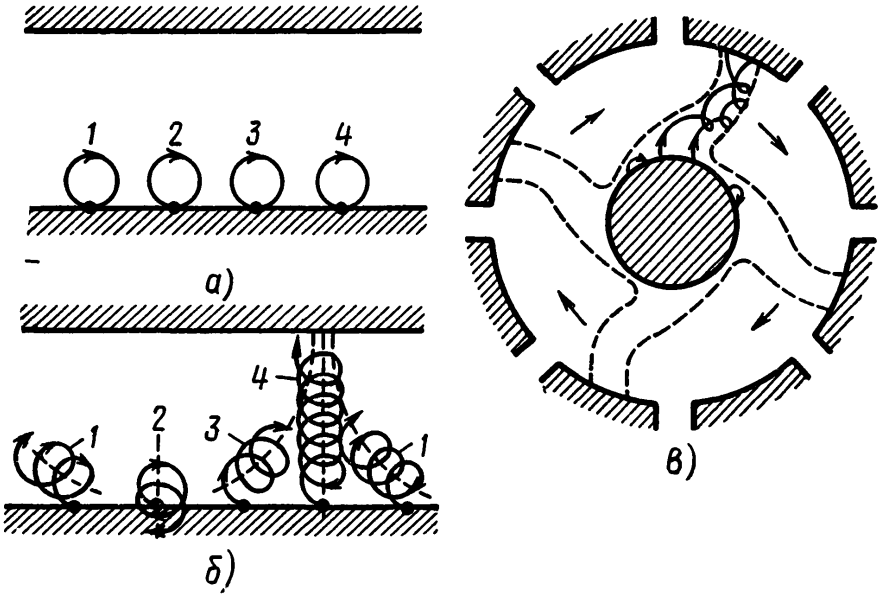


Рис 7.16 Движение типичных электронов в системе координат, двигающейся в синхронизме с замедленной волной, при отсутствии (*а*) и при наличии (*б*, *в*) высокочастотных колебаний

Образование сгустков можно наглядно проследить в системе координат, двигающейся со скоростью замедленной волны. В этой системе при отсутствии СВЧ колебаний центры катящихся кругов, определяющих реальные траектории электронов, остаются неподвижными. Каждый электрон описывает при этом в движущейся системе замкнутую окружность, как показано на рис. 7.16, *а*

Действие радиального и тангенциального СВЧ полей приводит к тому, что центры катящихся кругов для электронов типов *1*, *2*, *3* и *4* начинают постепенно смещаться, как показано пунктиром на рис. 7.16, *б*. Электрон типа *4*, а также присоединяющиеся к нему электроны типов *1* и *3* «поднимаются» к аноду, в то время как наиболее неблагоприятный электрон типа *2* «опускается» на катод.

Все электронное облако, вращающееся вокруг катода при соблюдении синхронизма с угловой частотой $\Omega_{пр}$, разбивается на дискретные сгустки — *спицы*, простирающиеся от «втулки» пространственного заряда к аноду. Огибающая спиц цилиндрического магнетрона

в фиксированный момент времени, полученная в результате численных расчетов, изображена на рис. 7.16, *в*.

Форма спиц пространственного заряда напоминает спицы махового колеса, втулкой которого являются катод и прилегающий к нему слой электронов. Возможна также аналогия с ротором синхронной электрической машины; роль статора играет резонаторная система магнетрона.

Полное число спиц в генерирующем магнетроне может быть найдено, если учесть, что каждому максимуму тормозящего тангенциального поля соответствует одна спица. В соответствии с условием (7.25) при работе на основной гармонике ($p = 0$) количество замедленных длин волн в точности равно номеру вида колебаний n. Следовательно, при виде колебаний $n = 1$ имеется всего одна спица, при $n = 2$ — две спицы и т. д. В случае π-вида колебаний в магнетроне существует наибольшее число спиц пространственного заряда, равное $\frac{N}{2}$; скорость вращения спиц является при этом наименьшей.

Если синхронизировать электронное облако с одной из пространственных гармоник $p \neq 0$, то количество спиц должно в принципе равняться $|n + pN|$. Скорость вращения спиц должна соответственно уменьшиться. Заметим, впрочем, что поля пространственных гармоник резко убывают в радиальном направлении от поверхности анода. Поэтому возбуждение магнетрона даже при $p = \pm 1$ не может быть полностью описано рассмотренным механизмом образования спиц пространственного заряда.

§ 7.5. УСЛОВИЯ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ МНОГОРЕЗОНАТОРНОГО МАГНЕТРОНА

Самовозбуждение магнетрона, как и других автогенераторов СВЧ, может быть проанализировано с помощью уравнений типа (3.2) и (3.3) и общей эквивалентной схемы, приведенной на рис. 3.1. Эта схема предполагает знание функции полной электронной проводимости $Y_{эл} = G_{эл} + jB_{эл}$.

Расчет электронной проводимости магнетрона не является столь же простым, как в случае отражательного клистрона. В самом деле, электроны, находящиеся в пределах спиц, при своем движении наводят на сегментах анода высокочастотные токи по общим принципам, лежащим в основе электроники СВЧ. Однако непосредственно воспользоваться уравнением наведенного тока $i_{навед} = -e(\mathbf{Ev})$ здесь трудно ввиду сложного характера движения электронов и сложной структуры поля.

Столь же сложно вычисление мощности, отдаваемой электронами высокочастотному полю в процессе движения в пространстве взаимодействия. Поэтому приводимые далее соображения основываются главным образом на концепции вращающегося пространственного заряда, качественно обсуждавшейся в предыдущих разделах.

а. Элементарный вывод условий самовозбуждения

Рассмотрим сначала случай, когда отношение радиусов катода и анода магнетрона близко к единице, т. е. система электродов близка к плоской. Примем, что условием отдачи электронами максимальной энергии высокочастотному полю является совпадение фазовой скорости бегущей волны и средней скорости движения электронов в отсутствие колебаний, т. е. соотношение (7.36). При этом всякое первоначальное колебание, возникающее в анодном блоке магнетрона, должно нарастать до тех пор, пока не начнут действовать ограничивающие нелинейные эффекты.

Используем уравнение (7.30), определяющее фазовую скорость волны n-го вида p-й пространственной гармоники. Чтобы получить условие усредненного синхронизма между электронами и волной, вместо радиуса анода $r_а$ в (7.30) подставим средний радиус пространства взаимодействия, равный

$$r_{ср} = \frac{r_а + r_к}{2}.$$

Таким образом, средняя фазовая скорость волны в пространстве взаимодействия составляет

$$(v_ф)_{np\,ср} = \frac{\omega (r_а + r_к)}{2(n + pN)}.$$

Средняя скорость движения электронов по (7.19) равна $v_ц = \frac{E}{B}$. Отсюда условие синхронизма (7.36) может быть записано в виде

$$v_ц = (v_ф)_{np\,ср}; \quad \frac{E}{B} = \frac{\omega (r_а + r_к)}{2(n + pN)}.$$

В рассматриваемой системе напряженность постоянного электрического поля можно выразить в виде $E \approx \frac{U_а}{r_а - r_к}$. Подставляя эту величину в предыдущее уравнение и учитывая, что генерируемая частота определяется в основном резонансной частотой данного вида колебаний, т. е. что $\omega \approx \omega_n$, имеем:

$$U_а = \frac{\omega_n (r_а^2 - r_к^2)}{2(n + pN)} B. \qquad (7.37)$$

Согласно этому уравнению анодное напряжение, при котором должно происходить самовозбуждение многорезонаторного магнетрона, для каждого вида колебаний при фиксированном номере гармоники p линейно связано с индукцией магнитного поля. Отношение $U_а/B$ есть величина постоянная для данного магнетрона при заданных значениях n и p.

На рис. 7.17, *а* построены соответствующие графики для трех видов колебаний 8-резонаторного магнетрона при $p = 0$. Здесь же построена парабола критического режима, рассматривавшаяся в § 7.2, б.

Прямые, определяемые уравнением (7.37), проходят через начало координат и пересекают критическую параболу. С физической точки зрения понятно, что при $U_a > U_{a\,кр}$ генерация колебаний типа бегущей волны невозможна: все электроны попадают на анод не позднее чем через половину периода циклоидального колебания. Поэтому условиям самовозбуждения отвечают лишь участки прямых, выделенные на рис. 7.17, *а* сплошными линиями и лежащие ниже параболы критического режима.

Рассмотренные графики самовозбуждения не могут претендовать на большую точность. Исходя из уравнения (7.37) и из рис. 7.17, *а*, можно лишь установить, что для каждого вида колебаний существуют

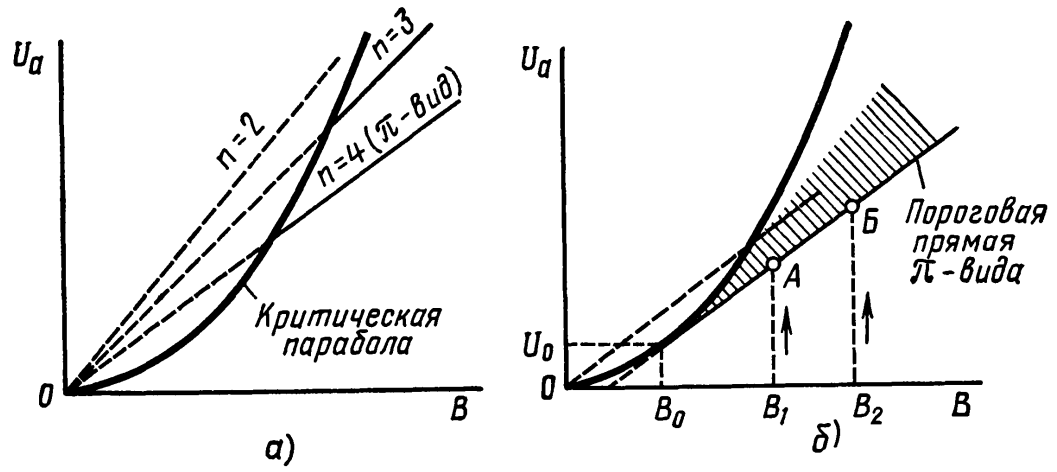


Рис. 7.17. Самовозбуждение магнетрона:
а—по упрощенному уравнению (7 37) при $N=8$, *б*—по уравнению (7.38) для π-вида колебаний

оптимальные соотношения между постоянным анодным напряжением и индукцией магнитного поля. Это не означает, однако, что генерирование колебаний невозможно в точках плоскости (U_a, B), не лежащих на указанных прямых. Если увеличивать анодное напряжение при неизменной индукции магнитного поля, то генерируемая мощность на данном виде колебаний должна переходить через максимум и уменьшаться при удалении от прямой, определяемой уравнением (7.37). При дальнейшем увеличении напряжения U_a могут быть достигнуты условия синхронизма с полем волны следующего вида, имеющего более низкий номер n. Естественно предположить, что существует промежуточная область неустойчивой генерации, где небольшие изменения анодного напряжения и постоянного анодного тока приводят к скачкообразному переходу с одного вида колебаний на другой.

Отвлекаясь от возбуждения колебаний на пространственных гармониках, отметим, что π-вид колебаний требует для своего возбуждения наименьшего анодного напряжения. Это свойство π-вида играет большую роль, особенно при работе магнетронов в импульсном режиме. Одновременно можно сделать вывод, что π-вид отделен от других видов колебаний не только по частоте, как было показано в § 7.3, д, но и по величине анодного напряжения.

б. Уточнение условий самовозбуждения колебаний типа бегущей волны. Пороговое анодное напряжение

Одним из признаков возбуждения колебаний является протекание конвекционного электронного тока в анодной цепи магнетрона Действительно, благоприятные электроны в присутствии высокочастотных колебаний обязательно должны двигаться по направлению к аноду (см. рис. 7.15).

Постоянное анодное напряжение $U_а$, при котором бесконечно малая амплитуда СВЧ колебаний в резонаторной системе обеспечивает попадание электронов на анод в случае $B > B_{кр}$, называется *пороговым напряжением* магнетрона $U_п$. Если проанализировать более подробно условия самовозбуждения цилиндрического многорезонаторного магнетрона, то величина порогового напряжения оказывается связанной с магнитной индукцией B, радиусами анода и катода $r_а$ и $r_к$, номером вида колебаний n и номером пространственной гармоники p уравнением Хартри

$$U_п = \frac{\omega_n (r_а^2 - r_к^2)}{2(n+pN)} B - \frac{m r_а^2}{2e}\left(\frac{\omega_n}{n+pN}\right)^2 \qquad (7.38)$$

(вывод этого уравнения здесь опускается).

Сравнение уравнения (7.38) с приближенным соотношением (7.37) показывает их большое сходство. В самом деле, первый член (7.38) в точности совпадает с правой частью уравнения (7.37), т. е. пороговое напряжение также линейно связано с индукцией B. Для фиксированных значений n и p пороговая прямая $U_п = f(B)$ параллельна прямой самовозбуждения $U_а = f(B)$, полученной по (7.37), и не проходит через начало координат, а сдвинута вниз (в сторону более низких напряжений $U_а$) при заданной величине B. Нетрудно показать, что пороговая прямая имеет только одну общую точку с параболой критического режима. Координаты точки касания U_0 и B_0 определяются уравнениями

$$U_0 = \frac{m r_а^2}{2e}\frac{\omega_n^2}{(n+pN)^2}; \quad B_0 = \frac{2m}{e\left(1-\frac{r_к^2}{r_а^2}\right)}\frac{\omega_n}{n+pN}.$$

Уравнение (7.38) при работе на основной волне ($p = 0$), используемой в большинстве магнетронов, можно переписать в более удобном виде

$$U_п = 1{,}01 \cdot 10^7 \left(\frac{r_а}{n\lambda}\right)^2 \left[B\left(1 - \frac{r_к^2}{r_а^2}\right)\frac{n\lambda}{1{,}07} - 1\right] [в], \qquad (7.39)$$

где величина B выражена в тесла и длина волны λ — в сантиметрах.

На рис. 7.17, *б* построена прямая порогового напряжения $U_п = f(B)$, соответствующая уравнению (7.38). Постоянное напряжение U_0, соответствующее касанию линии Хартри к параболе критического режима, называется иногда напряжением синхронизации и имеет простой физический смысл. При $U_а = U_0$ электроны, двигающиеся

около анода параллельно его поверхности, оказываются как раз в синхронизме с полем бегущей волны.

Между линией Хартри и параболой критического режима находится *зона генерации* магнетрона, заштрихованная на рис. 7.17, *б*. Рабочее анодное напряжение магнетрона с этой точки зрения должно удовлетворять условию $U_a \geqslant U_п$.

Зона генерации, наблюдаемая у реальных магнетронных генераторов, имеет сходство с рис. 7.17, *б*, но ее нижняя граница проходит обычно несколько ниже и параллельно линии Хартри. Ширина зоны зависит от степени нагруженности колебательной системы магнетрона на рабочем виде колебаний, а также от эмиссионной способности катода. Это обстоятельство, как и другие отмечаемые далее явления, указывает на сложность процессов, происходящих в магнетронах, и приближенный характер рассматриваемой теории.

в. Некоторые соображения о характере электронной проводимости в магнетронах. Электронное смещение частоты

Рассмотрим качественно условия образования спиц пространственного заряда в генерирующем магнетроне типа бегущей волны в режиме больших амплитуд. Ограничимся плоской системой магнетрона Допустим, что амплитуда колебаний не зависит от постоянного анодного напряжения и анодного тока Таким условиям соответствует, например, внешнее возбуждение колебаний в магнетроне от постороннего генератора, работающего на частоте данного вида колебаний.

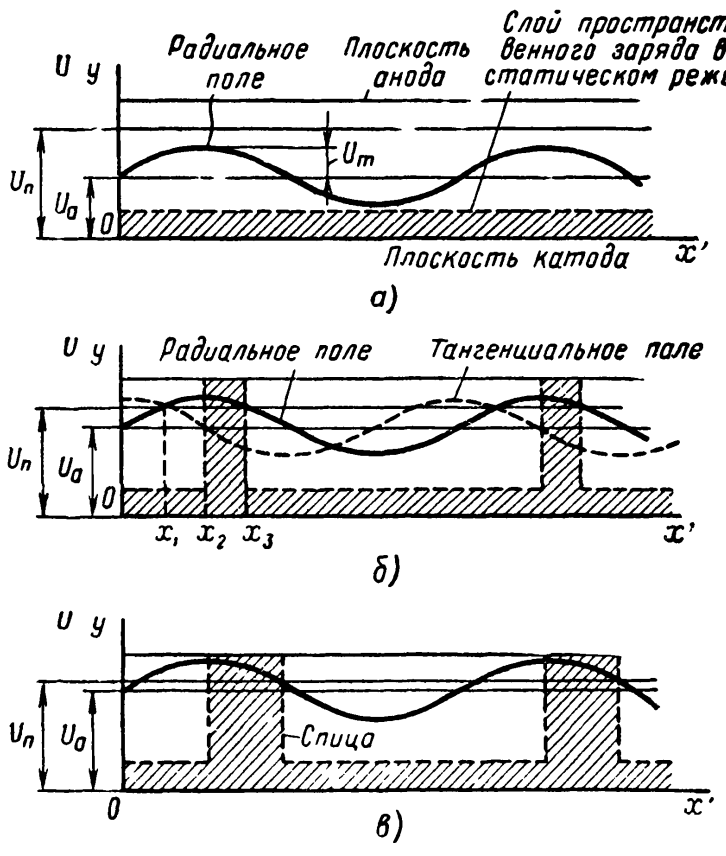


Рис. 7.18. Образование спиц в плоском магнетроне относительно движущейся системы координат

На рис. 7.18 показаны графики радиальной составляющей основной гармоники поля, находящейся в приблизительном синхронизме с электронами. Здесь же отмечены пороговое анодное напряжение $U_п$ и постоянное анодное напряжение U_a. Полное анодное напряжение в системе координат, двигающейся вместе с волной, равно сумме постоянного напряжения U_a и радиального переменного напряжения, имеющего конечную амплитуду U_m.

При постепенном увеличении напряжения U_a вся кривая суммарного напряжения перемещается на графике вверх Генерация и начало прохождения анодного тока определяются касанием кривой суммарного анодного напряжения и линии порогового напряжения $U_п$ Конечный анодный ток начинает проходить при условии $U_a + U_m > U_п$

В случае, изображенном на рис. 7.18, *а*, амплитуда СВЧ колебаний и постоянное анодное напряжение недостаточны для образования спиц На рис. 7.18, *б*

в результате увеличения напряжения U_a суммарное анодное напряжение превышает пороговое напряжение на протяжении отрезка x_1x. Следует иметь в виду, однако, что кроме радиальной составляющей в пространстве взаимодействия имеется тангенциальная составляющая высокочастотного поля (см. пунктирную кривую на рис. 7 18, *б*). Направление тангенциального поля таково, что электроны, находящиеся в пределах отрезка x_1x_2, должны двигаться по направлению к катоду, а не на анод, как показано на рис. 7 15, *б* Поэтому фактически контуры сгустка электронов, постепенно поднимающихся к аноду, ограничиваются отрезком x_2x_3 Такие сгустки и представляют собой спицы пространственного заряда, рассматривавшиеся в § 7.4, *б*. Чем выше постоянное анодное напряжение U_a, тем больше отрезок x_2x_3 на рис. 7.18, *в* и тем шире спица пространственного заряда Можно считать, что ширина спицы примерно пропорциональна среднему анодному току магнетрона.

Одновременно можно сделать важный вывод о положении спицы по отношению к полю бегущей волны. Как видно из рис. 7.18, центр спицы *отстает* от максимума тормозящего тангенциального поля. Угол сдвига равен $\frac{\pi}{2}$ при бесконечно малом анодном токе и уменьшается с увеличением постоянного анодного напряжения. Наконец, проведенные рассуждения показывают, что прохождение анодного тока и поддержание высокочастотных колебаний возможны в режиме больших амплитуд даже при $U_a < U_п$. Последнее частично объясняет смещение нижней границы зоны генерации относительно линии Хартри, отмечавшееся в § 7.5, *б*.

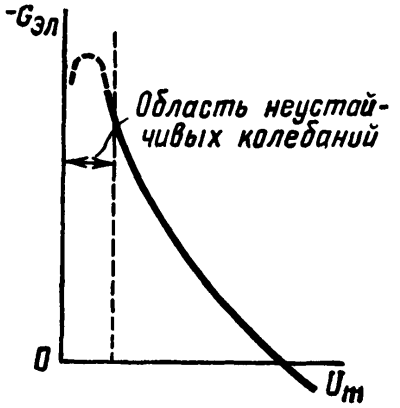


Рис. 7.19. Характер зависимости активной электронной проводимости магнетрона от амплитуды СВЧ колебаний при B=const

Ток, наведенный на сегментах электронами, которые двигаются в пределах каждой спицы, отстает от тормозящего тангенциального поля на угол $\frac{\pi}{2} \geqslant \varphi \geqslant 0$ Поскольку отбор энергии осуществляется именно тангенциальным полем, можно сделать вывод, что полная электронная проводимость магнетрона, наряду с отрицательной активной составляющей, в общем случае имеет емкостную реактивную составляющую Отсюда следует, что частота генерируемых колебаний должна быть несколько *меньше* резонансной частоты анодного блока на рассматриваемом виде колебаний. С увеличением анодного напряжения и тока емкостная составляющая электронной проводимости уменьшается, в результате чего происходит *увеличение* генерируемой частоты

Таким образом, можно утверждать, что магнетронам, как и другим автогенераторам СВЧ, присущи явления электронной настройки и электронного смещения частоты (см. § 3.2, г) Поскольку обычно анодный ток магнетрона не может изменяться независимо от анодного напряжения, оба изменения частоты проявляются одновременно. Однако при температурно-ограниченной эмиссии с катода или при «встреле» электронного потока со стороны торца магнетрона таким образом, что анодное напряжение не влияет на величину анодного тока, явление электронной настройки может быть получено в «чистом» виде без наложения эффекта смещения частоты Это используется в магнетронах, настраиваемых анодным напряжением, — *митронах*, рассматриваемых в § 7.8, в.

Опыт в основном подтверждает указанные качественные выводы. Частота генерируемых колебаний магнетрона обычно немного (на доли процента) ниже резонансной частоты «холодного» блока Это изменение частоты отчасти обусловлено нагреванием анодного блока при работе магнетрона, но частично связано и с емкостным действием вращающегося пространственного заряда. При разработке магнетронов, однако можно в первом приближении исходить из равенства генерируемой частоты и резонансной частоты холодного блока на л-виде с тем, чтобы произвести окончательную корректировку на основании «горячих» измерений

Зависимость частоты генерируемых колебаний от анодного тока (электронное смещение частоты) на практике характеризуют изменением частоты при

изменении анодного тока на 1 *а* Типичная величина электронного смещения для современных магнетронов лежит в пределах от сотен килогерц до единиц мегагерц на один ампер Отметим, что при малых токах (вблизи порогового режима) электронное смещение бывает более значительным, чем в рабочем режиме

На рис 7 19 приведен вид экспериментально полученной зависимости активной электронной проводимости магнетрона от высокочастотного напряжения на сегментах Как и следовало ожидать, зависимость $-G_{эл} = f(U_m)$ имеет в основном падающий характер При малых амплитудах, по-видимому, имеется максимум величины $|G_{эл}|$; режим колебаний в магнетроне в той области оказывается неустойчивым (см § 3 2, а) Однако на основном падающем участке характеристики $-G_{эл} = f(U_m)$ работа магнетрона сходна с другими СВЧ генераторами имеющими резонансную колебательную систему

§ 7.6. К. П. Д. МАГНЕТРОНА

Трудности, связанные с прямым вычислением отдаваемой электронами мощности, настолько велики, что в настоящее время не существует строгого расчета электронного к. п. д. магнетрона типа бегущей волны. В подобных случаях можно вычислить мощность, рассеиваемую электронами после взаимодействия с полем, и затем использовать закон сохранения энергии

Рассмотрим кинетическую энергию, которую имеет электрон в момент удара об анод после того, как значительная часть потенциальной энергии электрона отдана высокочастотному полю в пространстве взаимодействия.

При обсуждении процессов сортировки электронов в § 7.4 было качественно показано, что циклоидальная траектория благоприятного электрона при малой амплитуде высокочастотных колебаний наклоняется в сторону анода, но остается в основном такой же, как в статическом режиме. Радиус катящегося круга в плоском магнетроне по уравнению (7.18) равен

$$R = \frac{mE}{eB^2} = \frac{m}{eB^2}\frac{U_a}{d},$$

где d - расстояние между катодом и анодом.

Скорость, которую имеет электрон при ударе об анод, зависит от момента удара. Будем исходить из наихудшего с точки зрения величины к. п. д. случая, когда удар происходит в верхней точке циклоидальной траектории. Полюсом вращения является точка касания круга к плоскости, по которой происходит качение этого круга. Радиус вращения электрона равен здесь $2R$. Зная угловую скорость вращения круга $\omega_ц$ нетрудно получить максимальную скорость электрона:

$$v_{макс} = \omega_ц \cdot 2R = 2\frac{E}{B} = \frac{2U_a}{Bd}.$$

К такому же результату можно придти, исходя из известной скорости центра круга, равной $\frac{E}{B}$.

Максимальная кинетическая энергия, рассеиваемая электроном на аноде, равна

$$W_{\text{расс.макс}} = \frac{mv^2_{\text{макс}}}{2} = \frac{2mU_a^2}{B^2d^2}.$$

Тот же электрон, находясь на катоде до начала движения в пространстве взаимодействия, обладал по отношению к аноду потенциальной энергией, равной $W_п = eU_a$, при нулевой кинетической энергии. Следовательно, энергия, отданная высокочастотному полю, по закону сохранения энергии равна $W_п - W_{\text{расс.макс}}$.

К. п. д. рассматриваемого одиночного электрона, таким образом, имеет величину

$$\eta_{эл} = \frac{W_п - W_{\text{расс.макс}}}{W_п} = 1 - \frac{U_a}{B^2}\frac{2m}{ed^2}. \qquad (7.40)$$

Полученное уравнение можно преобразовать, выразив величину $\frac{2m}{ed^2}$ через критические параметры $U_{a\,кр}$ и $B_{кр}$. Используя (7.23), имеем:

$$\eta_{эл} = 1 - \frac{U_a}{U_{a\,кр}}\left(\frac{B_{кр}}{B}\right)^2. \qquad (7.41)$$

Уравнение (7.41) показывает связь электронного к. п. д. магнетрона с постоянным анодным напряжением и индукцией магнитного поля. При $U_a = U_{a\,кр}$, $B = B_{кр}$ электронный к. п. д. равен нулю, что вполне согласуется с делавшимися предположениями. Чем больше режим магнетрона отличается от критического, тем выше должен быть электронный к. п. д. Особенно интересно, что никакого теоретического предела повышения величины $\eta_{эл}$ для магнетрона по рассматриваемым уравнениям не существует.

Зависимость электронного к. п. д. магнетрона от величины магнитного поля B можно сделать особенно наглядной, если учесть условие синхронизма при работе на любом фиксированном виде колебаний. Воспользуемся упрощенным условием самовозбуждения магнетрона (7.37):

$$\frac{U_a}{B} = \frac{\omega_n (r_a^2 - r_к^2)}{2(n + pN)}.$$

Вводя это соотношение в (7.40) и полагая для цилиндрической системы $d \approx r_a - r_к$, имеем при $p = 0$:

$$\eta_{эл} = 1 - \frac{1}{nB}\frac{m\omega_n}{e}\frac{1+\sigma}{1-\sigma}, \qquad (7.42)$$

где σ — отношение радиуса катода к радиусу анода, равное $r_к/r_a$.

Подставим в (7.42) величины e и m, определяемые (2.11), а также введем резонансную длину волны n-го вида колебаний $\lambda_n = \frac{2\pi c}{\omega_n}$. Вы-

ражая индукцию магнитного поля в тесла и длину волны в сантиметрах, получаем:

$$\eta_{эл} = 1 - \frac{1{,}07}{n\lambda\,[см]\,B\,[тл]}\,\frac{1+\sigma}{1-\sigma}. \qquad (7.42а)$$

Для оценки получаемого к. п. д. рассмотрим в качестве примера 8-резонаторный магнетрон 10-*см* диапазона, работающий на π-виде колебаний при магнитной индукции 0,18 *тл* (1800 *гс*). Величину σ примем равной 1/3; такая или близкая к ней величина $r_к/r_а$ типична для магнетронов при $N = 8$. Вычисления по (7.42а) дают: $\eta_{эл} \approx$ $\approx 70\%$.

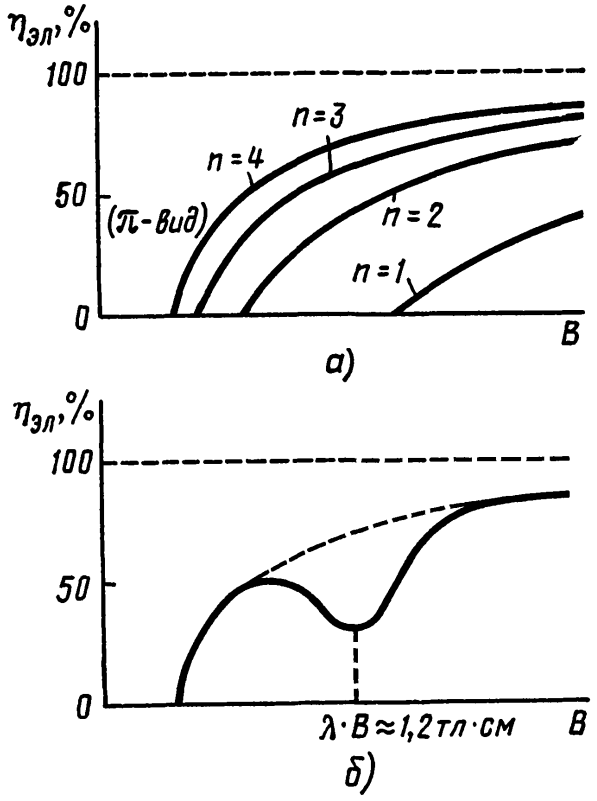


Рис. 7.20. Зависимость электронного к. п. д магнетрона от индукции магнитного поля при $\frac{U_а}{B} = \text{const}$

Расчетные значения электронного к. п. д. по (7.42) и (7.42 а) обычно несколько превышают получаемую на практике величину $\eta_{эл}$. Отчасти это и понятно, так как в рассмотренном расчете не были учтены потери энергии за счет неблагоприятных электронов, бомбардирующих катод*, а также непроизводительные потери электронов на боковые крышки магнетрона и некоторые другие факторы. Величина электронного к. п. д. существующих магнетронов сантиметрового диапазона составляет 50—70%, а в некоторых случаях и более. Столь высокая эффективность магнетронов делает их ценнейшим мощным автогенератором диапазона СВЧ.

Для данного магнетрона при неизменной длине волны уравнение (7.42) можно переписать в виде

$$\eta_{эл} = 1 - \frac{\text{const}}{nB}. \qquad (7.42б)$$

Полученное уравнение соответствует случаю, когда к. п. д. отсчитывается при движении вдоль одной из прямых самовозбуждения на плоскости ($U_а$, B) (см. рис. 7.17, *а*). Соответствующее графическое изображение зависимости $\eta_{эл} = f(B)$ для 8-резонаторного магнетрона показано на рис. 7.20, *а*. Кривые электронного к. п. д. имеют вид отрезков гипербол. Чем ниже номер вида n, тем меньше электронный к. п. д. при одной и той же величине магнитной индукции B. Говоря

* Опыт показывает, что мощность дополнительного подкала катода составляет от 1,5 до 4% выходной мощности магнетрона.

иначе, для достижения одного и того же электронного к п. д. наименьшее магнитное поле требуется при π-виде колебаний.

Рост электронного к. п. д. магнетрона при увеличении магнитной индукции B и, напомним, при соответствующем повышении постоянного анодного напряжения U_a легко понять с физической точки зрения, так как при этом происходит неограниченное уменьшение радиуса катящегося круга и уменьшение энергии, рассеиваемой электронами на аноде. Такие же тенденции характерны для работы других приборов магнетронного типа (см. § 7.10 и 7.11). В этом отношении проявляются очевидные отличия и преимущества приборов М-типа в сравнении с приборами О-типа. В приборах М-типа электроны отдают СВЧ полю не кинетическую, а *потенциальную* энергию, полученную от источника постоянного напряжения. Средняя скорость переносного движения электронов не изменяется, благодаря чему не нарушаются условия синхронизма с полем бегущей волны.

При больших значениях B продолжительность одного циклоидального колебания электрона τ, определяемая уравнением (7 20), может оказаться значительно меньше периода СВЧ колебаний T. В этом случае за время движения электрона от катода к аноду СВЧ поле остается приблизительно постоянным. Таким образом, работу многорезонаторного магнетрона в области очень сильных магнитных полей можно приближенно рассматривать не с точки зрения бегущей волны, а в статическом приближении

Анализ показывает, что при постоянных во времени напряжениях между анодными сегментами магнетрона существует отрицательное сопротивление, проявляющееся в увеличении тока на сегмент, находящийся под более низким потенциалом Это привело в свое время к рассмотрению *колебаний типа отрицательного сопротивления*, упомянутых в § 7.1

Колебания типа отрицательного сопротивления являются предельным случаем колебаний типа бегущей волны при $T \gg \tau$, т. е при $\omega \ll \omega_ц$ Из приведенных выше соображений следует, что к. п. д. таких колебаний может быть очень большим Однако удовлетворить условию $\omega_ц \gg \omega$ при реально осуществимых магнитных полях удается только в длинноволновой части СВЧ диапазона. Большого практического значения колебания типа отрицательного сопротивления, по-видимому, не имеют

Опыт в основном подтверждает ход зависимости $\eta_{эл} = f(B)$ при $\frac{U_a}{B} = \text{const}$, представленной на рис. 7.20, *а*. Однако в случае разнорезонаторных магнетронов в некотором интервале значений магнитной индукции наблюдается «провал» электронного к. п. д., как показано качественно на рис. 7.20, *б*. Исследования показали, что в центре «провала» произведение магнитной индукции, выраженной в тесла, на длину волны в сантиметрах имеет для всех магнетронов одинаковую величину, равную приблизительно 1, 2 *тл.см*.

«Провал» электронного к. п. д. в разнорезонаторных магнетронах можно качественно объяснить с точки зрения *циклотронного резонанса*, возникающего при условии $\omega \approx \omega_ц$. Как указывалось в § 7.3, д, в пространстве взаимодействия разнорезонаторного магнетрона, кроме поля π-вида, имеется составляющая поля $n = 0$. При приблизительном совпадении частоты генерируемых колебаний и циклотронной частоты характер движения электронов может измениться. Большую роль играет тот факт, что поле нулевой составляющей значительно медленнее убывает при удалении от анода, чем поле π-вида.

Форма спиц и их взаимодействие с полем π-вида ухудшаются. Некоторые дополнительные пояснения явлений при циклотронном резонансе приводятся в § 7.12.

Обычно разнорезонаторные магнетроны эксплуатируются при более низком магнитном поле, чем поле, соответствующее центру «провала». Перейти в область больших индукций за «провалом» практически не удается из-за трудностей получения очень сильных магнитных полей.

Некоторое влияние на величину электронного к. п. д. магнетрона оказывает разделение видов колебаний. По-видимому, условия формирования спиц ухудшаются при наличии «загрязняющих» полей в пространстве взаимодействия. Электронный к. п. д. магнетрона может снизиться также за счет влияния поля связок около концов анодного блока. Это поле, не имеющее азимутальных вариаций, оказывает примерно такое же воздействие на пространственный заряд в магнетроне, какое имеет поле нулевой составляющей в магнетронах разнорезонаторной конструкции. Для устранения подобных эффектов связки обычно экранируются путем расположения их в кольцевых канавках, выточенных на торцах анодного блока.

Диаметр катода также влияет на величину электронного к. п. д. Как видно из уравнения (7.12), для повышения величины $\eta_{эл}$ желательно уменьшать отношение $\sigma = \frac{r_к}{r_a}$. Однако при малом $\frac{r_к}{r_a}$ не могут полностью удовлетворяться условия синхронизма между электронами и полем, так как напряженность постоянного электрического поля имеет наибольшую величину у катода и уменьшается по направлению к аноду. Чтобы повысить электронный к. п. д. магнетрона, обычно рекомендуется выбирать наименьшую возможную величину σ, при которой получается достаточная устойчивость видов колебаний.

Для оценки оптимального отношения σ предложены различные эмпирические соотношения, например:

$$\sigma = \frac{N-4}{N+4}; \quad \sigma = e^{-\frac{8}{N}}, \tag{7.43}$$

где N — число резонаторов. Отметим, однако, что зависимость $\eta_{эл} = f(\sigma)$ не очень критична и допускает заметные отклонения от величины, рассчитанной по уравнениям (7.43).

В заключение напомним, что полный к. п. д. магнетрона определяется с учетом к. п. д. резонаторной системы:

$$\eta_{полн} = \eta_{эл}\,\eta_{рез}. \tag{7.44}$$

Как известно из техники СВЧ [1], величина $\eta_{рез}$ в общем случае связана с собственной, нагруженной и внешней добротностями колебательной системы соотношением

$$\eta_{рез} = 1 - \frac{Q_н}{Q_0} = \frac{Q_0}{Q_0 + Q_{вн}}. \tag{7.45}$$

Величина внешней добротности выбирается с учетом допустимого затягивания частоты магнетрона (см. § 7.7, б) и обычно не бывает ни-

же 100—200. Собственную добротность Q_0 желательно иметь как можно выше. Типичная величина Q_0 в сантиметровом диапазоне имеет порядок 1000. Таким образом, по (7.45) к. п. д. резонаторной системы может составлять от 90—95% до 60—65% на наиболее коротких волнах. Типичные значения полного к. п. д. магнетронов составляют от 60—70% на дециметровых волнах до 20—30% на волнах длиной порядка 1 *см*.

§ 7.7. РАБОЧИЕ И НАГРУЗОЧНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНЕТРОНОВ

При рассмотрении эксплуатационных свойств магнетронов используют две группы характеристик. К первой относятся вольтамперные характеристики, снятые при неизменной нагрузке, соответствующей режиму согласования выходного устройства магнетрона. Параметрами при снятии характеристик $U_a = f(I_a)$ являются магнитная индукция B, генерируемая мощность $P_{ген}$, частота генерируемых колебаний $\nu_{ген}$ и полный к. п. д. $\eta_{полн}$. Ко второй группе относятся зависимости генерируемой мощности и частоты от полного сопротивления (полной проводимости) нагрузки.

Вольтамперные характеристики магнетрона, снятые при условиях $B = \text{const}$, $P_{ген} = \text{const}$, $\nu_{ген} = \text{const}$ или $\eta_{полн} = \text{const}$, носят название *рабочих характеристик*. Эти характеристики принято строить в прямоугольной системе координат, по вертикальной оси которой откладывается постоянное анодное напряжение, а по горизонтальной оси — постоянный анодный ток магнетрона.

Нагрузочные характеристики $P_{ген} = f(Z_н)$ и $\nu_{ген} = f(Z_н)$ при $I_a = \text{const}$, как и для других типов автогенераторов СВЧ, удобно строить на комплексной плоскости полного сопротивления нагрузки в полярной системе координат.

Расчета нагрузочных и рабочих характеристик магнетронов обычно не производят. Тем не менее, форма этих характеристик непосредственно обусловливается физическими процессами, происходящими в магнетроне, и может быть качественно получена из простых соображений.

а. Рабочие характеристики магнетрона

Рассмотрим идеализированные рабочие характеристики, которые можно предположить, если исходить из описанных свойств магнетронов типа бегущей волны.

Семейство кривых постоянной генерируемой мощности $P_{ген} = \text{const}$ можно получить из следующих соображений. Генерируемая мощность магнетрона, как и всякого электронного прибора, связана с постоянным анодным напряжением, постоянным анодным током и к. п. д. соотношением $P_{ген} = \eta_{полн} U_a I_a$. Его можно переписать в виде

$$U_a = \frac{P_{ген}}{\eta_{полн} I_a}.$$

Отсюда следует, что если бы к. п. д. магнетрона оставался неизменным и не зависел от $I_а$, то при $P_{ген} = \text{const}$ вольтамперные характеристики $U_а = f(I_а)$ имели бы вид равнобочных гипербол. Однако с ростом $I_а$ электронный к. п. д. несколько уменьшается, так как при этом повышается амплитуда СВЧ колебаний и увеличивается доля мощности, рассеиваемой на аноде в конце последнего витка циклоидальной траектории. Поскольку к. п. д. резонаторной системы, естественно, остается неизменным, то с увеличением тока $I_а$ линии постоянной мощности отклоняются от гипербол и несколько подни-

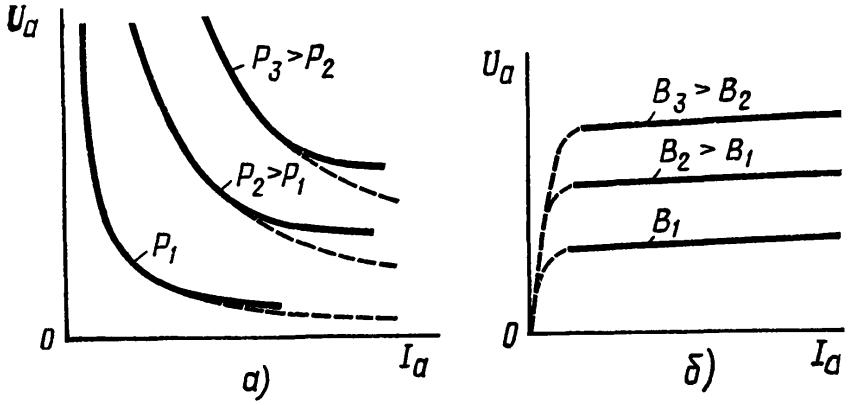


Рис 7 21. Идеализированные рабочие характеристики магнетронного генератора

маются, как показано качественно на рис. 7.21, *а*. Чем больше генерируемая мощность, тем выше и правее должны располагаться кривые $P_{ген} = \text{const}$.

Для пояснения хода кривых постоянной магнитной индукции обратимся снова к диаграмме Хартри, изображенной на рис. 7.17, *б*. Выберем неизменную величину магнитной индукции $B = B_1$ и будем повышать постоянное анодное напряжение $U_а$, начиная с нуля.

При значениях $U_а < U_п$ анодный ток должен быть очень мал, поскольку магнетрон работает в закритическом режиме и СВЧ колебания пока отсутствуют (о причинах конечной величины тока в этом режиме см. § 7.2, б). В точке A на рис. 7.17, *б* или вблизи нее анодное напряжение достигает пороговой величины, что приводит к самовозбуждению и резкому нарастанию постоянного анодного тока. После этого малое приращение анодного напряжения $U_а$ ведет к тому, что величина $I_а$ достигает максимальных значений, определяемых эмиссионной способностью катода.

Аналогичное рассуждение можно провести при увеличении индукции до значения $B = B_2$ (см. рис. 7.17, *б*). Начало протекания значительного анодного тока соответствует теперь точке *Б*, лежащей при более высоком анодном напряжении.

Таким образом, вольтамперные характеристики магнетрона при $B = \text{const}$ имеют вид семейства кривых с круто возрастающим начальным участком, показанным пунктиром на рис. 7.21, *б*. Далее следуют излом и почти горизонтальный участок, имеющий небольшой наклон к оси абсцисс и характеризующий работу магнетрона в генераторном режиме.

Типичные рабочие характеристики импульсного магнетрона 10-*см* диапазона приведены на рис. 7.22. Кроме кривых $P_{\text{ген}} = \text{const}$ и $B = \text{const}$, на этом графике показаны семейства кривых постоянного к. п. д. и постоянной генерируемой частоты. Рабочая точка магнетрона лежит в верхнем правом углу рассматриваемого графика.

Из рис. 7.22 видно, что опытные кривые хорошо согласуются с обсуждавшимися ранее идеализированными характеристиками. Такое совпадение может рассматриваться как подтверждение правильности сделанных основных качественных предположений о механизме работы магнетрона.

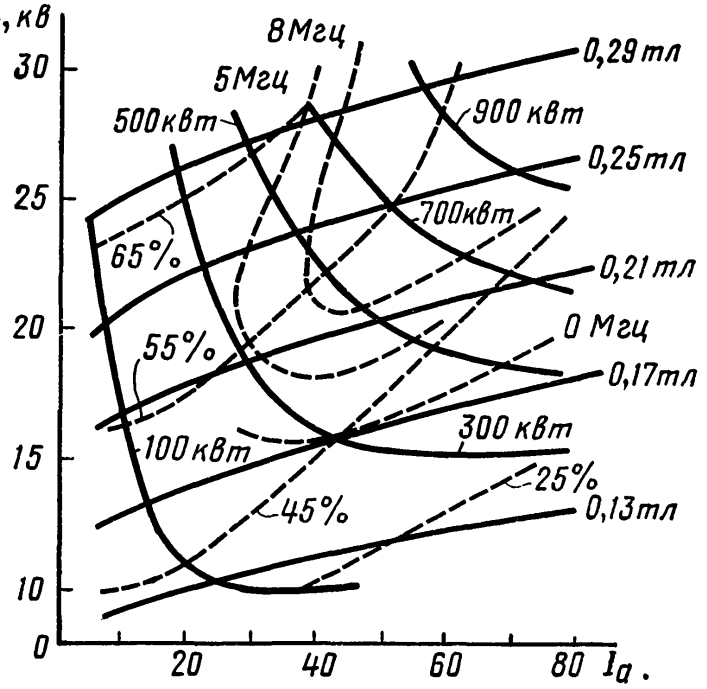


Рис 7.22 Пример реальных рабочих характеристик мощного импульсного магнетрона. Цифры в мегагерцах на линиях постоянной частоты указывают смещение по отношению к номинальной частоте, равной 2800 *Мгц*

б. Нагрузочные характеристики магнетронов

По своему характеру нагрузочные характеристики магнетронов сходны с нагрузочными характеристиками других автогенераторов СВЧ с резонансной колебательной системой, например, отражательных клистронов. Такое сходство обусловлено тем, что затягивание частоты под действием внешней нагрузки обычно значительно меньше разделения видов. Нагрузочным характеристикам магнетронов свойственны все основные закономерности, рассмотренные в § 3.3, г.

В качестве фиксированных параметров при определении нагрузочных характеристик магнетрона выбираются номинальные значения магнитной индукции B и постоянного анодного тока I_a. Иногда (при особенно высокой мощности) во избежание пробоев при больших значениях коэффициента стоячей волны снятие нагрузочных характеристик производится при пониженной мощности. В качестве начала отсчета фазы стоячей волны обычно выбирается выходной фланец магнетрона.

Типичная нагрузочная характеристика импульсного магнетрона 3-*см* диапазона приведена на рис. 7.23. Линии постоянной генерируемой мощности близки к окружностям постоянной активной проводимости нагрузки. Линии постоянной частоты имеют веерообразное расположение и близки к линиям постоянной реактивной проводимости на круговой диаграмме полных проводимостей в полярной системе координат.

Важным параметром магнетронов является *степень затягивания частоты*, определяемая при коэффициенте стоячей волны, равном

1,5 (см. рис. 7.23). Этот параметр, встречающийся при рассмотрении любого автогенератора СВЧ, приобретает в случае магнетронов особую актуальность, так как магнетроны часто связываются с нагрузкой без развязывающих ослабителей. Обычно степень затягивания $F_з$ для магнетронов 10-*см* диапазона составляет 10—15 *Мгц*; в 3-*см* диапазоне степень затягивания может доходить до 15—20 *Мгц*. Допустимая степень затягивания находится в тесной связи с возможностями схемы автоматической подстройки частоты, использующей электронную настройку гетеродина — отражательного клистрона.

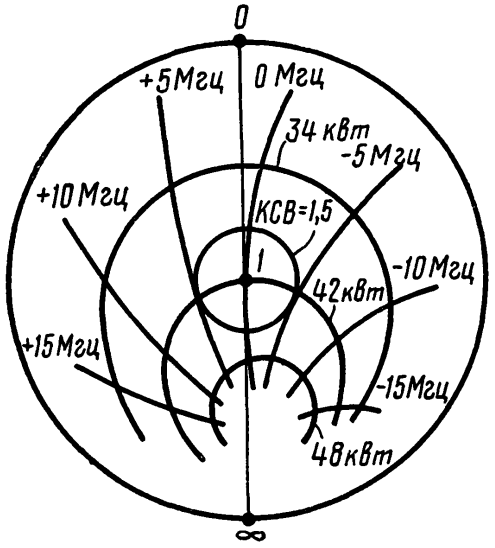


Рис. 7.23. Пример реальной нагрузочной характеристики импульсного магнетрона 3-*см* диапазона при B=0,55 *тл*, $I_а$=10 *а* Линии нулевой частоты соответствует номинальная частота, равная 9375 *Мгц*

Основываясь на общих уравнениях затягивания частоты, рассмотренных в § 3.3, г, можно найти соответствующие значения внешней добротности магнетрона на рабочем виде колебаний. Из уравнения (3.26) имеем:

$$Q_{вн} \approx \frac{0{,}417\nu_0}{F_э}. \qquad (7.46)$$

Через ν_0 здесь обозначена генерируемая частота при согласованной нагрузке, примерно равная резонансной частоте «холодного» блока на рабочем виде колебаний. Обычно учитывается также, что линии $P_{ген}$ = const и $\nu_{ген}$ = const на рис. 7.23 пересекаются под углом, отличным от $\pi/2$. В этом случае в правой части уравнения (7.46) вводится дополнительный эмпирический множитель, равный приблизительно 1,05.

Вычислим для примера требующуюся внешнюю добротность магнетрона, предназначенного для работы на волне 3,2 *см*. Задаваясь допустимой степенью затягивания, равной 20 *Мгц*, получаем по (7.46) : $Q_{вн} \approx 200$. Именно такие и несколько более высокие значения $Q_{вн}$ (до 300—500) типичны для современных магнетронов.

§ 7.8. ВОПРОСЫ КОНСТРУИРОВАНИЯ МАГНЕТРОНОВ

Основными конструктивными узлами современных магнетронов являются:

1) анодный блок (корпус) магнетрона, включающий резонаторную систему и устройства для разделения видов колебаний;
2) система перестройки частоты;
3) вывод энергии;
4) катод с соответствующими выводами;
5) вакуумная оболочка и система охлаждения;
6) магнитная цепь.

В большинстве магнетронов вся резонаторная система, механизм перестройки и значительная часть вывода энергии находятся внутри вакуумной оболочки и являются неотъемлемыми частями магнетрона. Это оказывает большое влияние на конструктивное оформление каждого из указанных узлов магнетрона.

а. Анодный блок, механизм настройки

Большинство современных магнетронов, за исключением некоторых магнетронов миллиметрового диапазона, используют π-вид колебаний резонаторной системы. Ранее было показано, что π-вид обладает рядом особенностей и преимуществ в сравнении с другими видами колебаний. К числу таких преимуществ относятся отсутствие вырождения, наименьшее анодное напряжение при одной и той же индукции магнитного поля (если отвлечься от возбуждения на пространственных гармониках других видов колебаний), а также наибольший к. п. д. при неизменной величине магнитной индукции. Достоинством π-вида является также конструктивная простота требующихся для этого резонансных систем.

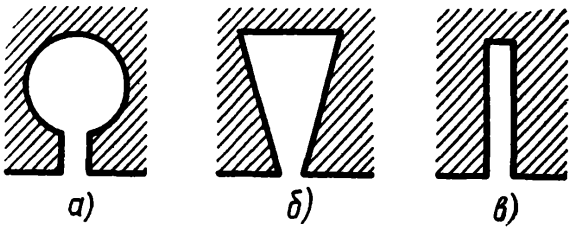


Рис. 7.24 Наиболее распространенные типы магнетронных резонаторов

При выборе количества резонаторов N необходимо учитывать следующее. Прежде всего, число N должно быть четным, чтобы обеспечить существование π-вида колебаний. Увеличение числа резонаторов приводит к ухудшению разделения видов колебаний, но одновременно способствует снижению анодного напряжения при заданной индукции B и при неизменном диаметре анода. В этом нетрудно убедиться из уравнения (7.39), подставив $n = \frac{N}{2}$, соответствующее π-виду колебаний. Более высокое число N позволяет также компенсировать увеличение отношения r_a/λ, необходимое при повышении выходной мощности и укорочении рабочей длины волны.

Обычные магнетроны 10-*см* диапазона имеют 8—12 резонаторов; в 3-*см* диапазоне применяются от 12 до 18 резонаторов. При переходе к миллиметровому диапазону число N доходит до 24—38 и более. Несколько особняком стоят коаксиальные магнетроны (см. далее), допускающие использование значительно большего числа резонаторов.

На волнах длиннее 3 *см* основное применение находят резонаторы типа щель—отверстие и лопаточные (секторные) резонаторы, показанные на рис. 7.24, *а*, *б*. В миллиметровом диапазоне волн часто применяются щелевые резонаторы (рис. 7.24, *в*). В случае разнорезонаторной системы возможно сочетание резонаторов разных типов (см. рис. 7.11, *б*).

Опыт показывает, что при использовании связок максимальные значения диаметра анодного отверстия d_a и рабочей длины анода l_a

связаны с длиной волны ориентировочными соотношениями

$$\frac{d_a}{\lambda} \leqslant 0{,}3; \quad \frac{l_a}{\lambda} \leqslant 0{,}3.$$

В случае разнорезонаторной системы максимальные величины $\frac{d_a}{\lambda}$ и $\frac{l_a}{\lambda}$ могут быть заметно повышены:

$$\frac{d_a}{\lambda} \leqslant 0{,}6 \div 1{,}0; \quad \frac{l_a}{\lambda} \leqslant 0{,}6 \div 0{,}8.$$

В миллиметровом диапазоне волн и при $\lambda < 1$ *мм* идут на увеличение d_a/λ до 1,5 и даже до 2,0. Чтобы избежать при этом резкого увеличения числа резонаторов или повышения анодного напряжения и магнитной индукции, целесообразно использовать работу магнетрона на виде колебаний, отличном от π, при синхронизме с пространственной гармоникой $p = +1$ или $p = -1$ (см. § 7.3, в и 7.4, б).

Равнорезонаторные блоки с «многоэтажными» связками, расположенными через равные интервалы по длине анода, могут иметь очень большую длину (до 2λ), что позволяет значительно увеличить длину катода и резко повысить генерируемую мощность.

Механическая перестройка (настройка) частоты основывается на изменении резонансной частоты π-вида колебаний анодного блока. Существование нескольких близко расположенных по частоте видов колебаний осложняет механическую настройку магнетронов. Важными условиями при любом способе перестройки являются сохранение достаточного разделения видов и приблизительное постоянство собственной и нагруженной добротностей анодного блока в пределах рабочего диапазона частот. Всякие паразитные резонансы, кроме основного резонанса π-вида, являются недопустимыми.

Наиболее распространен вариант симметричной механической перестройки. Одновременное воздействие на резонаторы производится индуктивным или емкостным способом с помощью металлических колец, стержней и коронок, перемещающихся внутри резонаторов или в торцевых пространствах магнетрона. Несколько систем, обеспечивающих диапазон перестройки до $\pm(3 \div 6)\%$ от средней частоты, показаны схематически на рис. 7.25.

При настройке *индуктивным кольцом* (рис. 7.25, *а*) основное воздействие производится на высокочастотное магнитное поле, проходящее через торцевое пространство. С приближением металлического кольца к торцу анодного блока уменьшается эквивалентная индуктивность всех резонаторов и, как следствие, повышается резонансная частота каждого резонатора и всего анодного блока в целом. Воздействие на высокочастотное магнитное поле в самих резонаторах производится с помощью *индуктивной коронки*, имеющей металлические стержни, как показано на рис. 7,25, *б*. Похожим образом производится емкостная настройка магнетрона, при которой металлическое кольцо или коронка (см. рис. 7.25, *в*, *г*) перемещается в торцевом пространстве вблизи той части сегментов, где имеется наиболее сильное электрическое поле, или около связок. Для рас-

ширения диапазона иногда используют комбинацию емкостной и индуктивной перестроек.

Интересна разновидность магнетронных систем, использующая *коаксиальный резонатор*, который охватывает многорезонаторный анодный блок. Внутренним проводником этого резонатора является цилиндрическая поверхность собственно анодного блока. В этой поверхности прорезаны продольные щели, связывающие коаксиальный резонатор с магнетронными резонаторами через один, как показано на рис. 7.26. Коаксиальный резонатор возбуждается на виде колебаний H_{011}, отличающемся тем, что электрическое поле и токи в стенках имеют вид замкнутых окружностей*. Подобной структуре поля и токов отвечает возбуждение анодного блока магнетрона на π-виде, так как в резонаторах, расположенных через один и имеющих щелевую связь, колебания оказываются синфазными (сдвинутыми между собой по фазе на 2π).

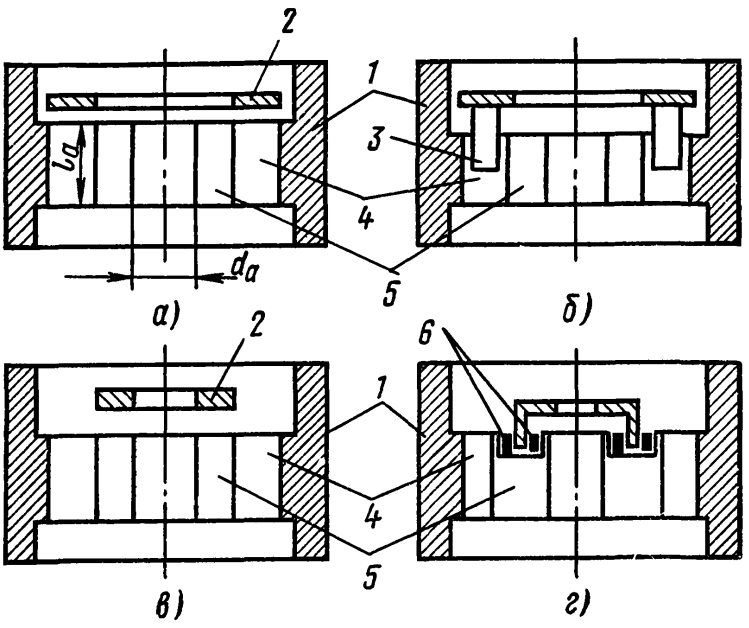


Рис. 7.25 Симметричная механическая настройка магнетрона индуктивным кольцом и индуктивной коронкой (*а*, *б*) и емкостными кольцом и коронкой (*в*, *г*):

1 — анодный блок; *2* — металлическое кольцо; *3* — металлический стержень; *4* — отверстие резонатора; *5* — щель резонатора; *6* — связки

Видам колебаний анодной системы, отличным от π-вида, соответствуют виды колебаний в коаксиальном резонаторе, отличные от H_{011}. Эти колебания могут быть в свою очередь сильно подавлены, например с помощью поглощающих вставок и кольцевых щелей, нарушающих высокочастотные токи всех видов колебаний, кроме вида H_{011}. Благодаря этому диаметр анода и число резонаторов в магнетроне с описанным коаксиальным резонатором («коаксиальном магнетроне») могут быть значительно увеличены в сравнении с обычными магнетронами без ухудшения разделения основных видов колебаний. Увеличение диаметра анода позволяет значительно повысить генерируемую мощность магнетрона.

Коаксиальные магнетроны имеют и другие существенные преимущества. Накопление значительной энергии в коаксиальном высокодобротном резонаторе повышает собственную добротность Q_0 всей системы и стабильность частоты генерируемых колебаний. Степень затягивания частоты $F_з$ может быть при этом значительно снижена

---

* Вид колебаний H_{011} в коаксиальном резонаторе соответствует полуволновому резонансу волны типа H_{01} в коаксиальной линии. По этому вопросу см. [1], § 10. 5, в.

за счет уменьшения связи с нагрузкой и повышения внешней доброт ности $Q_{вн}$ при одновременном улучшении к. п. д. резонаторной системы. Далее, благодаря улучшению разделения видов колебаний возможна работа при меньшей амплитуде высокочастотного напряжения в пространстве взаимодействия, что приводит к повышению электронного к. п. д. Существуют и другие достоинства магнетронов коаксиального типа, что позволяет отнести их к числу перспективных направлений развития магнетронных генераторов.

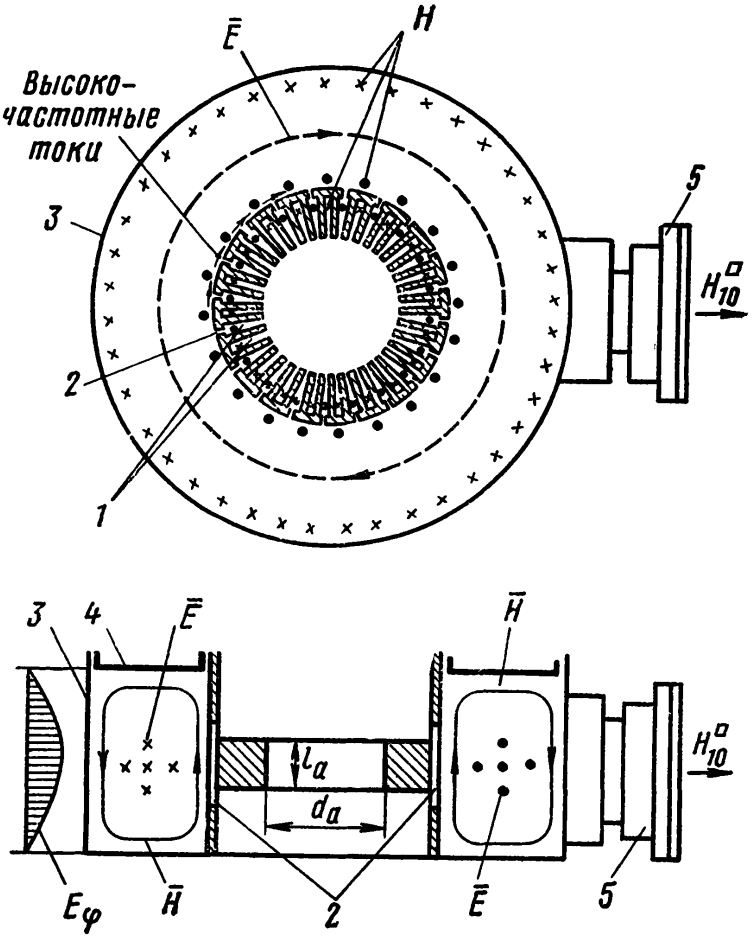


Рис. 7.26 Схема устройства коаксиального магнетрона:

1 — магнетронные резонаторы, *2* — щели связи, *3* — наружная стенка коаксиального резонатора; *4* — поршень механической настройки; *5* — вывод энергии (прямоугольный волновод)

На рис. 7.27 схематически изображено устройство другой интересной разновидности коаксиальных магнетронов — *обращенного коаксиального магнетрона.* Катод в этом приборе находится не внутри, а снаружи многорезонаторного анодного блока. Стабилизирующий полый цилиндрический резонатор, расположенный внутри анодного блока, связан щелями с магнетронными резонаторами через один подобно коаксиальному резонатору в рассмотренном необращенном коаксиальном магнетроне.

Во внутреннем цилиндрическом резонаторе возбуждаются колебания на виде H_{011}, не имеющем азимутальных вариаций поля. Благодаря этому снова обеспечивается селекция видов колебаний, позволяющая довести число резонаторов N до 100—120. Вывод энергии производится непосредственно на круглый волновод, возбуждаемый на волне типа H_{01}, или на стандартный прямоугольный волновод, возбуждаемый на волне типа H_{10}.

Перестройка частоты обращенных коаксиальных магнетронов, как и необращенного магнетрона, изображенного на рис. 7.26, производится перемещением настроечного поршня в стабилизирующем резонаторе.

Обращенные коаксиальные магнетроны широко применяются в коротковолновой части сантиметрового диапазона и в миллиметровом диапазоне волн при большой генерируемой мощности (см. табл. 7.2). Наряду с отмечавшимися преимуществами коаксиальных и обращенных коаксиальных магнетронов следует отметить усложнение их кон-

струкции в сравнении с «классическими» магнетронами. Разработка таких приборов связана, в частности, с решением задачи подавления ряда паразитных видов колебаний.

б. Вывод энергии. Прочие узлы магнетронов

Вывод энергии магнетрона должен обеспечивать требующуюся трансформацию нагрузки во всем рабочем диапазоне частот с учетом компромисса между величиной выходной мощности и степенью затягивания частоты. Это означает, что вывод энергии должен обладать достаточной *широкополосностью*. Если магнетрон является перестраиваемым, то только при этом условии может быть обеспечено приблизительное постоянство выходной мощности и затягивания частоты в пределах всего рабочего диапазона. Широкополосность вывода энергии желательна даже при разработке магнетрона с фиксированной настройкой. Если ширина полосы вывода энергии достаточно велика, то колебательная система магнетрона оказывается сильно связанной с нагрузкой не только при π-виде колебаний, но и при других (нежелательных) видах колебаний. Благодаря этому облегчается устранение паразитных видов в процессе установления колебаний.

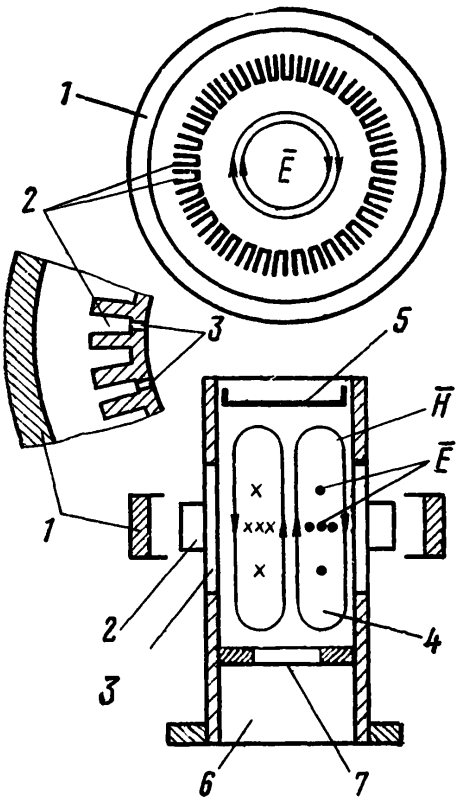


Рис. 7.27. Схема устройства обращенного коаксиального магнетрона. Слева в увеличенном масштабе изображен участок пространства взаимодействия:

1 — катод; *2* — магнетронные резонаторы, *3* — щели связи; *4* — стабилизирующий цилиндрический резонатор (показана структура СВЧ поля); *5* — настроечный поршень; *6* — вывод энергии (круглый волновод с волной типа H_{01}); *7* — диафрагма связи

Устройство типичных коаксиальных и волноводных выводов энергии показано на рис. 7.28 и 7.29. Петля вводится обычно в один из резонаторов в области максимума СВЧ магнитного поля. Основная трансформация сопротивления, определяющая величину $Q_{вн}$, осуществляется в зависимости от размеров петли.

Коаксиально-волноводные выводы энергии, жестко скрепляемые с магнетронами, применяются при умеренной мощности в коротко-

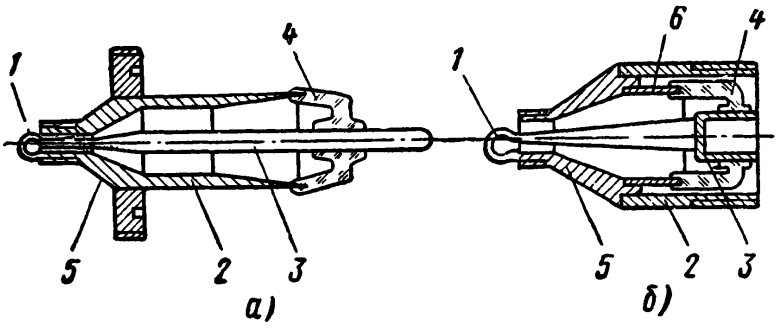


Рис. 7.28. Коаксиальные выводы энергии магнетронов малой и средней мощности 10-*см* диапазона:

1 — петля, *2*, *3* — наружный и внутренний проводники коаксиальной линии; *4* — стекло; *5* — медь; *6* — ковар

волновой части сантиметрового диапазона. При более высоких мощностях, а также при более коротких волнах используют в основном волноводные выводы. Между стандартным прямоугольным волноводом и анодным блоком обычно включается четвертьволновый волноводный трансформатор (рис. 7.29), понижающий сопротивление нагрузки в 100—200 раз. В качестве трансформаторов используются также многоступенчатые четвертьволновые и экспоненциальные переходы.

Катод играет значительно бóльшую роль в работе магнетронов, чем в работе большинства других электронных приборов СВЧ. Длина и диаметр катода необращенного магнетрона имеют пределы ввиду ограничений, накладываемых на высоту анодного блока $l_а$, диаметр анода $d_э$ и отношение $\sigma = \frac{r_к}{r_а}$ (см. §7.6 и 7.8, а). Требования к удельной эмиссии становятся особенно высокими. Если в 10-*см* диапазоне типичная величина эмиссии с катода магнетрона в импульсе составляет 10 *а/см*^{2}, то в 3-*см* диапазоне требуемая плотность тока доходит примерно до 30 *а/см*^{2}. С дальнейшим укорочением волны происходит соответствующий рост требуемой эмиссии.

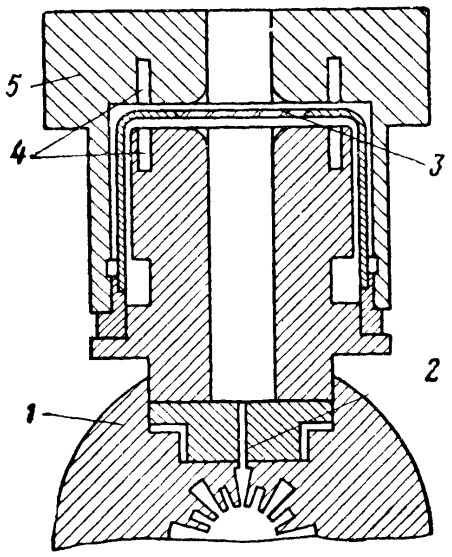


Рис 7.29 Волноводный вывод энергии магнетрона 3-*см* диапазона с одноступенчатым четвертьволновым трансформатором:

1 — анодный блок, *2* — трансформатор, *3* — круглое стеклянное или керамическое окно; *4* — дроссель; *5* — выходной фланец

К катоду магнетрона предъявляется дополнительное требование — способность работать с достаточным сроком службы в условиях значительной обратной бомбардировки. Значительную роль в работе магнетрона играет вторичная электронная эмиссия с катода. В связи с этим к материалу катода предъявляется также требование высокой вторичной эмиссии.

При разработке магнетронов большое значение имеют и другие вопросы, связанные к конструкцией катода и его выводов. На рис. 7.30 схематически показаны два основных варианта конструкции катода с *радиальными* и *аксиальными* выводами. Наиболее удобной является аксиальная конструкция, при которой выводы катода и накала имеют коаксиальное расположение и проходят через отверстие в полюсном наконечнике, входящем непосредственно в вакуумную оболочку прибора.

Несмотря на достигнутые успехи, катод является самым слабым местом современных магнетронов. Основной причиной выхода магнетрона из строя является резкое ухудшение свойств катода, несмотря на то, что все остальные узлы магнетрона, как правило, остаются в полной исправности. Дальнейшее изучение и усовершенствование катодов позволит значительно улучшить основные параметры магнетронов.

В заключение остановимся на особенностях магнитной системы магнетронов. Требующаяся величина магнитной индукции обычно

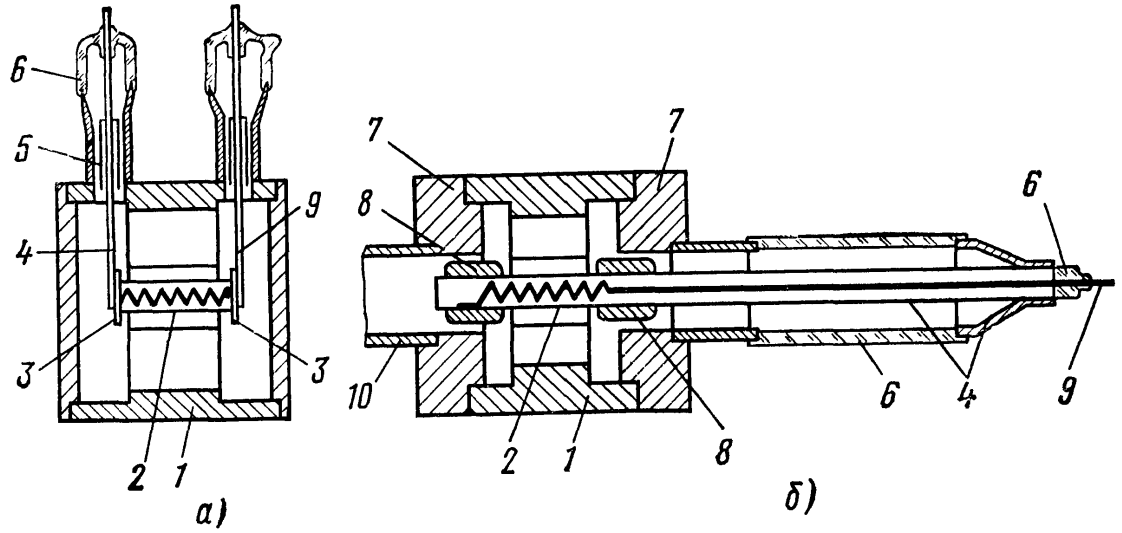


Рис 7.30. Радиальные (*а*) и аксиальные (*б*) выводы катода и накала в магнетронах:

1 — анодный блок; *2* — катод; *3* — концевые диски катода; *4* — вывод катода и накала; *5* — катодный дроссель; *6* — стекло или керамика; *7* — железный полюсный наконечник; *8* — пермендюровый наконечник; *9* — вывод накала; *10* — трубка для откачки

тем больше, чем короче длина волны. Типичные значения B для 10-*см* диапазона составляют 0,12—0,25 *тл*; в 3-*см* диапазоне требуемое магнитное поле имеет уже порядок 0,3—0,5 *тл*. Таким образом, в миллиметровом и тем более в субмиллиметровом диапазонах волн весьма актуальным является снижение требующейся величины магнитного поля. Именно поэтому иногда используются магнетроны, работающие на пространственной гармонике поля, отличного от π-вида.

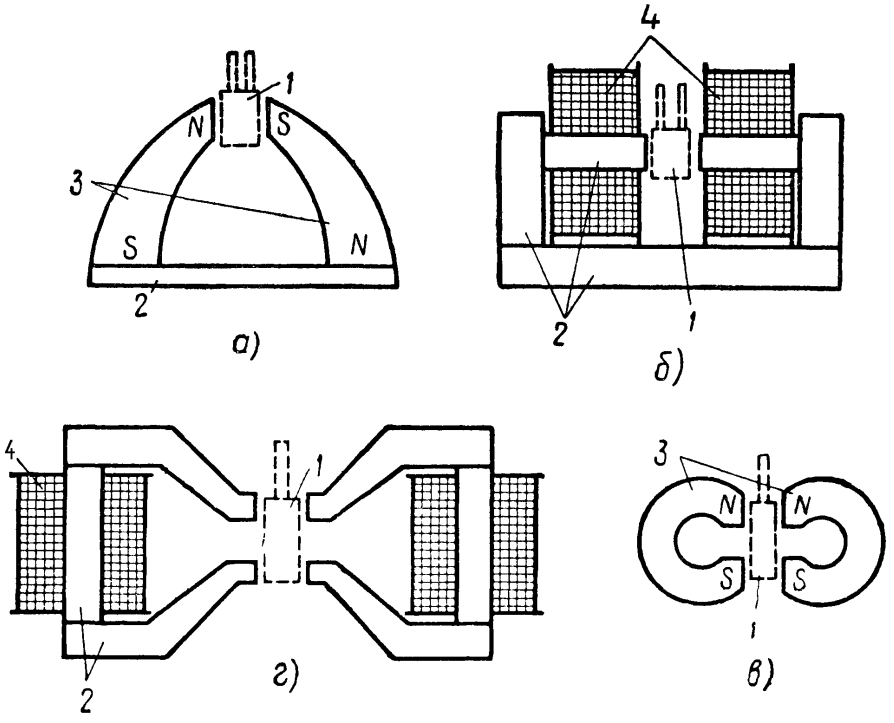


Рис 7 31 Постоянные магниты и электромагниты для магнетронов с радиальными (*а*, *б*) и аксиальными (*в*, *г*) выводами катода:

1 — магнетрон; *2* — магнитная цепь из магнитномягкого материала; *3* — материал с большой коэрцитивной силой; *4* — катушка электромагнита

Из соображений малых габаритов и веса обычно отказываются от электромагнитов и применяют почти исключительно постоянные магниты. В лабораторных условиях при разработке и исследованиях магнетронов, однако, более удобными оказываются электромагниты, позволяющие в широких пределах изменять величину магнитного поля. Форма магнитной цепи электромагнитов и постоянных магнитов выбирается из соображений минимального поля рассеяния Некоторые варианты конструкций изображены на рис. 7.31.

В магнетронах, как и во многих других электронных приборах СВЧ, широкое распространение получила *пакетированная* система, при которой постоянный магнит не является съемным и после заводской сборки служит неотъемлемой частью прибора. В качестве основного материала для постоянных магнитов используются специальные магнитные сплавы — магнико, альнико и др., обладающие большой коэрцитивной силой и большой остаточной индукцией. Расчет и изготовление постоянных магнитов представляют самостоятельную проблему [26].

в. Типичные конструкции и параметры магнетронов

Основное назначение современных импульсных магнетронных генераторов — передатчики радиолокационных станций и других радиотехнических устройств, в том числе линий импульсной связи,

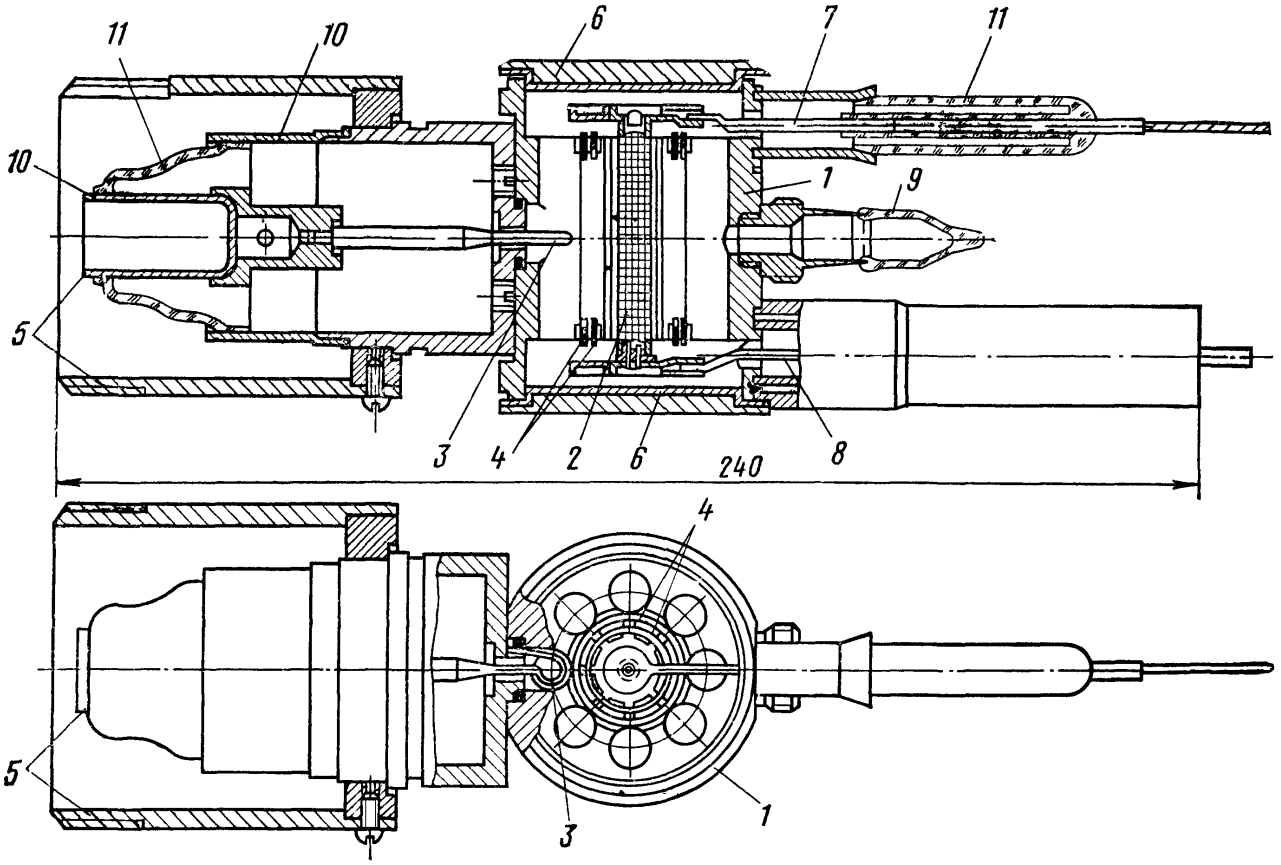


Рис 7 32 Устройство типичного импульсного ненастраиваемого магнетрона 10-*см* диапазона:

1 — анодный блок, *2* — катод, *3* — петля вывода энергии, *4* — двойные кольцевые связки, *5* — коаксиальный вывод энергии, *6* — боковые крышки; *7* — вывод катода и накала *8* — вывод накала *9* — трубка для откачки; *10* — ковар; *11* — стекло

радиотелеметрических систем, маяков и т. п. Магнетроны находят также применение в качестве мощных генераторов, питающих линейные электронные ускорители. Магнетроны непрерывного режима все более широко применяются в установках промышленного и бытового СВЧ нагрева.

Диапазон мощностей импульсных магнетронов составляет от десятков ватт до 10 *Мвт*. Магнетроны непрерывного режима выпуска-

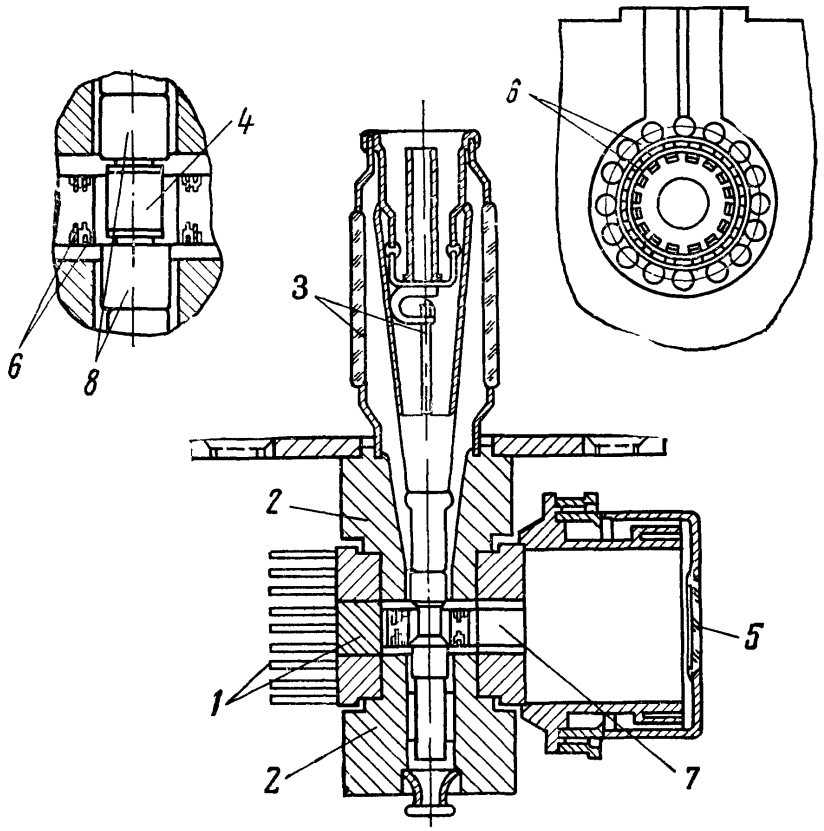


Рис 7 33 Устройство типичного импульсного магнетрона 3-*см* диапазона (без постоянных магнитов). В более крупном масштабе изображено устройство катода, связок и анодного блока:

1 — анодный блок с радиатором, *2* — полюсный наконечник; *3* — катодная ножка, *4* — катод; *5* — окно вывода энергии; *6* — связки *7* — *H*-образный четвертьволновый трансформатор *8* — пермендюровые наконечники

ются на мощности от долей ватта до нескольких десятков киловатт.

Устройство двух типичных импульсных магнетронов приведено на рис. 7.32 и 7.33. Параметры тех же магнетронов указаны в табл. 7.2 (№ 1 и 2). Параметры типичных коаксиального и обращенного коаксиального магнетронов даны в таблице под № 3 и 4. Внешний вид коаксиального магнетрона показан на рис. 7.34.

Типичные параметры магнетрона непрерывного режима, предназначаемого для СВЧ печей, приведены в табл. 7.2 под № 5.

В конце таблицы 7 2 указаны параметры маломощного магнетрона непрерывного режима — *митрона*, отличительной особенностью которого является весьма широкий диапазон электронной настройки Устройство митрона и схема его включения представлены на рис 7.35 В этом приборе катод вынесен из пространства взаимодействия и расположен вдоль оси на одном из торцов Катод окружен коническим дополнительным анодом — управляющим электродом,

образующим вместе с катодом магнетронную пушку типа Кайно—Тейлора Вместо катода внутри резонаторной системы расположен цилиндрический неэмиттирующий отрицательный электрод («холодный катод»), создающий в пространстве взаимодействия постоянное радиальное электрическое поле, как в обычном магнетроне

Электронный поток, имеющий вид полой трубки, инжектируется в пространство взаимодействия митрона и взаимодействует с полем π-вида колебаний. При U_{a1} = const (см. рис. 7 35) постоянное анодное напряжение U_a практически не влияет на величину анодного тока, что позволяет использовать в «чистом виде» явление электронной настройки магнетронов Для реализации широкого диапазона электронной настройки нагруженная добротность резонаторной си-

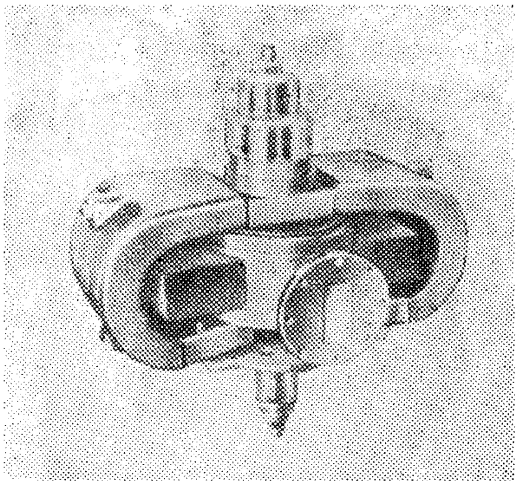


Рис 7 34. Внешний вид импульсного пакетированного коаксиального магнетрона 3-*см* диапазона

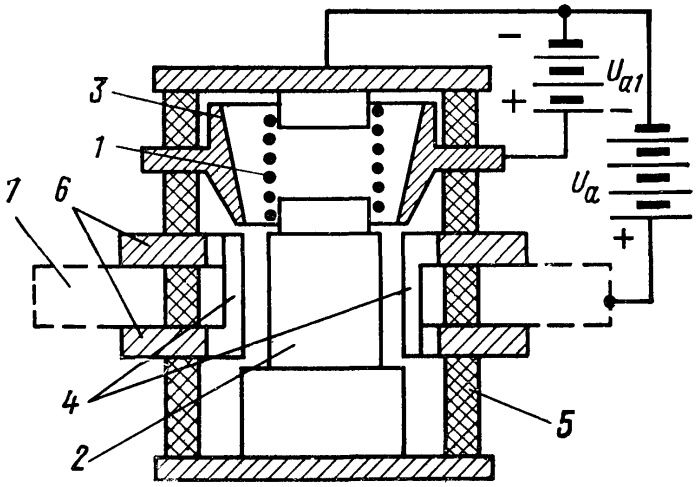


Рис. 7.35. Устройство магнетрона, настраиваемого напряжением:

1 — накаленный катод; *2* — отрицательный электрод; *3* — конический управляющий электрод; *4* — анодные ламели (система встречных штырей); *5* — керамика; *6* — анодные кольца для включения внешней части резонатора; *7* — наружный резонатор

стемы снижается до 2—10. В митроне, изображенном на рис. 7.35, использована встречно-штыревая система, соединяемая двумя металлическими кольцами с внешним низкодобротным резонатором.

С помощью митронов получают диапазон электронной настройки, доходящий до одной октавы при малой генерируемой мощности. При B = const частота колебаний изменяется линейно в зависимости от величины U_a; зависимость $\nu_{ген} = f(U_a)$ хорошо описывается уравнением (7.37). Таким образом, митроны могут успешно конкурировать с лампами обратной волны типа О. Дополнительным преимуществом магнетронов, настраиваемых напряжением, является высокий к. п. д., составляющий от 25—30% до 70% (при сужении диапазона электронной настройки до 10—20% от средней частоты).

§ 7.9. ИМПУЛЬСНЫЙ РЕЖИМ МАГНЕТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Магнетроны широко используются в импульсном и кодово-импульсном режимах Типичная длительность импульса составляет примерно 1 *мксек* при частоте повторения от нескольких сотен до нескольких тысяч импульсов в секунду.

Для генерирования коротких прямоугольных импульсов используются импульсные модуляторы, простейшие схемы которых изображены на рис. 7.36, *а* и 7.36, *б* Действие модуляторов* основано на накоплении энергии от источника высокого постоянного напряжения и на периодической разрядке накопителя

* Аналогичные импульсные модуляторы используются для питания мощных клистронов и ЛБВ, рассмотренных в гл 5 и 6.

Таблица 7.2

Параметры типичных магнетронов

№ п. п.	Тип магнетрона	Рабочий диапазон частот, *Ггц*	Максимальная генерируемая мощность, *квт*	U_a, *кв*	I_a, *а*	*B*, *тл*	$\eta_{полн}$, %	Степень затягивания частоты, *Мгц*	Число и тип резонаторов	Разделение частот, %	Максимальная длительность импульса, *мксек*
1	Импульсный ненастраиваемый магнетрон 10-*см* диапазона (рис. 7.32)	2,72—2,89 (серия магнетронов)	1100	27	65	0,29	63	10	8 (щель-отверстие)	10	1
2	Импульсный пакетированный ненастраиваемый магнетрон 3-*см* диапазона (рис. 7.33)	9,375	280	22	27	0,56	36	13,5	16 (щель отверстие)	14	2
3	Импульсный пакетированный коаксиальный магнетрон 3-*см* диапазона (рис. 7.34)	9,375	1500	33	83	—	50	5	40 (лопаточный)	16	1
4	Импульсный обращенный коаксиальный магнетрон 8-*мм* диапазона	33,5—35,5	100	22	21	—	22	—	120 (лопаточный)	—	2
5	Магнетрон непрерывного генерирования для промышленного и бытового нагрева	2,45	2,5	5	0,85	0,15	60	—	—	—	—
6	Металло-керамический магнетрон непрерывного режима 10-*см* диапазона, перестраиваемый напряжением (рис. 7.35)	2,5—4,1	0,002	1,3 при частоте 3 *Ггц*	0,01	0,25	—	12	—	—	—

через нагрузку — магнетрон или первичную обмотку импульсного трансформатора, на выходе которого включен магнетрон. Коммутация осуществляется с помощью импульсного тиратрона или модуляторного тетрода, играющего роль ключа

При использовании импульсного тиратрона длительность и форма импульса определяются накопителем, роль которого играет искусственная линия, состоящая, например, из 4 — 6 звеньев L_0 и C_0 При каждом импульсе в схеме, изображенной на рис 7.36, *а*, происходит *полная разрядка* накопителя. Схема, показанная на рис. 7.36, *б*, основана на *частичной разрядке* накопителя — емкости *С*. Импульсный трансформатор, имеющийся на рис 7.36, *а*, не только повышает напряжение и изменяет полярность импульса, но и обеспечивает трансформацию сравнительно высокого внутреннего сопротивления магнетрона по постоянному току (500—1000 *ом*) до величины порядка нескольких десятков омов, необходимой для согласования с искусственной линией.

Длительность импульса не может выбираться произвольно и **лежит** в довольно узких пределах, определяемых, с одной стороны, временем установления

колебаний в магнетроне и, с другой стороны, искрением, спадом эмиссии катода и перескоком на другие виды колебаний Для большинства магнетронов сантиметрового диапазона максимальная длительность импульса ограничена 2—5 *мксек* Минимальная продолжительность импульса имеет обычно порядок 0,1 *мксек*

Не следует думать, что качество импульсного модулятора тем выше и работа магнетрона тем лучше, чем выше крутизна фронтов импульса анодного напряжения, т. е чем больше форма импульса приближается к идеальному прямоугольнику. Желательно иметь такую скорость нарастания анодного напряжения, чтобы

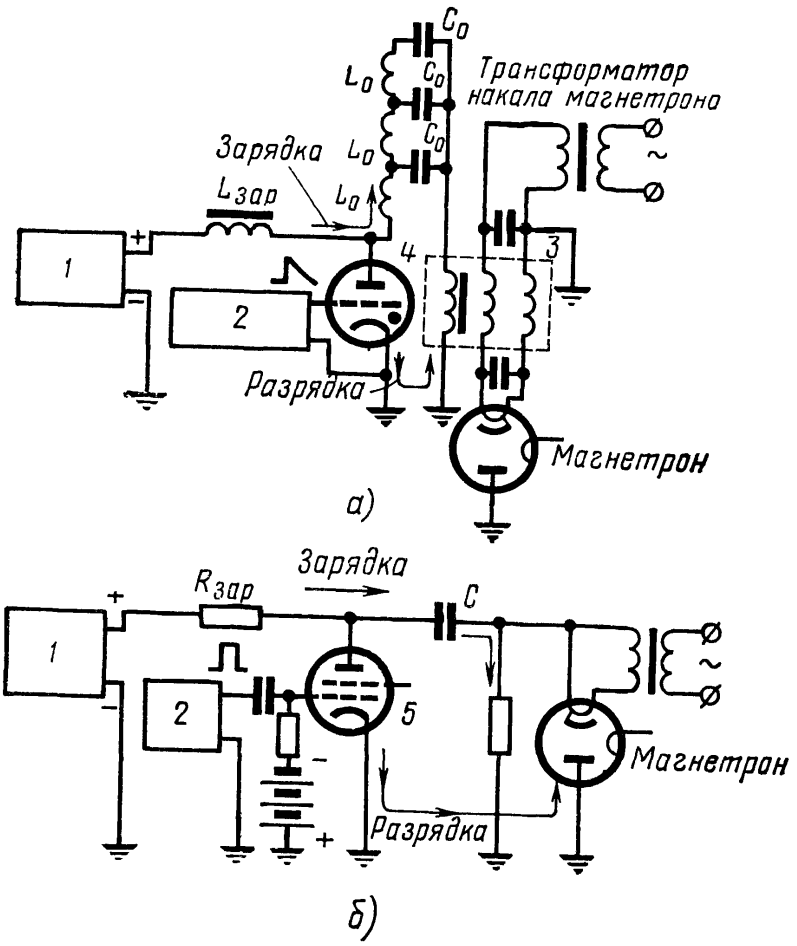


Рис. 7.36. Упрощенные схемы импульсных модуляторов с полной (*а*) и с частичной (*б*) разрядкой накопителя Стрелками показано направление токов при зарядке и разрядке:
1 — источник высокого напряжения; *2* — импульсный задающий генератор, *3* — импульсный трансформатор; *4* — импульсный тиратрон; *5* — модулярный тетрод

успел установиться основной рабочий вид колебаний, но возможно быстрее была пройдена область напряжений, где могут возбуждаться нежелательные виды колебаний. Если же скорость изменения напряжения в области порогового напряжения π-вида слишком велика, то он может не возбудиться Магнетрон может дать «пропуск» колебаний или возбудиться на одном из высоковольтных видов, лежащих в верхней части графика Хартри. С учетом этих явлений скорость нарастания напряжения на фронте переднего импульса вблизи порогового напряжения π-вида обычно не должна превышать 100—200 *кв/мксек*

Следует отметить, что ухудшение формы высокочастотного импульса (и спектра генерируемых частот) может быть обусловлено не только плохим качеством магнетрона и импульсного модулятора, но и недостаточно хорошим согласованием выходного СВЧ тракта Условия работы магнетрона значительно облегчаются при использовании ферритового вентиля (изолятора) или циркулятора.

§ 7.10. ЛАМПЫ ПРЯМОЙ И ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ М-ТИПА

а. Общие принципы

Магнетроны, рассматривавшиеся в § 7.1—7.8, являются автогенераторами. Наряду со многими преимуществами радиопередающих устройств СВЧ, на выходе которых непосредственно расположен мощный автогенератор — магнетрон, им присущ и ряд недостатков. Во многих случаях необходимо переходить к цепочке, состоящей из маломощного стабилизированного задающего генератора, одного или нескольких промежуточных усилителей и оконечного мощного усилителя. Особенно возросла роль таких цепочек в связи с применением когерентных методов радиолокации, а также созданием систем с управляемыми фазированными антенными решетками.

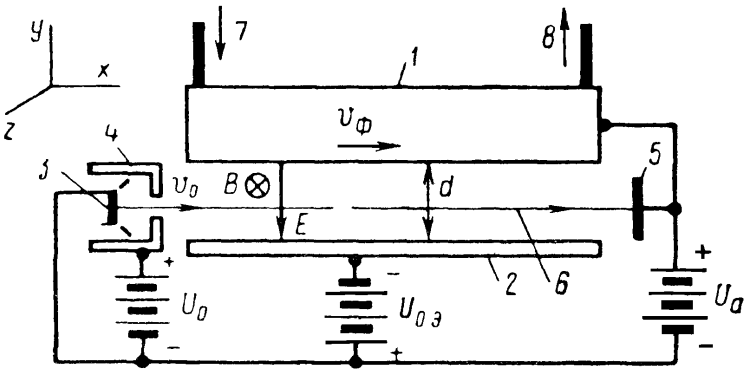


Рис. 7.37 Принципиальная схема ЛБВ типа М:

1 — замедляющая структура, *2* — отрицательный электрод; *3* — катод; *4* — ускоряющий электрод и магнитный экран; *5* — коллектор; *6* — электронный поток; *7*, *8* — вход и выход

Самовозбуждение в магнетронном генераторе обусловлено положительной обратной связью, существующей ввиду замкнутой (кольцеобразной) конфигурации резонаторной системы и электронного потока. Поэтому для полного устранения обоих видов обратной связи и превращения магнетронного генератора в нерезонансный магнетронный усилитель следует «разорвать» замедляющую систему и электронный поток и расположить на противоположных концах системы устройства для ввода и вывода СВЧ сигнала.

Рассмотрим усилительную лампу бегущей волны *М*-типа (ЛБВ *М*), схематически изображенную на рис. 7.37. Высокочастотная цепь этой лампы состоит из плоской замедляющей системы и расположенной параллельно ей металлической пластины, между которыми с помощью источников постоянных напряжений $U_{0э}$ и U_a создано постоянное поперечное электрическое поле. Промежуток между этими электродами шириною d играет роль пространства взаимодействия, где должно происходить преобразование энергии электронов в энергию СВЧ колебаний. Перпендикулярно плоскости чертежа (см. рис. 7.37) на лампу наложено постоянное магнитное поле. Таким образом, электроны двигаются в пространстве взаимодействия в постоянных скрещенных электрическом и магнитном полях, как в обычном магнетронном генераторе.

Предположим сначала для простоты, что инжекция электронов производится параллельно оси замедляющей системы с помощью обычной электронной пушки, вынесенной из пространства взаимодействия и имеющей магнитный экран, как показано на рис. 7.37. Начальная

скорость электронов v_0 при влете в пространство взаимодействия определяется постоянным ускоряющим напряжением U_0:

$$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}.$$

Нижняя пластина находится под отрицательным потенциалом по отношению к катоду и к замедляющей системе. Эту пластину принято называть *отрицательным электродом*; иногда используют также менее удачное название «холодный катод», как в митроне, рассмотренном в § 7.8, в.

Для объяснения движения электронов в приборе, изображенном на рис. 7.37, обратимся снова к общим уравнениям движения электронов в скрещенных статических полях (§ 7.2, б). В данном случае электроны поступают в пространство взаимодействия со скоростью v_0, отличной от нуля, в точке, не совпадающей с положением отрицательного электрода. Уравнения (7.12) и (7.13), соответствующие этим условиям, указывают на трохоидальный характер движения электронов.

Интересен случай, когда трохоидальная траектория электрона вырождается в прямолинейную траекторию, параллельную поверхностям электродов. В самом деле, правая часть (7.12) обращается в нуль при

$$1 - \frac{B}{E} v_{x0} = 0; \tag{7.47}$$

$$v_{y0} = 0. \tag{7.48}$$

При тех же условиях становятся равными нулю последние два члена в уравнении (7.13). Уравнения движения электрона приобретают при этом простейший вид

$$y = y_0; \quad x = x_0 + \frac{E}{B} t, \tag{7.49}$$

где E — напряженность постоянного электрического поля в пространстве взаимодействия, которая при пренебрежении пространственным зарядом равна

$$E = \frac{U_a + |U_{оэ}|}{d}. \tag{7.50}$$

Источники напряжений U_a и $U_{оэ}$ обозначены на рис. 7.37.

Скорость движения электронов в направлении оси x вдоль замедляющей системы в соответствии с (7.49) составляет

$$\frac{dx}{dt} = \frac{E}{B} = v_ц, \tag{7.51}$$

т. е. в точности равна скорости центра катящегося круга, описывающего циклоиду в обычном магнетроне. Для наглядности можно представить, что точка, описывающая траекторию электрона, совмещается с центром круга, рассматривавшегося на рис. 7.3. С физической точки

зрения прямолинейное движение электрона получается за счет того, что поперечная сила, действующая на электроны со стороны электрического поля, полностью уравновешивается противоположно направленной лоренцевой силой со стороны магнитного поля.

С учетом (7.51) условие (7.47), определяющее прямолинейный характер движения электрона, может быть переписано в виде

$$v_{x0} = v_{ц}. \qquad (7.52)$$

Поскольку начальная скорость зависит от ускоряющего напряжения U_0, наложенного на электронную пушку, условие (7.52) с учетом (7.50) дает:

$$\sqrt{\frac{2e}{m}U_0} = \frac{U_a + |U_{оэ}|}{Bd}. \qquad (7.53)$$

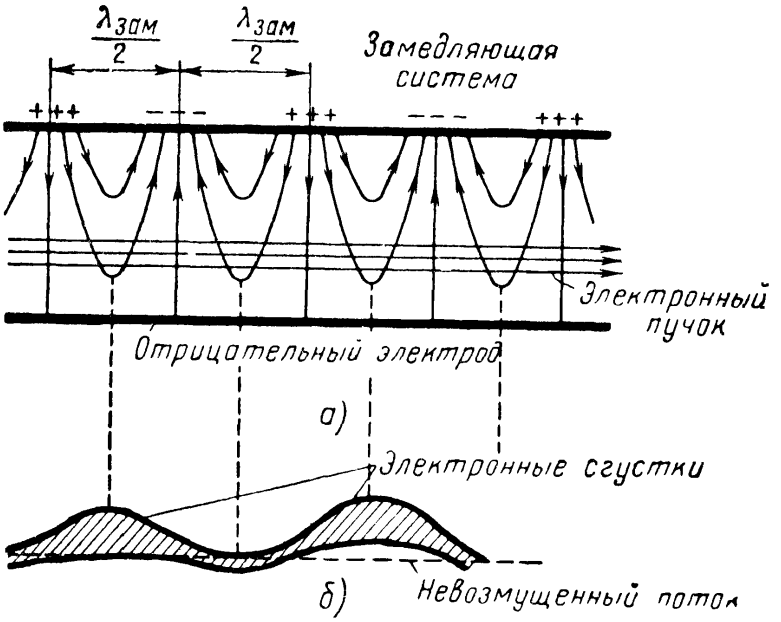


Рис 7.38 Структура поля бегущей волны и образование сгустков в электронном пучке магнетронного усилителя

Уравнение (7.53) связывает ускоряющее напряжение на электронной пушке U_0 с двумя другими постоянными напряжениями U_a и $U_{оэ}$, приложенными к электродам на рис. 7.37, и с индукцией постоянного магнитного поля B. Таким образом, при правильно подобранных постоянных напряжениях движение электрона в пучке в отсутствие высокочастотного сигнала внешне не отличается от движения электронов в лампе бегущей волны типа O. Электронный луч проходит вдоль замедляющей системы и целиком попадает на коллектор.

Рассмотрим теперь, что произойдет при подаче СВЧ сигнала на вход замедляющей системы. Электрическое поле волны, бегущей по замедляющей системе, имеет продольную и поперечную составляющие (рис. 7.38, *а*). В ЛБВ типа O благодаря присутствию сильного продольного магнитного поля роль поперечной составляющей высокочастотного поля обычно мала. Иначе обстоит дело в приборах M-типа. При синхронизме электронов и волны радиальное высокочастотное поле вычитается или складывается с постоянным электрическим полем, существующим между замедляющей системой и отрицательным электродом. В результате этого электроны начинают двигаться медленнее или быстрее волны и образуют сгустки в областях максимального тормозящего высокочастотного поля.

Тормозящее тангенциальное поле, как и в обычном магнетронном генераторе (см. рис. 7.14 и 7.15), обусловливает наклон суммарного электрического поля по отношению к электродам лампы. Таким образом, качение круга, центр которого описывает траекторию электро-

на, начинает происходить по наклоненной вверх плоскости. Электроны, входящие в состав сгустков, начинают постепенно приближаться к верхнему электроду, находящемуся под более высоким постоянным потенциалом. Электронные сгустки приобретают вид, показанный на рис. 7.38, *б*. Формирование сгустков в отличие от приборов *О*-типа не сопровождается увеличением плотности пространственного заряда, а происходит в основном за счет перераспределения его в пространстве взаимодействия, т. е. изменения границ электронного пучка.

Рассмотренные процессы очень сходны с процессом формирования спиц в пространстве взаимодействия магнетронного генератора. Средняя скорость электронов v_0 при взаимодействии с волной остается неизменной. Постепенно поднимаясь к аноду (замедляющей системе), электроны теряют потенциальную энергию, которую они имеют в поле, созданном между анодом и отрицательным электродом. При достаточно большой длине системы электроны попадают не на коллектор, а на замедляющую систему, рассеивая на ней кинетическую энергию, которую они получили от источника ускоряющего напряжения U_0.

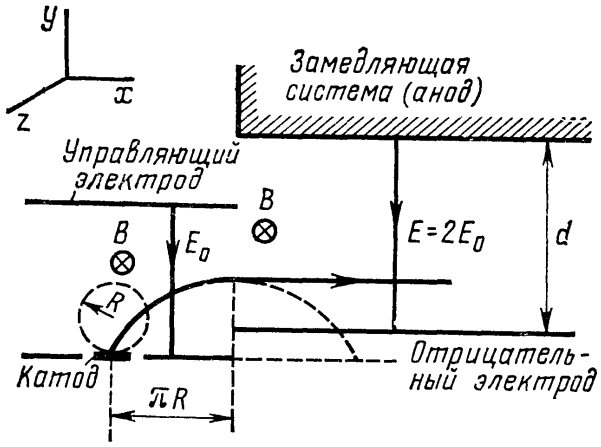


Рис 7 39 Получение прямолинейного электронного потока в приборах *М*-типа с помощью системы типа короткой оптики

Таким образом, в сравнении с лампами типа *О* механизм усилителя *М*-типа обладает двумя существенными особенностями:

1) наиболее благоприятное взаимодействие электронов с бегущей волной в режиме малых амплитуд и передача энергии от электронов к полю в усилителях типа *М* происходят при точном равенстве средней скорости электронов v_0 и фазовой скорости волны $v_ф$. Напротив, для передачи энергии от электронов к полю в ЛБВ типа *О* требуется, чтобы электроны двигались немного быстрее волны;

2) в ЛБВ типа *О* электроны передают полю только избыточную *кинетическую* энергию, соответствующую разности скоростей электронов и волны. К. п. д. ограничен допустимой разностью указанных скоростей. Энергия, передаваемая полю, черпается от источника ускоряющего напряжения U_0. Наоборот, в магнетронном усилителе кинетическая энергия электронов, приобретенная от источника ускоряющего напряжения, не изменяется. В высокочастотную энергию преобразуется лишь *потенциальная* энергия от источника постоянного напряжения $U_а$ (см. рис. 7.37).

В магнетронном усилителе, изображенном на рис. 7.37, использована экранированная электронная пушка, сходная с обычными пушками приборов типа *О*. Более широкое применение в усилителях типа *М* с инжектированным электронным потоком находят электронно-

оптические системы с поперечным магнитным полем. Простейшим примером таких систем является магнетронная пушка *типа короткой оптики*, схематически изображенная на рис. 7.39. В этом устройстве катод располагается параллельно поверхности отрицательного электрода; над катодом размещается первый анод (управляющий электрод). Вся пушка находится в поперечном постоянном магнитном поле, как и пространство взаимодействия рассматриваемого прибора.

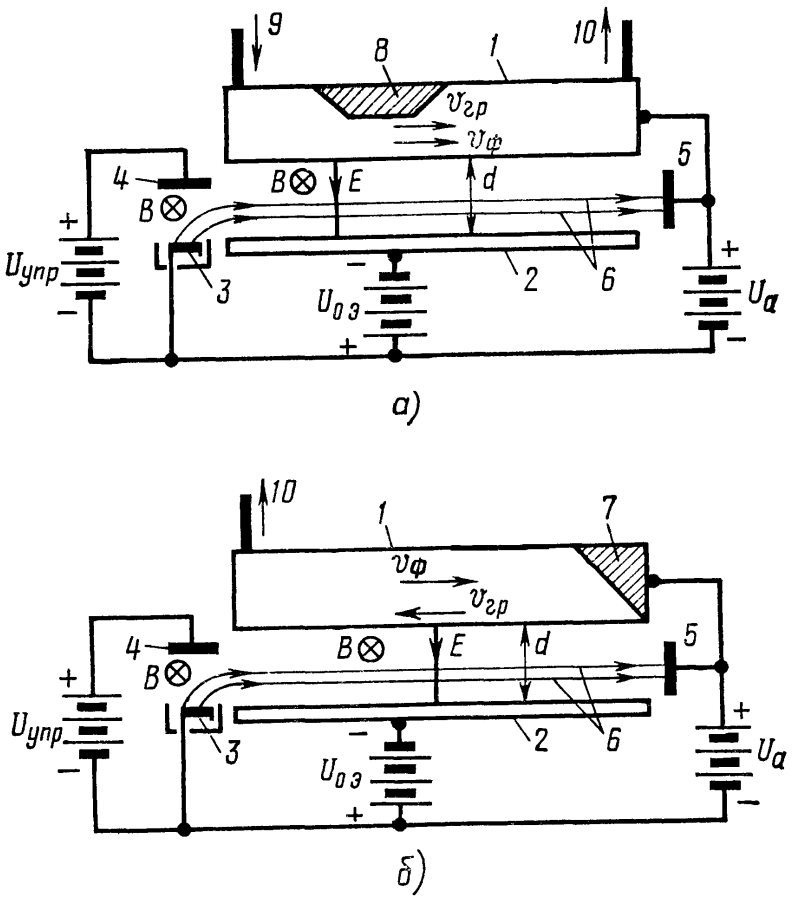


Рис 7.40. Схемы ЛБВ и ЛОВ М с инжектированным потоком:

1 — замедляющая система *2* — отрицательный электрод, *3* — катод; *4* — управляющий электрод, *5* — коллектор; *6* — электронный поток; *7* — согласованная нагрузка; *8* — поглощающая вставка; *9* — вход, *10* — выход

Электроны, эмиттированные катодом, двигаются сначала по циклоидальной траектории, как в обычном магнетронном генераторе (рис. 7.39). Подбирая расстояние от катода до входа в пространство взаимодействия, можно вводить электроны в пространство взаимодействия как раз с вершины циклоиды, где отсутствует поперечная составляющая скорости v_y. Если отвлечься от неоднородности поля в переходной области, то в соответствии с (7.48) дальнейшее движение электрона может происходить по прямолинейной траектории. Это изменение в движении электрона с учетом (7.52) можно характеризовать переходом с окружности катящегося круга радиуса R в центр другого катящегося круга, скорость движения которого в два раза больше, чем в области пушки. Для этого при $B = \text{const}$ напряженность постоянного электрического поля E_0 в области пуш-

ки должна быть ровно в два раза меньше, чем напряженность E в пространстве взаимодействия. Расстояние от точки вылета электрона из катода до входа в пространство взаимодействия должно составлять πR.

При конечной протяженности катода в направлении оси x траектории электронов приобретают трохоидальный характер. Во избежание этого катод должен иметь вид узкой ленты, как показано на рис. 7.39.

Схема устройства усилительной лампы прямой волны M-типа (магнетронного усилителя) с короткой оптикой приведена на рис. 7.40, *а*. Похожее устройство могут иметь и лампы обратной волны M-типа, как показано на рис. 7.40, *б* на примере генераторной ЛОВ. На коллекторном конце замедляющей системы здесь, как и в приборах типа O, располагается согласованная нагрузка.

б. Коэффициент полезного действия ЛОВ и ЛБВ типа М

Рассмотрим максимальный электронный к. п. д. усилителя и генератора M-типа, схемы которых приведены на рис. 7.40. Воспользуемся, как и в случае магнетронов, энергетическим методом расчета. Если циклоидальное движение электронов отсутствует, то энергия, рассеиваемая одним электроном на замедляющей системе или на коллекторе, равна

$$W_{\text{расс}} = \frac{m v_{\text{ц}}^2}{2}.$$

Через $v_{\text{ц}}$ здесь, как и в предыдущих расчетах, обозначена скорость электронов, соответствующая движению центра катящегося круга в пространстве взаимодействия, равная $\frac{E}{B}$. Эту скорость можно характеризовать эквивалентным постоянным напряжением U_0, наложенным на ускоряющий электрод в пушке обычного типа (см., например, рис. 7.37). Величина U_0 связана со скоростью $v_{\text{ц}}$ очевидным соотношением

$$U_0 = \frac{m v_{\text{ц}}^2}{2e}. \tag{7.54}$$

Энергия, рассеиваемая одним электроном на замедляющей системе, может быть при этом записана в виде $W_{\text{расс}} = eU_0$. С другой стороны, максимальная потенциальная энергия электрона по отношению к замедляющей системе составляет $W_{\text{п}} = eU_{\text{а}}$, где $U_{\text{а}}$ — постоянное напряжение, приложенное между катодом и замедляющей системой. Следовательно, электрон, попавший в присутствии СВЧ сигнала на замедляющую систему, должен отдать полю энергию ΔW, равную

$$\Delta W = W_{\text{п}} - W_{\text{расс}} = e(U_{\text{а}} - U_0).$$

Отсюда может быть определен к. п. д. рассматриваемого одиночного электрона:

$$\eta_{\text{эл}} = \frac{\Delta W}{W_{\text{п}}} = 1 - \frac{U_0}{U_{\text{а}}}. \tag{7.55}$$

Чем больше расстояние между поверхностью замедляющей системы и уровнем встрела электронного потока при неизменном расстоянии d (см. рис. 7.37 и 7.40), тем больше запас потенциальной энергии электронов и тем выше в принципе электронный к. п. д.

Напряжение U_0, входящее в (7.55), находится в тесной связи с коэффициентом замедления волны в рассматриваемой системе. В самом деле, в условиях фазового синхронизма скорость электрона должна быть равна фазовой скорости прямой или обратной волны $v_ф$. Подставляя величину $v_ф$ в (7.54) и используя (7.55), получаем:

$$\eta_{эл} = 1 - \frac{25{,}6 \cdot 10^4}{U_a} \left(\frac{v_ф}{c} \right)^2. \qquad (7.56)$$

Уравнение (7.56) показывает, что чем больше коэффициент замедления волны $\frac{c}{v_ф}$ и чем выше анодное напряжение U_a, тем выше электронный к. п. д. приборов магнетронного типа. Принципиальных ограничений здесь, как и в случае магнетронов типа бегущей волны, не существует. Следует помнить, однако, что с увеличением напряжения U_a должна соответственно повышаться индукция постоянного магнитного поля B, чтобы поддерживать неизменной скорость катящегося круга.

Если электроны совершают на прямолинейное, а трохоидальное движение, то электронный к. п. д. прибора снижается. Это обусловлено тем, что максимальная энергия, рассеиваемая электронами при ударе о замедляющую систему, тем выше, чем больше расстояние r от центра катящегося круга. Рассмотрим для примера случай, когда электроны эмиттируются не вынесенным катодом, а всей поверхностью отрицательного электрода. Если начальная скорость электронов равна нулю, то движение электронов происходит по циклоиде, как в обычном магнетронном генераторе. Скорость электронов в вершине циклоиды в два раза превосходит скорость центра круга. Рассеиваемая энергия в четыре раза больше, чем при прямолинейном движении электронов. Электронный к. п. д. магнетронного усилителя или генератора в этом случае равен

$$\eta_{эл} = 1 - \frac{4U_0}{U_a}. \qquad (7.57)$$

При трохоидальных траекториях, занимающих промежуточное положение между прямолинейной и циклоидальной траекториями, электронный к. п. д. ЛБВ и ЛОВ типа M может быть описан уравнением

$$\eta_{эл} = 1 - k\frac{U_0}{U_a}, \qquad (7.58)$$

где k — коэффициент, лежащий в пределах $4 \geqslant k \geqslant 1$. Напомним, что через U_0 обозначено воображаемое напряжение, соответствующее средней скорости электронов $v_ц$. Соотношения (7.55) и (7.58) по смыслу близки к уравнению (7.41), описывающему электронный к. п. д. магнетронного генератора.

В случае прямолинейных траекторий электронов к. п. д. магнетронного усилителя или ЛОВ *М* может быть теоретически выше, чем к. п. д. аналогичного магнетронного генератора. Однако к катоду и электронно-оптической системе приборов *М*-типа с инжектированным электронным потоком предъявляются специфические требования, более жесткие, чем в случае обычных магнетронов. Поэтому реализовать весьма высокие значения к. п. д. в таких приборах обычно не удается. Опыт показывает, что полный к. п. д. мощных приборов *М*-типа, имеющих инжектированный электронный поток, составляет 40—50%. Таким образом, по величине к. п. д. эти приборы близки к современным магнетронным генераторам.

в. Особенности электронной настройки ламп обратной волны типа М

Принципы электронной настройки ЛОВ типа *О*, рассмотренные в § 6.6, применимы также и к лампам обратной волны магнетронного типа. Остановимся лишь на одной из особенностей, определяющей зависимость частоты генерируемых колебаний от питающего постоянного напряжения.

Скорость электронов в пространстве взаимодействия ЛОВ типа *М* равна $\frac{E}{B}$. Поскольку напряженность поля E пропорциональна постоянному напряжению U_a (см. рис. 7.40, *б*), скорость электронов оказывается линейно связанной с анодным напряжением. Напомним, что в лампах типа *О* скорость электронов пропорциональна квадратному корню из постоянного ускоряющего напряжения.

Предположим для простоты линейный закон дисперсионной характеристики замедляющей системы, т. е. зависимости фазовой скорости первой обратной гармоники от частоты $(v_ф)_{-1} = f(\nu)$. Тогда электронная настройка лампы типа *М*, определяемая синхронизмом электронов и первой обратной пространственной гармоники, также должна иметь линейный характер:

$$\nu = k_1 U_a.$$

Через k_1 обозначен коэффициент пропорциональности, зависящий от геометрических размеров периодической замедляющей системы и от индукции постоянного магнитного поля.

В случае ламп типа *О* при тех же условиях справедливо соотношение

$$\nu = k_2 \sqrt{U_0}.$$

Таким образом, лампы обратной волны со скрещенными полями не только обладают более высоким к. п. д. в сравнении с лампами типа *О*, но и позволяют получить более широкий диапазон электронной настройки при одном и том же изменении постоянного напряжения. Следует отметить, однако, что ЛОВ *М*, как и ЛОВ *О* и митронам, присущ общий недостаток: для изменения частоты генериру-

емых колебаний необходимо изменять напряжение на электроде, в цепи которого проходит значительный ток. Этот недостаток особенно бросается в глаза в сравнении, например, с отражательными клистронами, не требующими затраты мощности при изменении напряжения на отражателе.

На рис. 7.41 схематически изображено устройство генераторной ЛОВ типа М с замедляющей системой типа встречных штырей, свернутой для удобства в незамкнутое кольцо. В таком виде ЛОВ типа *М* приобретает еще большее внешнее сходство с магнетронными генераторами. Однако, как видно из рис. 7.41, электронный поток и замедляющая система ЛОВ являются *незамкнутыми*. На коллекторном конце замедляющей системы расположена согласованная нагрузка, роль которой обычно выполняет поглощающий состав, нанесенный на штыри замедляющей системы.

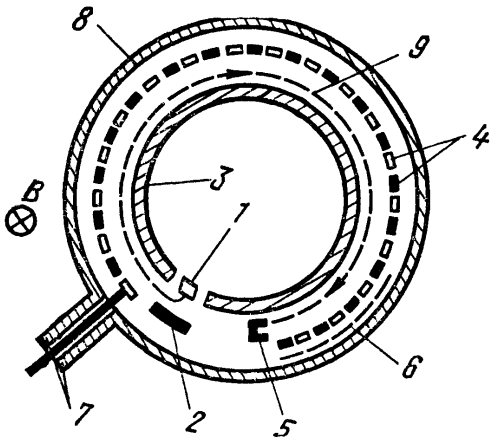


Рис 7.41 Схема генераторной ЛОВ *М*-типа с цилиндрической замедляющей системой типа встречных штырей:

1 — катод; *2* — управляющий электрод; *3* — отрицательный электрод; *4* — штыри замедляющей системы, *5* — коллектор, *6* — поглотитель; *7* — коаксиальный вывод энергии, *8* — металлическая вакуумная оболочка; *9* — электронный поток

Типичные параметры генераторной ЛОВ *М*-типа непрерывного режима, используемой в системах радиопротиводействия, приведены в табл. 7.3 под № 1. Лампа имеет выходную мощность порядка нескольких сотен ватт и позволяет работать без какой-либо механической настройки в диапазоне частот, превышающем 20% от средней частоты. Существуют образцы ламп обратной волны типа *М*, имеющих в непрерывном режиме выходную мощность порядка нескольких киловатт. Лампы обратной волны *М*-типа, рассчитанные для работы в импульсном режиме, позволяют получать мощности от сотен киловатт до нескольких мегаватт.

Представляют некоторый интерес ЛОВ типа *М*, работающие в режиме *синхронизированной генерации*. Эти лампы имеют ввод СВЧ сигнала, расположенный со стороны коллектора. Вывод энергии осуществляется по-прежнему с конца замедляющей системы, обращенного к инжекторной пушке. Слабый СВЧ сигнал, подаваемый на вход с частотой, близкой к частоте собственной генерации, обеспечивает захват (синхронизацию) колебаний, генерируемых ЛОВ, в мгновенной полосе частот порядка 0,5—1,0%.

Синхронизированную ЛОВ *М* можно рассматривать как узкополосный усилитель, воспроизводящий частоту и фазу входного сигнала в полосе синхронизации. Параметры типичного синхронизированного генератора приведены в табл. 7.3 под № 2. Коэффициент усиления определяется в данном случае по уравнению (3.32), где роль мощности $P_{вх}$ играет мощность входного синхронизирующего сигнала.

г. Коэффициент усиления ЛБВ типа М

Для расчета коэффициента усиления усилителей с инжектированным электронным потоком, изображенных на рис. 7 37 и 7.40, *а**, может быть использована линейная теория, сходная с теорией ЛБВ *О*-типа Особенностью расчета усилителей *М*-типа является учет двухмерного характера движения электронов в пространстве взаимодействия и отдачи потенциальной энергии электронов при смещении их относительно оси невозмущенного электронного потока

В случае бесконечно тонкого прямолинейного электронного пучка, пренебрегая действием пространственного заряда, в режиме малых амплитуд можно получить следующее выражение для коэффициента усиления ЛБВ типа *М*:

$$K = A + BDN \ [дб]. \qquad (7.59)$$

Через N, как и в случае ЛБВ *О*-типа, обозначено количество замедленных длин волн, укладывающихся вдоль оси замедляющей системы; D — параметр усиления, в некоторой степени аналогичный параметру C в теории ЛБВ *О*-типа (см. § 6.2), равный

$$D = \sqrt{\frac{I_0 R_{св}}{E}\,\beta_{эл}\,\mathrm{cth}\,\beta_{эл} d_0},$$

где E — напряженность постоянного электрического поля, определяемая уравнением (7.50); d_0 — координата встрела электронного пучка относительно отрицательного электрода; $R_{св}$ и $\beta_{эл}$ — соответственно сопротивление связи на уровне невозмущенного электронного потока и постоянная распространения электронного потока, равная $\frac{\omega}{v_0}$

Параметр начальных потерь A и коэффициент B в уравнении (7.59) в режиме синхронизма оказываются равными

$$A = -6 \ дб; \quad B = 54{,}6 \ дб.$$

При реально осуществимых значениях $R_{св}$, I_0 и E величина D имеет порядок 0,02—0,2. Таким образом, при $N \approx 10$—20 коэффициент усиления по уравнению (7 59) может достигать 30—50 *дб* и более. В сочетании с широкополосностью, присущей лампам бегущей волны, и высоким к. п. д , обсуждавшимся в § 7 10, б, такие усилители могли бы иметь преимущества в сравнении со многими усилителями типа *О*.

В действительности, однако, между к. п. д. и коэффициентом усиления ЛБВ *М* существует противоречие, обусловленное тем, что для достижения высокого к. п. д. необходимо повышать запас потенциальной энергии электронов С этой целью приходится увеличивать расстояние между замедляющей системой и уровнем встрела электронного потока (при неизменном расстоянии между замедляющей системой и отрицательным электродом). Однако напряженность высокочастотного электрического поля резко убывает при удалении от замедляющей системы Поэтому для группирования электронного потока приходится повышать мощность входного СВЧ сигнала, что ограничивает величину достижимого коэффициента усиления.

Существуют и другие ограничения, влияющие на величину коэффициента усиления ЛБВ *М* с инжектированным электронным потоком. Применяя поглотитель, как в ЛБВ *О*-типа (см. рис. 7.40, *а*), или используя двухсекционную (двухкаскадную) конструкцию усилителя, удается довести коэффициент усиления ЛБВ *М* до 20—25 *дб* при к п. д. порядка 40—60% По величине коэффициента усиления такие лампы пока уступают ЛБВ *О*-типа и многорезонаторным клистронам. Однако по ряду других параметров (фазовая стабильность, малые габариты, более низкие питающие напряжения и др.) ЛБВ *М*-типа представляют значительный интерес Дальнейшее развитие этих и родственных им приборов может привести к достижению высоких значений к. п д. в сочетании с большим коэффициентом усиления и широкой рабочей полосой частот

---

* Односекционные усилители *М*-типа с прямой волной с инжектированным прямолинейным электронным потоком иногда называются *биматронами*.

§ 7.11. УСИЛИТЕЛИ М-ТИПА С ЭМИТТИРУЮЩИМ ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОДОМ. ПЛАТИНОТРОНЫ

Лампы прямой и обратной волны *М*-типа, рассмотренные в предыдущем параграфе, имеют электронный поток, инжектируемый в пространство между замедляющей системой и неэмиттирующим отрицательным электродом («холодным катодом»). Существует другой класс магнетронных усилителей, отличающийся тем, что катод расположен непосредственно в пространстве взаимодействия и совмещен с отрицательным электродом, как в обычных магнетронных генераторах. Типичными представителями таких приборов являются *платинотроны*, представляющие собой разновидность ламп обратной волны *М*-типа с эмиттирующим отрицательным электродом.

а. Принцип работы платинотронов

Схема устройства платинотронного усилителя, иногда называемого *амплитроном*, представлена на рис. 7.42.

Основными узлами амплитрона являются цилиндрический анодный блок, сходный с равнорезонаторным блоком магнетронного генератора, и цилиндрический катод. Разделение входа и выхода СВЧ сигнала создается путем разрыва кольцевых связок. С целью устранения самовозбуждения на π-виде, типичного для магнетронных генераторов, платинотрон имеет обычно *нечетное* число резонаторов.

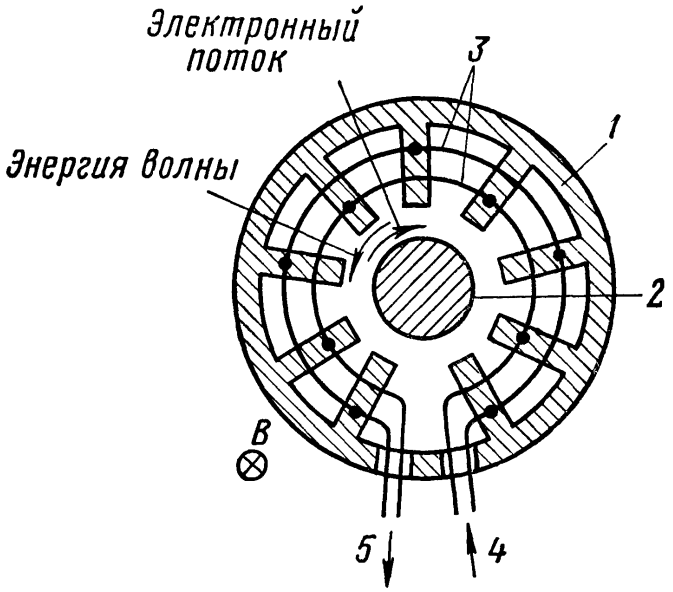


Рис. 7.42. Схема устройства амплитрона (платинотронного усилителя):
1 — анодный блок с резонаторами лопаточного или бугельного типа; *2* — катод; *3* — связки; *4* — вход; *5* — выход

Как и в других приборах *М*-типа, на лампу наложено постоянное магнитное поле $B > B_{кр}$, перпендикулярное плоскости рассматриваемого чертежа. Направление магнитного поля выбирается таким образом, чтобы движение электронов происходило *навстречу* потоку СВЧ энергии, двигающемуся между входом и выходом усилителя. Напомним, что этот признак характерен для всех ламп обратной волны, рассматривавшихся в § 6.6 и 7.10. Постоянное напряжение, питающее платинотрон, прикладывается, как и в случае магнетрона, между катодом и анодом, роль которого играет многорезонаторный блок.

Механизм работы платинотрона в качественном отношении имеет много общего с механизмом работы магнетронного генератора. Электроны, эмиттированные катодом, двигаются в пространстве взаимодействия платинотрона по циклоидальным траекториям. Спицы про-

странственного заряда, образующиеся в условиях синхронизма, взаимодействуют с тормозящим тангенциальным СВЧ полем и отдают полю потенциальную энергию электронов. Благодаря этому платинотроны сохраняют важное преимущество магнетронов—высокий к. п. д. наряду с другими достоинствами магнетронных генераторов — простотой устройства, малыми габаритами и сравнительно низким внутренним сопротивлением по постоянному току.

С принципиальной точки зрения платинотрон можно рассматривать как свернутый в кольцо усилитель типа ЛОВ *М* с эмиттирующим отрицательным электродом, имеющий разомкнутую замедляющую систему и замкнутый вращающийся электронный поток (рис. 7.43, *а*).

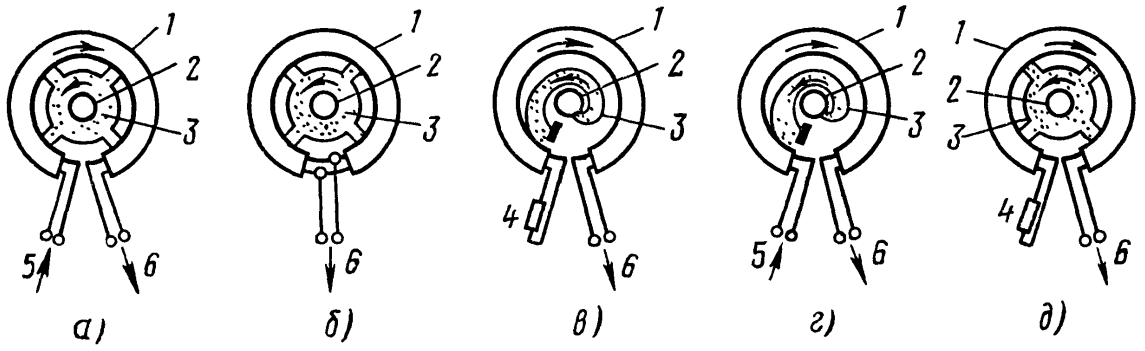


Рис 7.43 Сравнение схем амплитрона (*а*), магнетронного генератора (*б*), генераторной и усилительной ЛОВ М с инжектированным электронным потоком (*в*, *г*) и карматрона (*д*):

1—замедляющая система; *2*—цилиндрический катод или отрицательный электрод; *3*—электронный поток, *4*—согласованная нагрузка; *5*—вход; *6*—выход

В этом отношении платинотрон занимает промежуточное положение между ЛОВ *М*, имеющей незамкнутый электронный поток, и магнетронным генератором, у которого замкнутыми являются как электронный поток, так и высокочастотная система (ср. рис. 7.43, *б*, *в*, *г*). Отсутствие замкнутой колебательной системы обусловливает сравнительную широкополосность платинотрона, как усилителя СВЧ сигнала.

Потери, вносимые при прохождении СВЧ сигнала через «холодную» замедляющую систему платинотрона, не превышают обычно 0,5 *дб*. При подаче анодного напряжения платинотрон усиливает сигнал, поступающий на его вход, но практически не влияет на сигнал, двигающийся со стороны выхода. Таким образом, амплитрон ведет себя как четырехполюсник с однонаправленным усилением проходящего сигнала.

При рассогласовании входа и выхода платинотрона он может самовозбудиться, как это имеет место в обычных ЛБВ. Для устранения самовозбуждения на входе и на выходе платинотронного усилителя обычно включают ферритовые развязки (вентили). Внесение сосредоточенных потерь в замедляющую систему платинотрона не практикуется ввиду сравнительно невысокого коэффициента усиления, не превышающего обычно 10—15 *дб*.

В связи со сравнением различных приборов *М*-типа на рис. 7.43, *д* приведена схема еще одного варианта генератора со скрещенными электрическим и магнитным полями — *карматрона*. В карматроне используются незамкнутая замедляющая система, имеющая на конце согласованную нагрузку, и замкнутый электронный поток, эмиттируемый сплошным цилиндрическим катодом Таким образом, в карматроне сочетаются признаки обычной генераторной ЛОВ типа *М* и платинотрона.

Самовозбуждение амплитрона может быть полезно использовано для создания мощного высокостабильного автогенератора, получившего название *стабилотрон* Принципиальная схема включения стабилотрона изображена на рис. 7.44. В основе стабилотрона лежит амплитрон, во входной линии которого включены фазосдвигатель, согласованная нагрузка и перестраиваемый высокодобротный полый резонатор. Отражение волны от точек *аб* на рисунке происходит только вблизи резонансной частоты стабилизирующего полого резонатора. Для всех других частот в пределах рабочего диапазона отражение отсутствует.

В выходной цепи стабилотрона в сечении *вг* включен рассогласующий реактивный элемент. Волна, отраженная от этой неоднородности, без потерь и без усиления проходит на вход прибора и, отражаясь от сечения *аб*, обеспечивает внешнюю положительную обратную связь на рабочей частоте. Фаза сигнала обратной связи подбирается с помощью фазосдвигателя.

Расположение стабилизирующего резонатора вне вакуумной оболочки стабилотрона позволяет резко снизить температурный коэффициент частоты. Далее, благодаря высокой нагруженной добротности резонатора удается значительно уменьшить электронное смещение частоты Одновременно происходит резкое уменьшение степени затягивания частоты в сравнении с аналогичным магнетронным генератором. Вместе с тем включение стабилизирующего резонатора в цепи низкого уровня мощности не влечет за собой существенного снижения полного к. п. д. и выходной мощности прибора Диапазон механической настройки стабилотрона при одновременной настройке стабилизирующего резонатора и фазосдвигателя доходит до 5—10% от средней частоты.

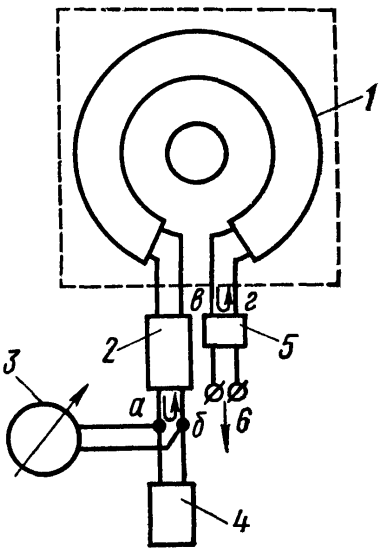


Рис. 7.44. Принципиальная схема стабилотрона:

1 — амплитрон; *2* — фазосдвигатель; *3* — стабилизирующий резонатор; *4* — согласованная нагрузка; *5* — рассогласователь; *6* — вывод энергии

Существуют и другие возможности создания приборов платинотронного типа В качестве примера можно упомянуть об *ультроне* — усилителе, имеющем, как и амплитрон, замкнутый электронный поток и незамкнутую замедляющую систему, но использующем взаимодействие электронов с прямой волной. Таким образом, ультрон можно рассматривать как разновидность ЛБВ *М* с эмиттирующим отрицательным электродом.

б. Свойства резонаторной системы платинотрона

Рассмотрим участок замедляющей системы платинотрона, показанный на рис. 7.45, *а*. Соседние ламели присоединены через одну к связкам, которые можно рассматривать как двухпроводную линию, возбужденную на волне типа *ТЕМ*. Упрощенная эквивалентная схема приведена на рис. 7.45, *б*, где L и C — эквивалентные индуктивность и емкость одной ячейки, $L_{св}$ и $C_{св}$ — индуктивность и емкость связок на одну ячейку и C' — емкость одного сегмента по отношению к катоду.

Предположим, что поток СВЧ энергии двигается по системе справа налево, как показано на рис. 7.45. Обозначим через θ сдвиг фазы волны *ТЕМ по связкам* на одну ячейку между сечениями *а'б'* и *в'г'*. Изменение соединения связок с резонаторными ячейками (перекрестные соединения на рис. 7.45, *б*) приводит к появлению дополнительного сдвига фазы *по пространству взаимодействия* от точек *аб* до точек *вг* на π.

Для наблюдателя, двигающегося в пространстве взаимодействия справа налево параллельно поверхности ламелей со скоростью v,

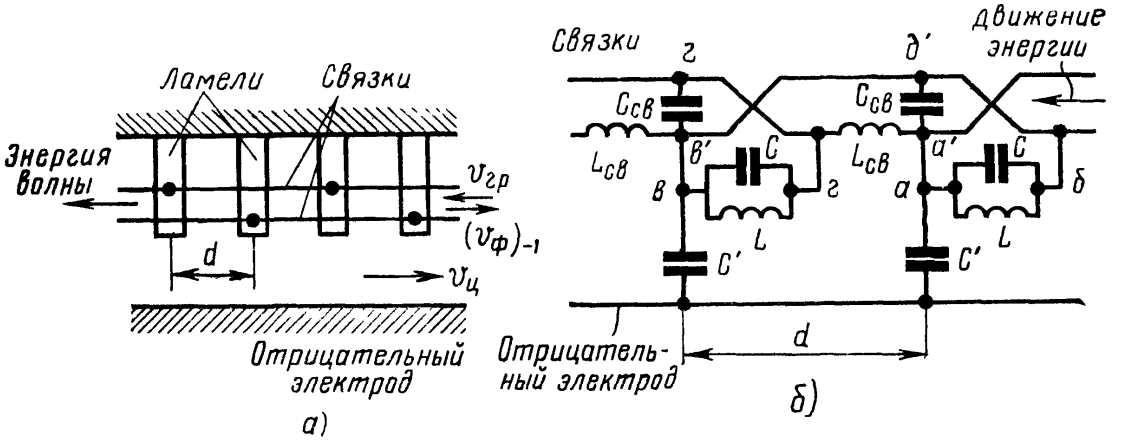


Рис. 7.45 Замедляющая система платинотрона со связками и ее эквивалентная схема

условие постоянства фазы СВЧ поля при переходе от одной ячейки к другой может быть записано в виде

$$\frac{\omega d}{v} = \theta + \pi + 2\pi p; \quad p = 0; \ \pm 1, \ldots, \tag{7.60}$$

где d — расстояние между центрами зазоров по поверхности системы Добавление в (7.60) третьего слагаемого, равного целому числу 2π, не меняет условия постоянства фазы волны. Отсюда может быть найдена синхронная скорость движения наблюдателя, которую можно рассматривать как фазовую скорость пространственной гармоники СВЧ поля в данной периодической замедляющей системе:

$$v = (v_ф)_p = \frac{\omega d}{\pi + \theta + 2\pi p}.$$

Проведенное рассуждение, сходное с анализом волн в системе типа встречных штырей (см. § 6.6), позволяет найти фазовые скорости различных пространственных гармоник (при $\theta < \pi$):

$$p = 0; \quad (v_ф)_0 = \frac{\omega d}{\pi + \theta}; \tag{7.61}$$

$$p = +1; \ (v_ф)_{+1} = \frac{\omega d}{3\pi + \theta}; \tag{7.62}$$

$$p = -1; \ (v_ф)_{-1} = -\frac{\omega d}{\pi - \theta}; \tag{7.63}$$

. . . . . .

Наибольшую по абсолютной величине фазовую скорость имеет первая обратная пространственная гармоника ($p = -1$), являющаяся поэтому основной волной рассматриваемой системы. Поскольку поле основной волны во всякой замедляющей системе имеет наибольшую амплитуду и наименьшую скорость спада в поперечном направлении, эта волна используется для взаимодействия с электронным потоком в платинотронных усилителях.

Дисперсионная характеристика замедляющей системы на волне $p = -1$ может быть представлена в виде зависимости $\varphi = \pi - \theta = f_1(\lambda)$ или $\theta = f_2(\lambda)$. Расчет такой характеристики может быть произведен с помощью эквивалентной схемы, приведенной на рис. 7.45, *б*. На рис. 7.46 показана типичная форма зависимости $\theta = f(\nu)$. Величине $\theta = 0$ ($\varphi = \pi$) соответствует π-вид колебаний в обычных магнетронных генераторах. Таким образом, рис. 7.46 сходен с рассматривавшимися ранее графиками спектров видов колебаний магнетронов.

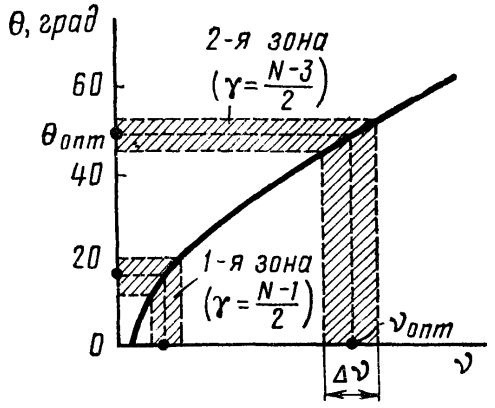


Рис. 7.46 Дисперсионная характеристика замедляющей системы платинотрона. Заштрихованы зоныусиления (пояснения см в § 7.11, в)

Рис. 7.46 показывает, что замедляющая система платинотрона обладает аномальной дисперсией. В самом деле, при повышении частоты происходит уменьшение угла φ по пространству взаимодействия, равного $(\pi - \theta)$, и повышение фазовой скорости волны, связанной с фазовым сдвигом φ соотношением $|\varphi| = \frac{\omega d}{|v_\Phi|}$. Отрицательный знак при правой части уравнения (7.63) указывает на то, что дисперсия является отрицательной (обратной). Для получения синхронизма наблюдатель (электронный поток) должен двигаться в направлении, *противоположном* движению энергии по системе, т. е. слева направо на рис. 7.45.

Заметим, что это не играет никакой роли в магнетронных генераторах, хотя там также широко используется резонансная система со связками, возбуждаемая на той же основной волне в режиме π-вида*. Дело в том, что колебательная система магнетрона замкнута в азимутальном направлении и имеет дискретные виды колебаний. Поэтому в кольцевом магнетронном резонаторе имеются две волны с одинаковыми фазовыми скоростями, бегущие в противоположных направлениях. Условия синхронизма электронов с полем и самовозбуждения магнетрона обеспечиваются при любом направлении движения электронного потока, т. е. при обоих направлениях индукции постоянного магнитного поля.

---

* Основной волне замедляющей системы со связками, являющейся обратной и обозначаемой здесь индексом $p = -1$, в случае магнетронов в § 7.3 формально приписан индекс $p = 0$. Соответственно произведен на единицу сдвиг нумерации остальных гармоник.

Напротив, в платинотроне при согласовании ввода и вывода энергии существует только одно (встречное по отношению к потоку энергии) направление движения электронов, при котором имеется синхронизм, необходимый для усиления сигнала. Этим и обусловлено однонаправленное усиление — вентильность, обеспечиваемая платинотронами и другими приборами типа бегущей волны, использующими принцип синхронизма. Изменение направления постоянного магнитного поля приводит к практически полному исчезновению усиления.

Следует обратить внимание еще на одно обстоятельство. В магнетронных генераторах существуют лишь дискретные значения фазового угла φ между соседними резонаторами. В платинотроне же благодаря разрыву системы и согласованию входа и выхода возможны в принципе любые значения угла φ, определяемые дисперсионной характеристикой $\varphi = f(\lambda)$. Однако, как будет показано далее, замкнутый характер электронного потока вносит дополнительные ограничения, приводящие к появлению преимущественных значений угла φ.

в. Особенности взаимодействия электронов с СВЧ полем в платинотроне. Зоны усиления

Синхронизм электронного потока и основной обратной волны может быть обеспечен при равенстве средней скорости электронов (скорости центра катящегося круга $v_ц$), рассматривавшейся в § 7.2, и величины $(v_ф)_{-1}$, определяемой уравнением (7.63). Поскольку при неизменных значениях $U_а$ и B величина $v_ц$ остается постоянной, а фазовая скорость по (7.63) зависит от частоты с учетом дисперсионной характеристики $\varphi = f(\lambda)$, можно заключить, что при изменении частоты входного сигнала относительно средней частоты рабочей полосы нарушаются условия синхронизма и снижается коэффициент усиления. Так, при повышении частоты происходит увеличение фазовой скорости $|v_ф|_{-1}$, в результате чего для восстановления синхронизма необходимо некоторое повышение анодного напряжения $U_а$. Опыт показывает, что в реальных платинотронах рабочая полоса частот без подстройки анодного напряжения обычно не превышает 3—5% от средней частоты.

Есть и другое обстоятельство, ограничивающее полосу усиливаемых частот амплитрона, связанное с замкнутостью электронного потока. Рассмотрим снова рис. 7.42. Между выходом и входом, где имеется разрыв связок, обычно расположена одна *холостая* (нерабочая) ячейка, имеющая такие же геометрические размеры, как остальные (рабочие) резонаторы. Электронные спицы, двигающиеся навстречу потоку энергии, беспрепятственно проходят со входа на выход усилителя.

Формирование спиц в платинотроне происходит по тем же основным законам, как в магнетронных генераторах. Как было показано в § 7.4, центр спицы находится в первом приближении в области максимального тормозящего тангенциального поля. Поэтому для отдачи наибольшей энергии СВЧ полю необходимо, чтобы после полного оборота электронный сгусток снова попадал на выходе платинотрона

в ту же фазу тормозящего СВЧ поля. Время полного оборота спицы вокруг катода $\tau_{полн}$ должно составлять целое число периодов СВЧ колебаний с небольшим допустимым отставанием или опережением $\pm\Delta t$:

$$\tau_{полн} = \gamma T \pm \Delta t;\ \gamma = 1, 2, 3, \ldots \tag{7.64}$$

С другой стороны, полное время оборота определяется скоростью вращения спицы; в условиях синхронизма эта скорость равна фазовой скорости волны $(v_ф)_{-1}$. Учитывая, что расстояние d между центрами соседних зазоров по поверхности анода равно $\frac{2\pi r_a}{N}$, получаем с помощью (7.63):

$$\tau_{полн} = \frac{2\pi r_a}{|v_ф|_{-1}} = \frac{N}{\omega}(\pi - \theta), \tag{7.65}$$

где N — полное число ячеек (резонаторов), включая холостой резонатор, и r_a — радиус анодного блока.

Подставляя (7.64) в (7.65), имеем:

$$\theta = \pi\left(1 - \frac{2\gamma}{N}\right) \pm \frac{\omega\Delta t}{N}. \tag{7.66}$$

Уравнение (7.66) показывает, что при $\Delta t = 0$ существуют дискретные значения $\theta = \theta_{опт}$, соответствующие наиболее эффективному взаимодействию электронов с полем и удовлетворяющие максимуму коэффициента усиления платинотрона. Оптимальные значения фазового сдвига $\varphi_{опт}$ на одну ячейку по пространству взаимодействия составляют

$$\varphi_{опт} = \pi - \theta_{опт} = \frac{2\pi\gamma}{N}. \tag{7.67}$$

Условие (7.67) сходно с уравнением (7.27), которое определяет дискретные значения фазового сдвига φ в магнетронных генераторах. В данном случае, однако, ограничение величины φ имеет другую природу—замкнутую форму электронного потока. Это условие является менее жестким, чем замкнутость замедляющей системы, и допускает некоторые отклонения, соответствующие значениями Δt в уравнении (7.66). Для того, чтобы электронные спицы после полного оборота не выходили за пределы тормозящей фазы поля в выходном резонаторе, величина Δt не должна превышать $\frac{T}{4}$. Во всяком случае, величина Δt должна быть меньше $\frac{T}{2}$, чтобы спицы не попадали в максимум ускоряющего тангенциального поля.

Оптимальным значениям φ соответствуют оптимальные частоты $\nu_{опт}$, вблизи которых расположены *зоны усиления*, заштрихованные на рис. 7.46. В случае $N = 9$ платинотрон имеет четыре зоны усиления ($\gamma = 1, 2, 3, 4$); при $N = 15$ имеются семь зон и т. д. Первой зоной принято называть зону, соответствующую максимальному воз-

можному значению γ, которое в случае нечетного числа резонаторов N равно $\frac{N-1}{2}$. При работе в первой зоне анодное напряжение имеет наименьшую величину, так как скорость вращения спиц в этом режиме должна быть наименьшей. Однако во второй зоне, где $\gamma = \frac{N-3}{2}$, обеспечивается более широкая полоса частот $\Delta\nu$ благодаря более пологому ходу дисперсионной характеристики (см. рис. 7.46). Поэтому в большинстве амплитронов используется в качестве рабочей вторая зона усиления. Число γ, характеризующее зону усиления, имеет простой физический смысл. Как было показано ранее, оно определяет количество периодов СВЧ колебаний за время одного оборота спицы. Это число определяет также количество спиц, находящихся в пространстве взаимодействия платинотрона, так как спицы формируются в каждом тормозящем полупериоде СВЧ колебаний. Можно отметить сходство числа γ и номера вида колебаний $(n + pN)$ в магнетронных генераторах, где это число также определяет количество вращающихся спиц.

г. Характеристики и параметры платинотронных усилителей

Одной из особенностей платинотрона является форма его амплитудной характеристики, т. е. зависимости выходной мощности усилителя от величины входной мощности. Опыт показывает, что эта

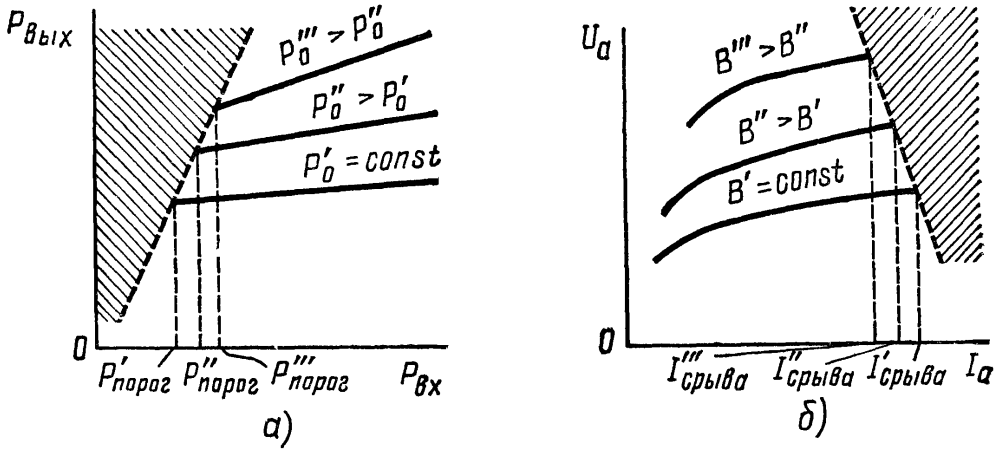


Рис. 7.47. Амплитудные и вольтамперные характеристики платинотронного усилителя. Заштрихованы области срыва усиления

характеристика имеет резко выраженный насыщенный характер, как показано на рис. 7.47, *а*. При неизменной величине подводимой мощности питания P_0 существует минимальная величина входной мощности $P_{порог}$, ниже которой платинотрон перестает воспроизводить частоту и спектр входного сигнала. Область, заштрихованная на рисунке, соответствует значительным шумам или паразитному самовозбуждению платинотрона, при котором частота выходных колебаний не зависит от входного сигнала.

Таким образом, платинотронный усилитель по своим свойствам сильно отличается от большинства других усилителей СВЧ диапа-

зона, способных воспроизводить как частоту, так и амплитуду при малой мощности входного сигнала (см., например, рис. 6.8). Усиление платинотрона можно качественно сравнить с работой синхронизированного магнетрона при захватывании его внешним сигналом.

Паразитная генерация платинотрона при отсутствии входного сигнала заставляет иногда принимать специальные меры для устранения этого явления. При использовании усилительных цепочек, составленных из нескольких платинотронов, приходится обычно сокращать длительность импульса питающего анодного напряжения на каждом каскаде в сравнении с импульсом входного СВЧ сигнала.

Из рис. 7.47, *а* можно сделать и другой важный вывод. Коэффициент усиления платинотрона резко убывает по мере увеличения входной мощности. Типичная величина коэффициента усиления в номинальном режиме обычно не превышает 10—15 *дб* и падает до нескольких децибелов при дальнейшем увеличении входного сигнала. В этих условиях выходная мощность становится соизмеримой со входной мощностью. Поскольку вносимые потери платинотрона очень малы, необходимо определять величину полного к. п. д. не через отношение выходной мощности $P_{вых}$ к подводимой мощности питания P_0, а через отношение

$$\eta_{полн} = \frac{P_{вых} - P_{вх}}{P_0}, \qquad (7.68)$$

где $P_{вх}$ — мощность входного сигнала.

Ограниченная величина коэффициента усиления платинотрона является его самым серьезным недостатком в сравнении с другими типами СВЧ усилителей, в первую очередь многорезонаторными клистронами и лампами бегущей волны типа *О*. Однако чрезвычайно высокий к. п. д., доходящий до 60—80%, в сочетании со сравнительно широкой полосой частот является наиболее ценным свойством платинотрона.

Рабочие характеристики платинотрона $U_a = f(I_a)$ при $B = \text{const}$ имеют вид, сходный с рабочими характеристиками магнетронных генераторов (см. § 7.7, а). Особенностью вольтамперных характеристик платинотрона является существование области срыва усиления при больших анодных токах, как показано на рис. 7.47, *б*. Величина тока $I_{срыва}$ обусловлена в значительной мере эмиссионной способностью катода и прежде всего его вторично-эмиссионными свойствами.

По аналогии с электронным смещением частоты, существующим в магнетронных генераторах, работу платинотронных усилителей можно характеризовать *электронным смещением фазы* — изменением фазы выходного СВЧ сигнала при изменении анодного тока на 1 *а*. Используется также оценка фазовой стабильности платинотрона по величине сдвига фазы, соответствующей изменению анодного напряжения или анодного тока на 1% от номинальной величины. Типичная величина электронного смещения фазы составляет 0,1—0,3° на 1% изменения анодного тока или 0,5—0,8° на 1% анодного напряжения.

д. Типичные конструкции платинотронных усилителей

На рис. 7.48 и 7.49 показаны устройство высокочастотной системы и внешний вид типичного мощного импульсного амплитрона 10-см диапазона. Основные параметры рассматриваемого прибора приведены в табл. 7.3, № 4. Амплитрон имеет пакетированную конструкцию с аксиально расположенным катодным узлом. Обращает на себя внимание значительное конструктивное сходство платинотронного усилителя и магнетронных генераторов, рассмотренных в § 7.8.

Отличительной особенностью платинотрона, изображенного на рис. 7.48 и 7.49, является устройство волноводных ввода и вывода

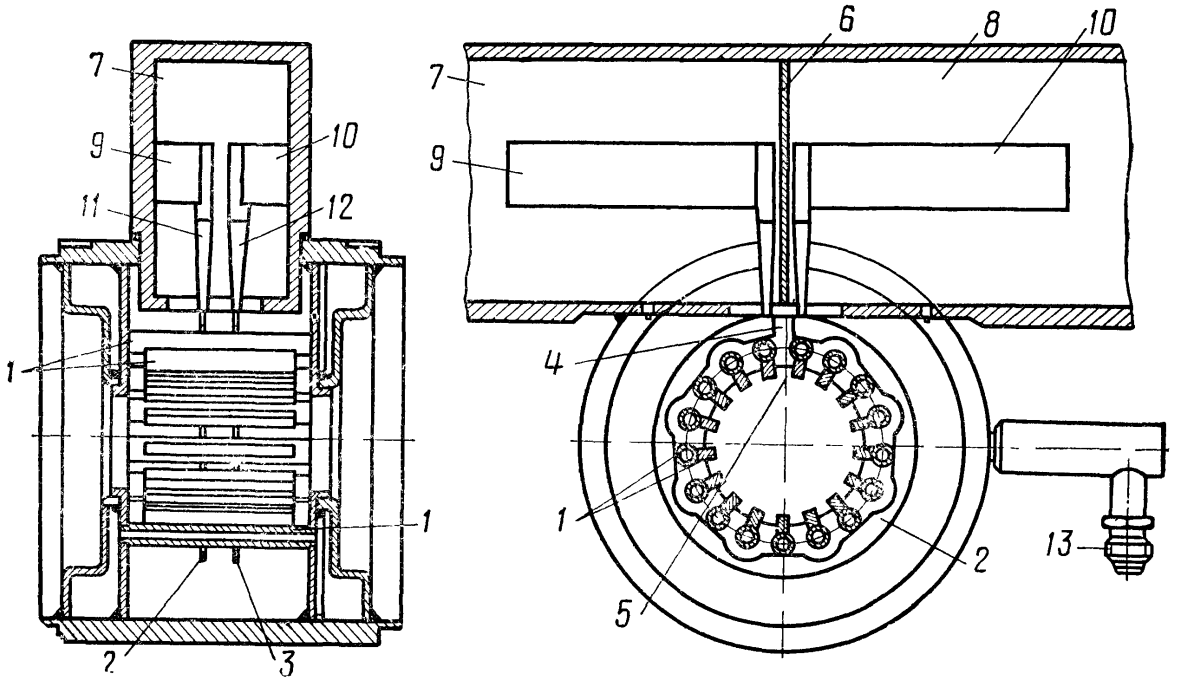


Рис. 7.48 Замедляющая система мощного платинотрона:
1 — стержни с ламелями, *2*, *3* — связки; *4* — разрыв связок; *5* — холостая ячейка; *6* — короткозамыкающая стенка; *7*, *8* — входной и выходной прямоугольные волноводы; *9*, *10* — продольные ребра в волноводе; *11*, *12* — соединение связок с ребрами; *13* — штуцер системы охлаждения

энергии. Прямоугольный волновод стандартного сечения, возбуждаемый на волне типа H_{10}, плавно переходит к ребристому волноводу H-образного сечения. Двойные связки, расположенные в среднем сечении анодного блока, подключены на входе и на выходе к двум ребрам H-образного волновода.

Замедляющая система рассматриваемого платинотрона относится к лестничному типу и имеет прямые круглые стержни с прямоугольными ламелями, расположенные вдоль оси прибора и связанные с боковыми крышками. Для увеличения рассеиваемой мощности стержни выполнены из медных трубок, по которым под давлением циркулирует охлаждающая жидкость.

В дециметровом и сантиметровом диапазонах волн при сравнительно небольших уровнях мощности широко используются коаксиальные вводы и выводы энергии, имеющие кондуктивное соединение внутреннего проводника с одной из связок или с крайней ламелью замедляющей системы.

Для уменьшения обратной связи по электронному потоку между входом и выходом платинотрона вместо упоминавшегося холостого резонатора иногда располагается участок дрейфа с гладким анодным сегментом, протяженность которого соответствует нескольким резонаторным ячейкам. На участке пространства взаимодействия между катодом и гладким сегментом происходит частичное разрушение электронных спиц, благодаря чему ослабляются ограничения рабочей полосы частот, рассмотренные в § 7.11, в. Одновременно увеличивается развязка между входом и выходом по СВЧ полю, что способствует достижению более высокого коэффициента усиления.

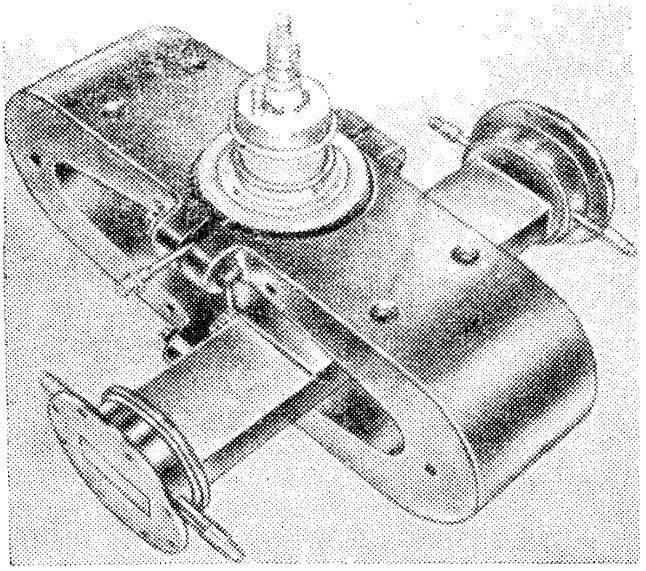


Рис. 7.49. Внешний вид типичного импульсного платинотрона 10-*см* диапазона

Тем не менее, одновременное сочетание высокого коэффициента усиления, высокого к. п. д. и широкой полосы частот в современных платинотронах пока не достигнуто. Типичные значения коэффициента усиления не превосходят 10—20 *дб* при рабочей

Таблица 7.3

Параметры типичных ламп обратной волны и усилителей М-типа

№ п.п.	Тип лампы	Рабочий диапазон частот, *Гц*	Анодное напряжение, *кв*	Анодный ток, *а*	Выходная мощность	К. п. д., %	Коэффициент усиления, *дб*	Индукция магнитного поля, *тл*	Рабочая полоса частот, %
1.	Генераторная ЛОВ М непрерывного режима 10-*см* диапазона	2,5—3,1	2,0—5,1	0,4	250—330 *вт*	25	—	0,12	—
2.	Усилительная ЛОВ М непрерывного режима (синхронизированный генератор) 5-*см* диапазона	5,925÷÷6,425	0,9÷1,5	—	500 *вт*	35	17		1
3.	Усилительная ЛБВ М импульсного режима дециметрового диапазона	—	64—90	—	3—8 *Мвт*	50—68	11—15	—	17
4.	Импульсный амплитрон 10-*см* диапазона **(рис. 7.49)**	2,9—3,1	50—54	66	3 *Мвт*	70—80	12 (при $P_{вых}$= =50 *квт*)		7

полосе частот (даже при подстройке анодного напряжения) порядка 5—10% от средней частоты и при к. п. д. порядка 50—60%.

Мощности платинотронов, достигнутые в импульсном режиме, имеют примерно такой же порядок, как в магнетронных генераторах, — до 10 *Мвт* в сантиметровом диапазоне волн. Наибольшая мощность в непрерывном режиме достигла 500 *квт* в 10-*см* диапазоне при к. п. д., превышающем 70%.

Большой интерес представляет использование в платинотронах холодных катодов, обеспечивающих требуемый анодный ток за счет вторичной электронной эмиссии. Преимуществом таких приборов является *безмодуляторная* схема питания в импульсном режиме. Анодное напряжение в этом случае является постоянным. «Запуск» прибора производится непосредственно импульсом входного СВЧ сигнала за счет лавинообразного нарастания бомбардировки катода электронами. Для прекращения тока вторичной эмиссии после окончания СВЧ импульса обычно оказывается необходимым подавать управляющий импульс на специальный электрод, расположенный на участке дрейфа между входом и выходом усилителя.

Основной областью применения платинотронов являются выходные ступени и усилительные цепочки импульсных передатчиков дециметрового и сантиметрового диапазонов волн. Переход к системе, состоящей из задающего генератора, промежуточного усилителя и мощного выходного усилителя, взамен одного мощного автогенератора позволяет удовлетворять возрастающим требованиям к стабильности частоты и фазы СВЧ колебаний. Наряду с этим возможны и другие применения платинотронов, базирующиеся на особенно высоком к. п. д этих приборов. В частности, не исключено использование платинотронов для передачи СВЧ энергии, которая открывает интересные возможности, выходящие далеко за пределы чисто радиотехнических проблем.

С развитием платинотронов происходит некоторое сокращение применения магнетронной генераторов Не следует думать, однако, что магнетроны должны быть в будущем вытеснены платинотронами или другими новыми приборами *М*-типа. Здесь, как и в других областях электроники СВЧ, следует ожидать длительного параллельного существования разных классов генераторных и усилительных приборов, способных по-разному удовлетворять специфическим требованиям техники

е. Прочие усилители М-типа с эмиттирующим отрицательным электродом

Для расширения рабочей полосы частот усилителей *М*-типа следует использовать замедляющие системы с основной волной, имеющей нормальную, положительную дисперсию Одной из разновидностей таких усилителей с прямой волной является *дематрон*, который отличается от ЛБВ *М*, изображенной на рис. 7.37, отсутствием инжекторной пушки. Значительная часть поверхности отрицательного электрода дематрона является эмиттирующей* Мгновенная рабочая полоса дематрона доходит до 15% от средней частоты при коэффициенте усиления порядка 15—17 *дб*.

Дальнейшим развитием этого принципа является *бидематрон*, схема которого изображена на рис. 7.50. Бидематрон представляет собой сочетание усилителя с инжектированным электронным потоком (биматрона) с упомянутым ранее дематроном. Электронный поток, инжектируемый из первого каскада во второй, играет роль «электронного синхронизатора», обеспечивающего управление электронным потоком во втором каскаде от малого входного сигнала, поступающего в первый каскад. Увеличение же к. п. д. и выходной мощности достигается за счет использования «подпитывающего» электронного потока во втором (дематронном) каскаде. Коэффициент усиления бидематронов удается довести до 35 *дб* при к. п. д. в 10-*см* диапазоне волн, доходящем до 70%. Однако сложность

---

* В названии «дематрон» начальные буквы указывают на использование распределенной эмиссии отрицательного электрода

конструкции таких приборов в сравнении с обычными платинотронами пока затрудняет их более широкое распространение.

В заключение упомянем еще об одной конструкции усилителя *М*-типа с эмиттирующим отрицательным электродом — волноводном усилительном магнетроне («электромагнитной усилительной линзе») Этот усилитель, схематически изображенный на рис. 7 51, имеет замкнутый в кольцо многорезонаторный анодный блок, сходный с анодным блоком магнетронных генераторов. Длина анодного блока может доходить до 3—4 длин волн в свободном пространстве; число резонаторов четное. По оси системы расположен длинный цилиндрический катод.

Ввод и вывод энергии, не показанные на рис. 7.51, должны быть согласованы с анодным блоком, который в осевом направлении образует вместе с ка-

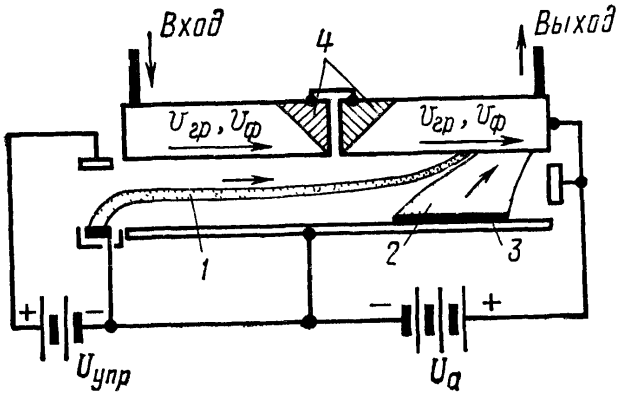


Рис. 7.50. Двухсекционный усилитель *М*-типа с прямой волной и с двумя электронными потоками:

1 — инжектируемый электронный поток, *2* — «подпитывающий» поток; *3* — эмиттирующий участок отрицательного электрода; *4* — согласованные нагрузки

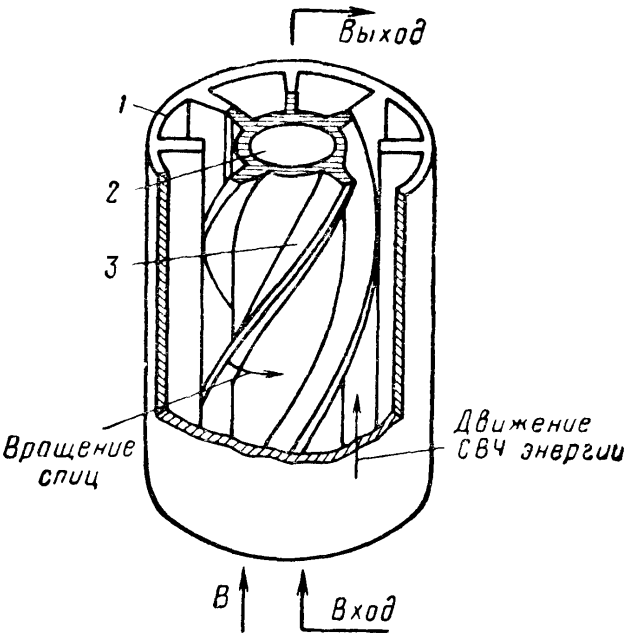


Рис. 7.51. Схема волноводного усилительного магнетрона:

1 — анодный блок; *2* — катод; *3* — конфигурация вращающегося пространственного заряда

тодом коаксиальный волновод. Волна, распространяющаяся по этому волноводу, является незамедленной и в поперечном сечении имеет структуру поля π-вида колебаний. Взаимодействие электронов с СВЧ полем происходит при условии синхронизма в азимутальном направлении точно таким же образом, как в обычном магнетроне. На рис. 7.51 показана форма электронных спиц с учетом изменения фазы поля в осевом направлении.

Таким образом, рассматриваемый усилитель относится к категории приборов с *поперечным взаимодействием* электронов с СВЧ полем (по отношению к направлению движения СВЧ энергии). В отличие от ЛБВ, ЛОВ и других усилителей, использующих принцип продольного синхронизма, этот прибор не имеет направленности усиления. Можно провести аналогию между волноводным усилительным магнетроном и передающей линией, имеющей распределенную отрицательную проводимость.

Благодаря большой длине катода и анода выходная мощность прибора, изображенного на рис. 7.51, принципиальных ограничений не имеет. Однако с учетом отсутствия направленности коэффициент усиления не превышает примерно 20 *дб* ввиду нестабильности и склонности к самовозбуждению при неизбежном реальном рассогласовании входного и выходного устройств.

Дальнейшее повышение выходной мощности может быть достигнуто при использовании обращенной конструкции волноводного усилительного магнетрона.

§ 7.12. ГЕНЕРАТОРЫ И УСИЛИТЕЛИ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЕ ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС

Электроны, находящиеся в постоянном магнитном поле, могут осциллировать с круговой частотой, равной циклотронной частоте $\omega_ц$. Эта частота, рассматривавшаяся в § 7.2, *б*, в соответствии с уравнением (7.11) зависит только от величины индукции постоянного магнитного поля B и определяет, в частности, продолжительность одной циклоидальной петли, совершаемой электронами в магнетронных генераторах

Рассмотрим пути непосредственного использования циклотронных колебаний для создания СВЧ генераторов и усилителей.

а. Колебания типа циклотронной частоты в магнетронных генераторах

В обычных многорезонаторных магнетронах, использующих колебания типа бегущей волны, частота генерируемых колебаний $\omega_{ген}$ определяется в основном собственной частотой резонаторной системы и не имеет жесткой связи с величиной $\omega_ц$ При изменении постоянного магнитного поля B и анодного напряжения U_a отношение $\frac{\omega_ц}{\omega_{ген}}$ может меняться в пределах 0,5—5 и более. Существует, однако, особый режим генерации колебаний в магнетронах, для которого характерно приблизительное *равенство* частоты генерируемых колебаний и величины $\omega_ц$.

Рассмотрим для простоты диод со *сплошным* (неразрезным) анодом, находящийся в постоянном магнитном поле. При $B \approx B_{кр}$ т. е. при работе диода в режиме, близком к срезу характеристики $I_a = f(B)$ (см. рис 7.4, *а*), вершины циклоидальных траекторий электронов проходят в непосредственной близости к поверхности анода.

Время пролета τ от катода до анода и обратно для всех электронов имеет одинаковую величину, определяемую уравнением (7.20). Следовательно, токи, которые наводятся колеблющимися электронами в цепи анод—катод плоского магнетрона, имеют период T, равный

$$T = \tau = \frac{2\pi m}{eB}. \tag{7.69}$$

Отсюда длина волны колебаний во внешней цепи оказывается связанной с индукцией B простым соотношением

$$\lambda B = \frac{2\pi cm}{e} = \text{const}. \tag{7.70}$$

Подставляя значения e, m и c, имеем:

$$\lambda\,[см]\,B\,[тл] \cong 1{,}07. \tag{7.70а}$$

Пусть колебательная система подключена между катодом и анодом рассматриваемого магнетрона. Тогда, настраивая ее на частоту наведенных колебаний, можно ожидать генерации с длиной волны, определяемой соотношениями (7.70) и (7.70 а). Так, при $B = 0{,}1$ *тл* (10^3 *гс*) колебания должны лежать в 10-*см* диапазоне длин волн Для получения колебаний на волне 1 *см* требуемое магнитное поле составляет около 1 *тл*, что также может быть реализовано на практике.

Опыт показывает, что при $B \approx B_{кр}$ магнетроны со сплошным анодом действительно могут генерировать СВЧ колебания, длина волны которых в первом приближении определяется условием (7 70а) и мало зависит от параметров внешнего контура. Величина константы $\lambda B = \text{const}$, полученная из опыта, для цилиндрических магнетронов составляет около 1,2 *тл·см*

Заметим, однако, что для объяснения самовозбуждения недостаточно учитывать периодичность движения электронов Необходимо, чтобы существовал механизм группировки (сортировки) электронов приводящий к преимущественной отдаче энергии от электронного потока СВЧ полю.

Предположим, что в пространстве взаимодействия магнетрона уже возбуждены СВЧ колебания с периодом T, определяемым уравнением (7 69) Проследим движение электронов, начавших свое движение при различных фазах СВЧ поля При этом надо учитывать, что СВЧ поле при гладком аноде имеет только поперечную составляющую и складывается или вычитается с поперечным постоянным электрическим полем.

На рис. 7.52 показано движение двух типичных электронов, вышедших из катода в моменты перехода высокочастотного поля через нулевые значения Электрон типа *1*, начавший движение в ускоряющем высокочастотном поле, является неблагоприятным с точки зрения возбуждения колебаний Вращательная энергия этого электрона увеличивается, он начинает двигаться по развертывающейся трохоидальной траектории. В результате электрон типа *1* либо попадает на анод через половину периода и прекращает дальнейшее движение, либо, снова ускоряясь высокочастотным полем, ударяется о катод и рассеивает на нем приобретенную энергию (рис. 7 52, *а*) Так или иначе, дальнейшее движение электрона типа *1* в пространстве взаимодействия прекращается не позднее чем через один период колебания

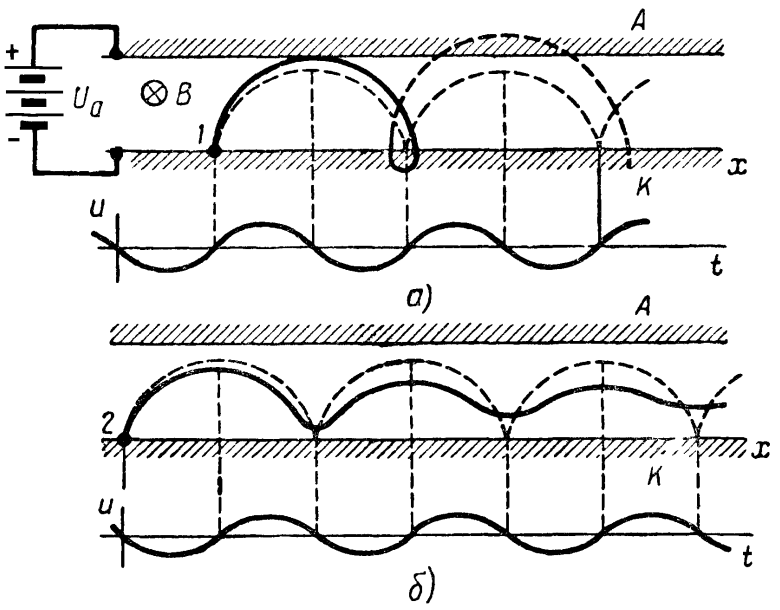


Рис 7 52 Движение электронов в плоском неразрезном магнетроне при колебаниях типа циклотронной частоты; пунктиром показано циклоидальное движение тех же электронов при отсутствии СВЧ поля

Электрон типа *2*, начавший движение в тормозящем поперечном СВЧ поле, остается в тормозящем поле и на последующих участках траектории, так как при $\tau \approx T$ каждое изменение напряжения СВЧ поля сопровождается изменением направления поперечного движения электрона. Этот электрон непрерывно теряет вращательную энергию и не может достичь анода или катода, как показано на рис. 7 52, *б*. В результате электрон типа *2* совершает многократные колебания, оставаясь в благоприятной фазе относительно СВЧ поля

Рассмотренный процесс сортировки приводит к тому, что создается упорядоченное движение электронов, которое обеспечивает нарастание первоначальных малых колебаний, удовлетворяющих условию $T \approx \tau$, или, что то же, $\omega \approx \omega_ц$ Можно отметить сходство с пролетными явлениями в генераторе тормозящего поля, описанном в § 2 6.

Самовозбуждение магнетрона типа циклотронной частоты, как и любого автогенератора, может происходить только при отрицательной величине активной электронной проводимости рабочего промежутка, в данном случае промежутка анод—катод. Поскольку эффективная отдача энергии электронами полю происходит лишь при $\omega \approx \omega_ц$, ясно, что активная электронная проводимость имеет отрицательную величину в очень узком диапазоне частот вблизи частоты $\omega_ц$. Получить значительное изменение генерируемой частоты путем перестройки внешнего контура при данном типе колебаний нельзя Этим и объясняется кажущаяся независимость работы магнетрона от параметров внешнего контура.

Широкого практического применения колебания типа циклотронной частоты в магнетронах не находят в основном ввиду более низкого к п д , чем при колебаниях типа бегущей волны С явлением циклотронного резонанса в магнетронных генераторах приходится обычно считаться, как с нежелательным эффектом, приводящим при $\omega \approx \omega_ц$ к ухудшению взаимодействия электронов с полем бегущей волны (см. § 7.5).

Развитие электроники СВЧ позволило вернуться к проблеме генераторов и усилителей с циклотронным резонансом на новой, более совершенной основе. Этот вопрос заслуживает более подробного обсуждения (см. ниже)

б. Приборы циклотронного типа с незамедленными волнами. Мазер на циклотронном резонансе

Недостатком приборов СВЧ, использующих взаимодействие электронов с замедленными волнами, является сложность конструкции замедляющих систем. Размеры замедляющих структур становятся особенно малыми при переходе к миллиметровому и субмиллиметровому диапазонам волн. Это не только затрудняет изготовление таких приборов, но и не позволяет существенно повысить их мощность ввиду ограничений по величине рассеиваемой мощности.

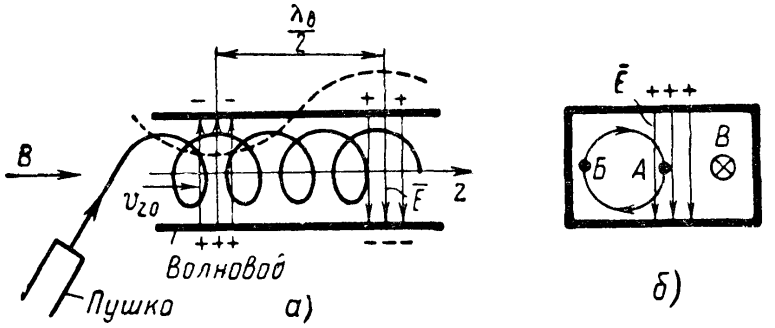


Рис. 7.53. Движение спирального электронного потока в прямоугольном волноводе с волной типа H_{10}

Возможность отказа от замедляющих систем и перехода к взаимодействию электронов с незамедленными («быстрыми») волнами отмечалась в § 2.4, г С этой целью следует применять *непрямолинейный* электронный поток, как показано на рис 2.14, *а* Периодическое движение электронов легко обеспечивается, например, при встреливании электронного потока, формируемого пушкой обычного типа, под углом к силовым линиям постоянного магнитного поля (рис. 7.53, *а*). Возможно также использование электронной пушки магнетронного типа, непосредственно создающей поток со спиральными траекториями электронов.

Рассмотрим спирализованный (винтовой) электронный пучок, проходящий вдоль оси однородного волновода прямоугольного сечения, как показано на рис. 7.53, *а*. Продолжительность одного полного оборота электрона зависит только от индукции продольного магнитного поля B и, как и в случае магнетрона, равна периоду циклотронного колебания $T_ц$:

$$T_ц = \frac{2\pi}{\omega_ц} = \frac{2\pi m}{eB}. \qquad (7.71)$$

Будем для простоты считать, что по волноводу распространяется волна низшего типа H_{10}. В поперечном сечении волновода траектория электрона и структура высокочастотного электрического поля имеют вид, показанный на рис. 7.53, *б*.

Условие длительного взаимодействия электронов с волной при неизменной фазе СВЧ поля может быть получено следующим образом. Электрон, находящийся в некоторый момент времени в точке A, где имеется тормозящее СВЧ поле, после половины оборота оказывается в точке $Б$ вблизи узкой стенки волновода, где высокочастотное электрическое поле близко к нулю. Путь l_1, проходимый электроном вдоль оси z за время полного оборота $T_ц$, определяется осевой составляющей скорости v_{z0} и равен $v_{z0}T_ц$. За то же время волна проходит путь $l_2 = v_ф T_ц$, где $v_ф$ — фазовая скорость рассматриваемой волны ($v_ф > c$).

Условие попадания электрона в точке A снова в максимум тормозящего поля можно записать в виде

$$l_2 = n\lambda_в \pm l_1; \quad n = 1, 2, 3, \ldots, \tag{7.72}$$

где $\lambda_в$ — длина волны в волноводе. Первый знак в правой части (7.72) соответствует случаю, когда направления движения энергии волны и электронного потока совпадают (попутная волна). Второй (отрицательный) знак соответствует встречной по отношению к электронному потоку волне, бегущей на рис 7.53, *а* в направлении — z.

Учитывая, что $\lambda_в = \dfrac{2\pi v_ф}{\omega}$, и используя условие (7.72), имеем:

$$\omega = \frac{n\omega_ц}{1 \mp \dfrac{v_{z0}}{v_ф}}; \quad n = 1, 2, 3, \ldots \tag{7.73}$$

Это условие определяет частоту ω, при которой возможен фазовый синхронизм электронов с бегущей незамедленной волной в гладком прямолинейном волноводе. При $v_{z0} \ll v_ф$ длительное взаимодействие электронов с полем происходит на частотах, приблизительно равных или кратных циклотронной частоте $\omega_ц$.

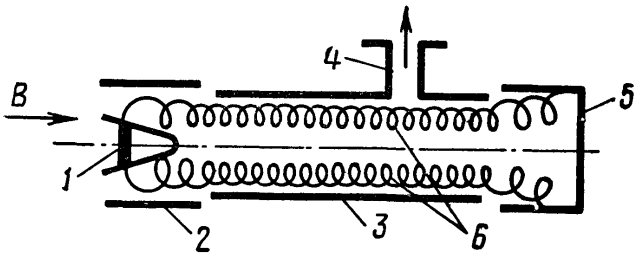


Рис. 7.54. Схема МЦР-генератора:
1 — эмиттирующий участок катода; *2* — анод; *3* — цилиндрический резонатор; *4* — выходной волновод; *5* — коллектор; *6* — траектории электронов

Аналогичным образом могут быть определены условия синхронизма при других типах волн и других формах сечения волновода с учетом положения центра электронной траектории относительно оси волновода.

При взаимодействии электронного потока со встречной волной устройство, изображенное на рис. 7.53, ведет себя подобно лампе обратной волны Из уравнения (7.73) можно определить оптимальную величину скорости электронов v_{z0}, при которой происходит усиление или генерация СВЧ колебаний На первой гармонике циклотронной частоты ($n = 1$), выражая величину $\omega_ц$ через индукцию постоянного магнитного поля B, имеем:

$$v_{z0} = v_ф \left(\frac{eB}{\omega m} - 1 \right). \tag{7.74}$$

В пространстве взаимодействия прибора, изображенного на рис. 7.53, отсутствует постоянное электрическое поле, перпендикулярное к магнитному полю B. Возможно также использование синхронизма трохоидального электронного потока с бегущей или стоячей волной в скрещенных постоянных электрическом и магнитном полях. Условие фазового синхронизма по-прежнему описывается уравнением (7.73). Такой прибор с незамедленной волной типа TEM, предложенный С. И. Тетельбаумом в 1955 г., получил название *фазохрон*. Дальнейшее значительное развитие этого направления достигнуто в работах А. В Гапонова и его сотрудников Генераторы и усилители циклотронного типа, использующие взаимодействие спирализованного или трохоидального электронного потока с незамедленной волной в волноводах и в объемных резонаторах, получили название *мазеры на циклотронном резонансе* (МЦР)

Один из вариантов устройства МЦР - генератора с длинным цилиндрическим резонатором показан схематически на рис. 7.54 Прибор имеет инжекторную пушку M-типа с узким эмиттирующим пояском. Резонатор возбуждается на виде колебаний H_{01p}; возможна генерация также на других видах колебаний Анализ показывает, что группировка электронов в таких приборах приближается к группировке, имеющейся в приборах типа O.

Приборы типа МЦР открывают перспективы получения больших мощностей в миллиметровом диапазоне длин волн при высоком к. п. д. (25—30% и, возможно,

более) Рабочая полоса частот МЦР - усилителей определяется шириной линии циклотронного резонанса и может доходить до нескольких процентов от средней частоты Электрическая настройка производится изменением постоянного магнитного поля

Наиболее короткая длина волны ограничена достижимой величиной магнитной индукции. Так, при $\lambda = 2$ *мм* величина B по уравнению (7 70а) должна составлять более 5 *тл* (50 000 *гс*) Для создания гаких и более сильных магнитных полей необходимо применять сверхпроводящие соленоиды, работающие при температуре жидкого гелия. Значительное снижение требующейся индукции магнитного поля достигается при работе на гармониках циклотронной частоты

в. Циклотронные волны

Для описания процессов, происходящих в приборах циклотронного типа, может быть использовано представление о *циклотронных волнах* в электронных потоках, находящихся в продольном постоянном магнитном поле Эти волны в отличие от волн пространственного заряда, рассмотренных в § 2 9, являются поперечными и могут возбуждаться, например, с помощью пары отклоняющих пластин, создающих поперечное высокочастотное электрическое поле

Рассмотрим поток электронов, двигающихся в направлении оси z в постоянном магнитном поле, также направленном вдоль оси z. Тогда при $E = 0$ уравнение движения электронов (7.6) приобретает вид

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e[\mathbf{vB}],$$

ткуда

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{\partial v_x}{\partial z}\frac{dz}{dt} = -\frac{eB}{m}v_y;$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + \frac{\partial v_y}{\partial z}\frac{dz}{dt} = -\frac{eB}{m}v_x;$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + \frac{\partial v_z}{\partial z}\frac{dz}{dt} = 0.$$

При $\frac{dz}{dt} = v_0$ первые два уравнения дают:

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_0\frac{\partial v_x}{\partial z} = -\omega_ц v_y; \tag{7.75}$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_0\frac{\partial v_y}{\partial z} = -\omega_ц v_x. \tag{7.76}$$

Запишем поперечные скорости электронов в комплексной форме бегущей волны с постоянной распространения Γ:

$$v_x + v_{x0}e^{j\omega t - \Gamma z};\quad v_y = v_{y0}e^{j\omega t - \Gamma z},$$

где ω — круговая частота возбуждаемых колебаний Подставляя эти выражения в (7.75) и (7 76) и производя несложные преобразования, получаем:

$$\Gamma = j\frac{\omega \mp \omega_ц}{v_0}. \tag{7.77}$$

Постоянная распространения Γ по (7.77) является мнимой Обозначая $\Gamma = j\beta = j\frac{\omega}{v_ф}$, получаем:

$$v_ф = \frac{v_0}{1 \pm \frac{\omega_ц}{\omega}}. \tag{7.78}$$

Это уравнение указывает, что в электронном потоке, находящемся в продольном постоянном магнитном поле с конечной индукцией B, могут распространяться две поперечные волны Первая волна, соответствующая положительному знаку в знаменателе (7.78), называется *медленной* циклотронной волной, вторая — *быстрой* циклотронной волной.

Фазовая скорость быстрой циклотронной волны по (7.78) может значительно превышать скорость движения электронов в направлении оси z. Это обеспечивает синхронизм между циклотронной волной и незамедленными волнами, распространяющимися по «гладким» передающим линиям СВЧ ($v_ф \geqslant c$)

Концепция циклотронных волн используется при анализе работы ряда электронных приборов СВЧ Примером непосредственного применения этих волн может служить электронно-лучевой параметрический усилитель, обеспечивающий усиление слабых СВЧ сигналов и имеющий весьма малый уровень собственных шумов. Для более подробного изучения этих вопросов можно обратиться к отечественной и зарубежной литературе [11, 18, 52].

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ПРИБОРЫ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

§ 8.1. СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОННО-ИОННОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Рассматривавшиеся типы сверхвысокочастотных приборов — триоды, клистроны, магнетроны, лампы бегущей волны и другие—используют потоки электронов, двигающихся в высоком вакууме Роль ионизации остаточных газов при нормальной работе этих приборов невелика, что дает возможность рассматривать их, как чисто электронные приборы

Существует, однако, и другая, менее обширная группа *газоразрядных* приборов СВЧ, основанных на прохождении сверхвысокочастотного тока через электронно-ионную плазму. Плазма, используемая в этих приборах, создается с помощью разряда в газе на постоянном токе или за счет самостоятельного сверхвысокочастотного разряда.

Прохождение тока через электронно-ионную плазму в диапазоне СВЧ имеет ряд специфических особенностей. Многие вопросы, связанные с плазмой, остаются не вполне выясненными до настоящего времени Ограничимся поэтому лишь упрощенным обсуждением некоторых свойств электронно-ионной плазмы при сверхвысоких частотах

а. Роль свободных электронов и ионов

Рассмотрим сначала особенности движения электронов и ионов под действием слабого СВЧ поля в электронно-ионной плазме, созданной *независимо* от источника колебаний. Этот случай представляет интерес не только для газоразрядных приборов СВЧ Похожие процессы происходят при распространении радиоволн в ионизированных слоях атмосферы — ионосфере и при прохождении радиосигналов через плазменные оболочки, образующиеся у поверхности быстро движущихся тел — ракет, а также космических кораблей при их входе в верхние слои атмосферы.

Пусть в некоторой части пространства, заполненного однородной квазинейтральной плазмой *, имеется электрическое поле $E = E_m \sin \omega t$. Для простоты это поле можно мыслить созданным, например, плоским конденсатором, как показано на рис. 8.1 Отвлечемся сначала от соударений электронов с нейтральными частицами. Тогда уравнение движения одиночного электрона при отсутствии внешнего магнитного поля приобретает обычный вид

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -eE_m \sin \omega t. \tag{8.1}$$

Дважды интегрируя это уравнение, получаем:

$$\frac{dx}{dt} = v_0 + \frac{eE_m}{\omega m} (\cos \omega t - \cos \omega t_0); \tag{8.2}$$

$$x = x_0 + v_0 (t - t_0) + \frac{eE_m}{\omega^2 m} [\sin \omega t - \sin \omega t_0 - (\omega t - \omega t_0) \cos \omega t_0]. \tag{8.3}$$

---

* Напомним, что признаком квазинейтральности плазмы является равенство концентраций электронов и ионов.

Через v_0 обозначена начальная скорость электрона в точке с координатой x_0 в момент времени t_0

Уравнение (8 2) позволяет вычислить наибольшую энергию, приобретаемую электроном под действием СВЧ поля. Максимальная скорость $v_{эл.макс}$, приобретаемая электроном при наиболее благоприятной начальной фазе ωt_0, по абсолютной величине равна

$$v_{эл.макс} = \frac{2eE_m}{\omega m}.$$

Таким образом, максимальная кинетическая энергия электрона $W_{эл.макс}$, приобретаемая от внешнего поля, равна

$$W_{эл.макс} = \frac{2e^2E_m^2}{\omega^2 m}. \tag{8.4}$$

Из уравнения (8.3) легко найти максимальную амплитуду колебаний электрона $x_{эл.макс}$. Отвлекаясь от равномерного прямолинейного движения, накладывающегося на колебательный процесс, получаем:

$$x_{эл.макс} = \frac{2eE_m}{\omega^2 m}. \tag{8.5}$$

Аналогичные уравнения могут быть получены и для колебательного движения иона, если не рассматривать соударений с молекулами газа:

$$W_{иона\ макс} = \frac{2e^2E_m^2}{\omega^2 M}; \tag{8.6}$$

$$x_{иона\ макс} = \frac{2eE_m}{\omega^2 M}, \tag{8.7}$$

где M — масса иона и e — его заряд, принимаемый в дальнейшем для простоты равным заряду электрона.

Отношение максимальных кинетических энергий электрона и иона, приобретаемых от поля при одной и той же частоте и одинаковой напряженности поля, по уравнениям (8 4) и (8 6) составляет

$$\frac{W_{эл.макс}}{W_{иона\ макс}} = \frac{M}{m}. \tag{8.8}$$

Следовательно, даже в случае наиболее легких атомных ионов водорода электроны приобретают в 1840 раз больше энергии, чем ионы. Для других газов с более высоким атомным весом эта разница является еще более ощутимой.

Из уравнений (8.5) и (8.7) видно, что такое же различие имеется и в амплитудах колебаний электронов и ионов. Оценим порядок амплитуды колебаний электрона при реальных напряженностях электрического поля в диапазоне СВЧ. Положим, что величина E_m составляет 100 *в/см*; длину волны примем равной 10 *см* Тогда по уравнению (8.5) ам плитуда колебаний составляет всего лишь $0{,}99 \cdot 10^{-2}$ *мм*. Даже при очень высокой напряженности поля E_m, равной 10^4 *в/см*, максимальная амплитуда колебаний электрона равна 0,99 *мм* На более коротких волнах амплитуда колебаний должна резко уменьшиться.

Таким образом, амплитуда колебаний электрона в физически реальных случаях много меньше линейных размеров разрядных промежутков или размеров вакуумной оболочки приборов СВЧ Это указывает на преобладающую роль *объемных процессов* в газоразрядной плазме при сверхвысоких частотах. Поверхностные явления, в том числе явления на электродах, должны проявляться значительно менее сильно, чем в низкочастотных газоразрядных приборах.

Амплитуда колебаний ионов вследствие их большой массы оказывается еще на три-четыре порядка меньше вычисленных выше амплитуд электронов. Если предположить, что амплитуда колебаний электронов имеет одинаковый порядок с их средним свободным пробегом в газе, то ионы могут рассматриваться как

практически неподвижные Энергией, приобретаемой ионами от поля, также можно пренебречь Из этого следует вывод о малой роли ионов при прохождении сверхвысокочастотного тока через электронно-ионную плазму Основные свойства плазмы на СВЧ определяются наличием и движением свободных электронов

б. Диэлектрическая проницаемость электронно-ионной плазмы на СВЧ

Электронно-ионная плазма, заключенная между пластинами плоского конденсатора (см рис. 8 1), с макроскопической точки зрения может рассматриваться как среда, обладающая относительной диэлектрической проницаемостью ε Рассмотрим величину ε, исходя из представлений о наведении тока при движении электронов в пространстве между проводниками

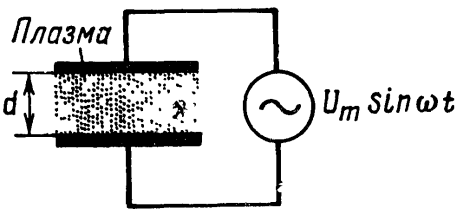


Рис. 8.1. Плоский конденсатор, заполненный электронно-ионной плазмой

Электроны, совершающие колебательное движение, наводят на пластинах конденсатора переменные заряды Во внешней цепи конденсатора протекает наведенный ток, складывающийся с током смещения Если соударения электронов с другими частицами отсутствуют, то скорости электронов определяются уравнением (8.2) Учитывая, что возбуждающее поле равно $E = E_m \sin \omega t$, можно переписать это уравнение в виде

$$v = v_0 - \frac{eE_m}{\omega m} \cos \omega t_0 - \frac{e}{\omega^2 m} \frac{dE}{dt}. \qquad (8.9)$$

Высокочастотный ток, наведенный во внешней цепи, определяется переменной составляющей скорости v, т. е. последним членом уравнения (8 9). С учетом отрицательного заряда электрона ток, наведенный в плоском конденсаторе одним колеблющимся электроном, по общему уравнению (2.31) равен

$$i_{\text{навед}} = -\frac{ev}{d} = -\frac{e^2}{\omega^2 m d} \frac{dE}{dt},$$

где d — расстояние между пластинами плоского конденсатора (см рис. 8.1).

Обозначим через N количество электронов в единице объема плазмы. Плотность наведенного тока $J_{\text{навед}}$ определяется полным числом электронов N_1 в объеме между электродами, имеющем единичную площадь поперечного сечения, т. е. $N_1 = Nd$ Таким образом плотность наведенного тока равна

$$J_{\text{навед}} = N_1 i_{\text{навед}} = -\frac{Ne^2}{\omega^2 m} \frac{dE}{dt}. \qquad (8.10)$$

С другой стороны, через рассматриваемый плоский конденсатор независимо от присутствия плазмы проходит обычный емкостный ток смещения, плотность которого $J_{\text{смещ}}$ равна

$$J_{\text{смещ}} = \varepsilon_0 \frac{dE}{dt}.$$

Таким образом, плотность полного тока, проходящего через конденсатор в присутствии плазмы. составляет

$$J_{\text{полн}} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{Ne^2}{\omega^2 m \varepsilon_0}\right) \frac{dE}{dt}. \qquad (8.11)$$

Сравним выражение (8 11) с уравнением теории поля, справедливым при пренебрежении свободными зарядами:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J}_{\text{полн}} = \sigma \mathbf{E} + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{d\mathbf{E}}{dt}.$$

Отсутствие в уравнении (8.11) члена, пропорционального напряженности поля E, указывает на равенство нулю активной проводимости плазмы, т. е. $\sigma=0$ С физической точки зрения этот вывод совершенно естественен, поскольку с самого начала не были учтены соударения, приводящие к рассеянию энергии

Выражение в скобках при величине $\frac{dE}{dt}$ в (8.11) соответствует относительной диэлектрической проницаемости среды, заполняющей конденсатор Таким образом, диэлектрическая постоянная плазмы равна

$$\varepsilon=1-\frac{Ne^2}{\omega^2 m\varepsilon_0}. \qquad (8.12)$$

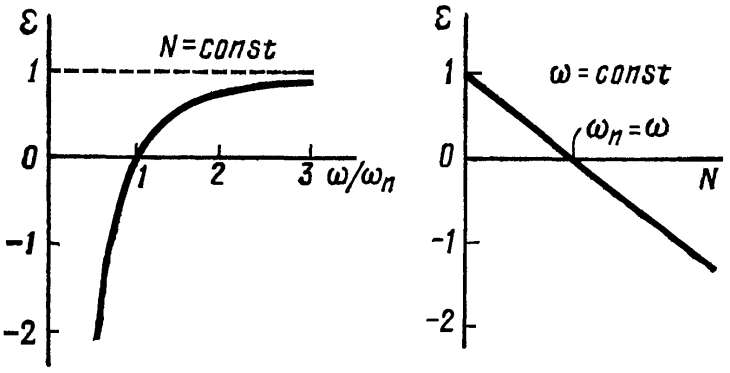


Рис. 8.2. Изменение относительной диэлектрической проницаемости плазмы в зависимости от частоты колебаний и концентрации электронов

Величина $\frac{Ne^2}{m\varepsilon_0}$, входящая в (8.12), равна квадрату плазменной круговой частоты $\omega_п$, неоднократно встречающейся в предыдущем изложении (см , например, § 2.9) Уравнение, определяющее относительную диэлектрическую проницаемость плазмы на СВЧ, сводится к виду

$$\varepsilon=1-\frac{\omega_п^2}{\omega^2}. \qquad (8.12а)$$

На рис 8.2 показаны графики зависимости диэлектрической постоянной плазмы от частоты возбуждающих колебаний и от концентрации электронов При определенных условиях диэлектрическая постоянная электронного газа оказывается отрицательной; во всех случаях $\varepsilon \leqslant 1$

Напомним, что при выводе уравнений (8.12) и (8 12а) не учитывалась роль соударений электронов с молекулами газа Этот вопрос заслуживает более детального обсуждения

в. Диэлектрическая проницаемость и активная проводимость плазмы при учете соударений электронов с молекулами газа

При существовании соударений электронов с другими частицами (в основном с нейтральными молекулами газа) положение несколько усложняется Строгий теоретический учет соударений наталкивается на большие трудности Ограничимся поэтому лишь макроскопическим рассмотрением движения электронов при большом давлении газа, когда в течение каждого колебания происходит много соударений В этих условиях роль соударений аналогична трению, воздействующему на маятник, колеблющийся в вязкой среде.

Отвлечемся снова от движения ионов и введем в левую часть уравнения движения электрона (8 1) второй член, соответствующий силе трения Эта сила пропорциональна скорости частицы и некоторому коэффициенту трения f, зависящему от характера среды С учетом силы трения уравнение движения электрона под действием переменного поля приобретает вид

$$m\frac{d^2x}{dt^2}+f\frac{dx}{dt}=-eE_m\sin\omega t. \qquad (8.13)$$

Коэффициент трения f можно связать со свойствами плазмы, учитывая, что при каждом упругом соударении в среднем теряется полное количество движения электрона, равное $m\frac{dx}{dt}$ За 1 *сек* изменение количества движения составляет $\nu_{эфф}m\frac{dx}{dt}$, где $\nu_{эфф}$ – эффективная частота соударений Величина $\nu_{эфф}$ равна

отношению средней скорости теплового движения электрона к его среднему свободному пробегу.

Это изменение количества движения должно быть, с другой стороны, равно импульсу силы трения за 1 сек, т. е.

$$m\frac{dx}{dt}\nu_{эфф}=f\frac{dx}{dt}\cdot 1.$$

Отсюда получаем простое соотношение:

$$f=m\nu_{эфф}. \tag{8.14}$$

Решим уравнение (8.13) относительно скорости электрона $v=\frac{dx}{dt}$. В установившемся режиме имеем:

$$v=\frac{\omega meE_m}{f^2+\omega^2m^2}\cos\omega t-\frac{efE_m}{f^2+\omega^2m^2}\sin\omega t. \tag{8.15}$$

Дальнейшие преобразования уравнения (8.15) могут быть сходны с решением, проведенным ранее без учета соударений. Плотность тока, наведенного в конденсаторе колеблющимися электронами, оказывается равной

$$J_{навед}=\frac{Ne^2f}{f^2+\omega^2m^2}E-\frac{Ne^2m}{f^2+\omega^2m^2}\frac{dE}{dt}.$$

Плотность полного тока, проходящего через конденсатор, равна

$$J_{полн}=\frac{Ne^2f}{f^2+\omega^2m^2}E+\varepsilon_0\left[1-\frac{Ne^2m}{\varepsilon_0(f^2+\omega^2m^2)}\right]\frac{dE}{dt}. \tag{8.16}$$

Первое слагаемое в (8. 16) соответствует току проводимости, второе — току смещения. Отсюда получаем выражение для активной проводимости плазмы и ее диэлектрической постоянной:

$$\sigma=\frac{Ne^2f}{f^2+\omega^2m^2};\qquad \varepsilon=1-\frac{Ne^2m}{\varepsilon_0(f^2+\omega^2m^2)}.$$

Подставим в эти выражения коэффициент трения f, определяемый уравнением (8.14). После очевидных преобразований получаем окончательно:

$$\sigma=\frac{Ne^2\nu_{эфф}}{m\left(\nu_{эфф}^2+\omega^2\right)}=\frac{\omega_п^2\varepsilon_0\nu_{эфф}}{\nu_{эфф}^2+\omega^2}; \tag{8.17}$$

$$\varepsilon=1-\frac{Ne^2}{m\varepsilon_0\left(\nu_{эфф}^2+\omega^2\right)}=1-\frac{\omega_п^2}{\nu_{эфф}^2+\omega^2}. \tag{8.18}$$

Полученные уравнения дают ответ о влиянии упругих соударений электронов с молекулами газа на свойства плазмы при СВЧ. При $\nu_{эфф}\to 0$ (8 18) переходит в выведенное уравнение (8 12а). Активная проводимость σ обращается в нуль

Иногда уравнение (8.16) записывают в комплексной форме:

$$\dot{J}_{полн}=j\omega\varepsilon_0\left[1-\frac{Ne^2m}{\varepsilon_0(f^2+\omega^2m^2)}-j\frac{Ne^2f}{\omega\varepsilon_0(f^2+\omega^2m^2)}\right]\dot{E}=j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_1-j\varepsilon_2)\dot{E}.$$

Величины ε_1 и ε_2, соответствующие действительной и мнимой частям комплексной диэлектрической постоянной плазмы, равны соответственно:

$$\varepsilon_1=1-\frac{Ne^2}{m\varepsilon_0\left(\nu_{эфф}^2+\omega^2\right)}; \tag{8.19}$$

$$\varepsilon_2=\frac{Ne^2\nu_{эфф}}{m\omega\varepsilon_0\left(\nu_{эфф}^2+\omega^2\right)}. \tag{8.20}$$

Свойства плазмы могут быть выражены также через действительную и мнимую части комплексной проводимости, если привести комплексное выражение полного тока к виду $j_{полн} = (\sigma_1 - j\sigma_2)\dot{E}$ Выражения для σ_1 и σ_2 могут быть без труда получены самим читателем.

Рассмотрим несколько подробнее активную проводимость электронно-ионной плазмы σ, определяемую уравнением (8.17) Нетрудно доказать, что максимуму проводимости соответствует условие

$$\nu_{эфф} = \omega. \tag{8.21}$$

Частота соударений $\nu_{эфф}$ прямо пропорциональна давлению газа p. Следовательно, при заданной частоте и неизменной концентрации электронов существует вполне определенное давление газа, при котором мощность СВЧ колебаний, поглощаемая в плазме, проходит через максимум Качественный вид зависимости проводимости σ от давления газа p показан на рис 8 3 Чем выше частота колебаний, тем больше величина $\nu_{эфф}$, соответствующая максимальному поглощению, и выше должно быть давление наполняющего газа.

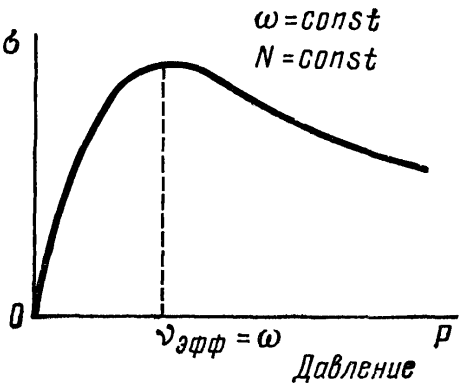


Рис. 8.3 Зависимость активной проводимости плазмы от давления газа с учетом уравнения (8.17)

С уменьшением давления газа сильнее проявляется реактивная составляющая наведенного тока Напротив, при очень больших давлениях газа реактивная составляющая проводимости плазмы стремится к нулю

Полученные выводы представляют интерес для газоразрядных приборов СВЧ, работающих при сравнительно малых сигналах, когда отсутствуют неупругие соударения и ионизация газа под действием внешнего сверхвысокочастотного поля. В некоторых случаях можно использовать реактивные свойства плазмы, например, для создания управляемого фазосдвигателя Очевидно, что подобные приборы должны работать при малых давлениях газа В других случаях можно использовать в основном поглощение мощности СВЧ, что требуется, например, от ослабителей (аттенюаторов) Давление газа здесь должно подбираться таким образом, чтобы обеспечить максимум активной проводимости

Если увеличить мощность колебаний, накладываемых на плазму, то сначала должны проявиться нелинейные свойства за счет роста электронной температуры, обусловленные изменением числа соударений $\nu_{эфф}$. При дальнейшем повышении мощности начинает увеличиваться концентрация электронов N, что еще больше усложняет нелинейный характер происходящих процессов. Наконец может быть достигнут режим, при котором происходит развитие самостоятельного разряда.

г. Самостоятельные СВЧ разряды в газах

Рассмотренные явления не зависят от амплитуды СВЧ колебаний до тех пор, пока она достаточно мала и не влияет на среднюю тепловую скорость электронов и на их концентрацию. Прохождение слабого сверхвысокочастотного тока через плазму в некоторой степени аналогично несамостоятельному таунсендовскому разряду на постоянном токе в начальном участке вольтамперной характеристики.

При большой напряженности СВЧ поля происходит лавинообразный пробой и устанавливается самостоятельный СВЧ разряд. Пользуясь снова аналогией с разрядами на постоянном токе, можно сравнить это явление с переходом несамостоятельного разряда в самостоятельный тлеющий разряд

Следует подчеркнуть, что аналогии с разрядами на постоянном токе носят лишь внешний характер и не затрагивают внутренних процессов в СВЧ разрядах. Ранее указывалось на преобладающую роль процессов в объеме газа и на малую роль электродных явлений Опыт показывает, в частности, что род метал-

ла, из которого изготовлены электроды, обычно не влияет на основные характеристики СВЧ разряда. Разряд может иметь *безэлектродный* характер, т. е. способен возникать и поддерживаться в объеме, не имеющем каких-либо внутренних и даже внешних электродов Существуют и другие любопытные особенности разрядов в газах на СВЧ Тем не менее, многие характеристики сверхвысокочастотных разрядов по своей форме сходны с характеристиками разрядов на постоянном токе (см далее)

В отличие от разрядов на постоянном токе, СВЧ разряды до сих пор не имеют строгой классификации и даже единой терминологии

Наиболее распространенным типом разряда, находящим применение во многих приборах СВЧ, является так называемый *дуговой* сверхвысокочастотный разряд Этот разряд возникает обычно при пониженном давлении газа в тех частях волноводов, полых резонаторов и других устройств СВЧ, где сосредоточено максимальное электрическое поле. Внешний вид такого разряда напоминает положительный столб обычного тлеющего или дугового разряда постоянного тока. При горении СВЧ разряда, как и на постоянном токе, выделяется некоторое количество тепла. В случае низких давлений газа (доли или единицы *тор*) свечение носит диффузный однородный характер. При повышении давления разряд обычно контрагируется, сжимаясь в светящиеся ленты или нити.

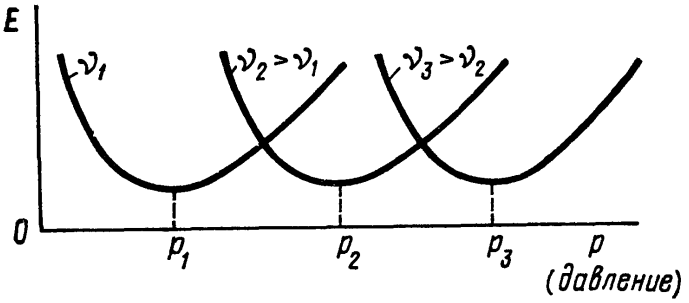


Рис 8 4 Зависимость напряженности электрического поля, требующейся для поддержания СВЧ разряда, от давления газа Ординаты кривых для трех частот условно приведены к одинаковому уровню

Другим типом СВЧ разряда является *кольцевой безэлектродный* разряд, возбуждаемый переменным магнитным полем Этот тип разряда создается в основном в длинноволновой части диапазона СВЧ Похожий кольцевой разряд можно получить не только на высоких и сверхвысоких частотах, но и на значительно более низких частотах, вплоть до звуковых Принцип кольцевого разряда легко понять, если представить себе обычный низкочастотный трансформатор, у которого вместо вторичной обмотки имеется полый тороид с разреженным газом Вихревое электрическое поле заставляет электроны двигаться по кольцевым орбитам подобно тому, как работают современные циклические ускорители Разряд имеет вид замкнутого светящегося кольца Большого практического применения в приборах СВЧ кольцевой разряд пока не находит, за исключением некоторых типов ионных источников Делаются попытки использовать сверхмощные кольцевые импульсные разряды для получения управляемой термоядерной реакции

Кроме указанных типов разрядов, известны *факельный* и *искровой* СВЧ разряды, возникающие иногда при работе высокочастотной и сверхвысокочастотной аппаратуры Наиболее часто встречается и более изучен искровой СВЧ разряд, наблюдаемый в виде пробоя газа (воздуха) даже при нормальном атмосферном давлении Значительно реже можно наблюдать факельный разряд. Этот разряд имеет вид языка пламени (факела), горящего на острых металлических деталях в местах наибольшей концентрации электрического поля.

Рассмотрим некоторые свойства дугового СВЧ разряда, представляющего наибольший практический интерес для приборов СВЧ

Одной из особенностей разряда является то, что для его поддержания требуется очень небольшая напряженность электрического поля Опыт показывает, что для большинства газов напряженность горения разряда составляет от нескольких сотен до нескольких десятков вольт на сантиметр Если рассчитать по (8 4) максимальную энергию, которую может приобрести свободный электрон в поле указанной напряженности, то оказывается, что эта энергия примерно на два порядка ниже энергии, необходимой для ионизации атома. Это показывает трудность объяснения механизма СВЧ разряда. Расчет характеристик СВЧ разрядов выходит за рамки данной книги.

Эксперимент показывает, что зависимость напряженности зажигания СВЧ разряда от давления газа имеет минимум подобно кривым Пашена на постоянном токе [1] Такой же характер имеет зависимость напряженности горения СВЧ разряда от давления газа, показанная на рис 8.4 Оптимальное давление газа, при котором для поддержания разряда требуется наименьшая напряженность электрического поля, на волнах короче 1 *м* увеличивается с ростом частоты. Соответствующий сдвиг кривых для трех различных частот представлен на рис. 8.4. Так, например, в 10-*см* диапазоне оптимальное давление составляет для различных газов 2—7 *тор*; на волне 3 *см* это давление доходит уже до 10—20 *тор*.

Для объяснения особенностей сверхвысокочастотных разрядов некоторые авторы использовали резонансные свойства электронно-ионной плазмы. С этой точки зрения поперечные или продольные волны, распространяющиеся в плазме, могут взаимодействовать с электронами и сообщать им необходимую энергию. Экспериментальные исследования в основном подтверждают роль волновых процессов в СВЧ разрядах, по крайней мере, при низких давлениях газа

д. Собственные СВЧ колебания в электронно-ионной плазме

Представим однородную квазинейтральную плазму, созданную, например, с помощью дугового разряда на постоянном токе при низком давлении газа. Предположим, что в результате случайной флуктуации некоторое количество электронов быстро сместилось относительно положения равновесия.

Положительные ионы остались практически неподвижными, поэтому возник нескомпенсированный объемный заряд положительного и отрицательного знаков — своеобразный диполь. Кулоновская сила, возникающая в результате такого смещения, стремится возвратить сместившиеся электроны. Таким образом, по своему характеру возвращающая сила аналогична упругой силе, действующей в любом механическом осцилляторе.

Как известно из механики, существование упругой силы приводит к появлению дискретных резонансных частот. Можно ожидать поэтому, что электронно-ионная плазма также обладает некоторой собственной резонансной частотой.

Обозначим через $\mathbf{r}$ радиус-вектор, определяющий смещение рассматриваемых электронов относительно положения равновесия. Тогда плотность объемного заряда, возникающего в результате смещения электронов, имеет положительный знак и равна

$$\rho = \operatorname{div}(N e \mathbf{r}). \tag{8.22}$$

Этот объемный заряд создает локальное поле с напряженностью $\mathbf{E}$, определяемой из уравнения

$$\operatorname{div}(\varepsilon_0 \mathbf{E}) = \rho. \tag{8.23}$$

Подставляя (8.24) в (8.23), имеем:

$$\operatorname{div}(\varepsilon_0 \mathbf{E} - N e \mathbf{r}) = 0.$$

При выполнении условий $\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0$, $\operatorname{rot} \mathbf{r} = 0$ последнее уравнение дает:

$$\mathbf{E} = \frac{Ne}{\varepsilon_0} \mathbf{r}. \tag{8.24}$$

Таким образом, на сместившиеся электроны действует квазиупругая возвращающая сила, пропорциональная величине смещения. Уравнение движения электрона в локальном поле должно иметь вид

$$m \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = -e\mathbf{E}; \quad \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} + \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0} \mathbf{r} = 0. \tag{8.25}$$

Решение уравнения (8.25) описывает гармонические колебания электрона с частотой, в точности равной плазменной частоте $\omega_п$:

$$\omega_п = e \sqrt{\frac{N}{m\varepsilon_0}}. \tag{8.26}$$

Таким образом, величина $\omega_п$, встречавшаяся в § 2.9 и в других разделах этой книги, имеет наглядный физический смысл Электронно-ионная плазма ведет себя подобно колебательному контуру с резонансной круговой частотой, равной $\omega_п$

Если перейти к частоте $\nu_п = \omega_п/2\pi$ и выражать концентрацию N в единицах на кубический сантиметр, то согласно (8.26) частота собственных колебаний электронно-ионной плазмы оказывается равной

$$\nu_п \approx 8980 \sqrt{N}\ [гц]. \qquad (8.27)$$

Из (8.27) нетрудно вычислить, что при реально достижимых концентрациях зарядов порядка $10^9—10^{14}$ $см^{-3}$ эта резонансная частота лежит в диапазонах дециметровых, сантиметровых и даже миллиметровых волн.

Сам по себе факт существования квазиупругой связи и колебаний отдельных электронов с одной и той же частотой $\nu_п$ еще не может объяснить упорядоченного движения больших масс электронов и передачи колебательной энергии от плазмы во внешнюю цепь Аналогичное положение встречается, как известно, в случае триодов с положительной сеткой (см § 2.6) Тем не менее, опыт показывает, что при определенных условиях плазма обладает способностью к упорядоченным СВЧ колебаниям, частота которых очень близка к резонансной частоте $\nu_п$

Интересно отметить, что существование колебаний в плазме было обнаружено около 40 лет назад при исследованиях метода зондов*. С тех пор неоднократно предпринимались попытки использовать это интересное свойство плазмы для создания плазменного генератора СВЧ с широким диапазоном электронной настройки Изменение частоты может быть получено путем управления источником постоянного тока за счет изменения концентрации электронов в плазме До сих пор работа в этом направлении не увенчалась полным успехом. Механизм возбуждения колебаний в плазме недостаточно ясен до настоящего времени, но установлена важная роль направленного пучка электронов, выходящих из катода и пронизывающих плазму. Для объяснения работы плазменных генераторов СВЧ часто используют аналогии с работой клистронов и ламп бегущей волны

§ 8.2. ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ АНТЕННЫЕ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛИ. РЕЗОНАНСНЫЕ РАЗРЯДНИКИ

а. Принципиальные схемы и режимы работы газоразрядных переключателей

Разрядники, предназначаемые для работы в антенных переключателях (а. п), — наиболее распространенные типы газоразрядных приборов СВЧ В этих приборах используются свойства самостоятельных разрядов в газе при сверхвысоких частотах Вместе с тем, по характеру работы антенных переключателей большую роль в них играют и процессы, связанные с взаимодействием слабого СВЧ сигнала с электронно-ионной плазмой, созданной независимо от этого сигнала.

Принципиальная схема ответвительного антенного переключателя с разрядником защиты приемника (р. з. п.) и разрядником блокировки передатчика (р. б п.) показана на рис. 8.5, *а*. В этой схеме использовано последовательное включение р б. п в основной тракт, соединяющий передатчик с антенной, и параллельное включение р з п Расстояние от точек *аб* до точек включения р з п., равное $\lambda/4$, обеспечивает подключение передатчика к антенне и одновременное отключение приемника при прохождении мощного импульса передатчика, т е в режиме высокого уровня мощности Включение разрядника блокировки передатчика на расстоянии $\lambda/2$ от точек *аб* на рис 8 5, *а* необходимо для эффектив·

---

* Открытие колебаний в плазме связано с так называемым «парадоксом Лэнгмюра», который заключается в аномальном рассеянии направленного пучка электронов, поступающих в плазму из накаленного катода Максвелловское распределение электронов по скоростям устанавливается на расстоянии, которое примерно в 1000 раз меньше, чем следует из расчета по кинетической теории.

ного отключения «холодного» передатчика от высокочастотного тракта во время паузы между импульсами передатчика (режим низкого уровня мощности)*.

Для повышения качества защиты приемника используется схема а. п. с *резонансными разрядниками*, входящими в состав высокодобротных полых резонаторов, которые играют роль повышающих резонансных трансформаторов. Вариант схемы переключателя с резонансными разрядниками защиты приемника и блокировки передатчика показан на рис. 8.5, *б*. Устройство высокодобротного р. з п. с коаксиальными входом и выходом схематически изображено на рис. 8.6, *а* (роль вспомогательного электрода обсуждается в § 8.2, *б*). Аналогичное устройство, но с одним элементом связи, имеет высокодобротный разрядник блокировки передатчика

В режиме передачи в высокочастотных промежутках обоих разрядников зажигается СВЧ разряд, практически закорачивающий резонаторы. Малое сопротивление разряда трансформируется в еще более низкое сопротивление в точках *вг* и *де* на рис. 8 5, *б*. Таким образом, в режиме передачи точки *вг* практически закорочены, а в точках *аб* имеется практически бесконечное шунтирующее сопротивление (следует вспомнить трансформирующие свойства четвертьволнового отрезка передающей линии). Сигнал передатчика без существенных потерь и отражений поступает в антенну. Что касается приемника, то малое падение напряжения на разряднике при горении разряда трансформируется в еще более низкое напряжение в точках *жз* Мощность, просачивающаяся в приемник, оказывается значительно меньше, чем в схеме с нерезонансными разрядниками, изображенной на рис 8.5, *а*.

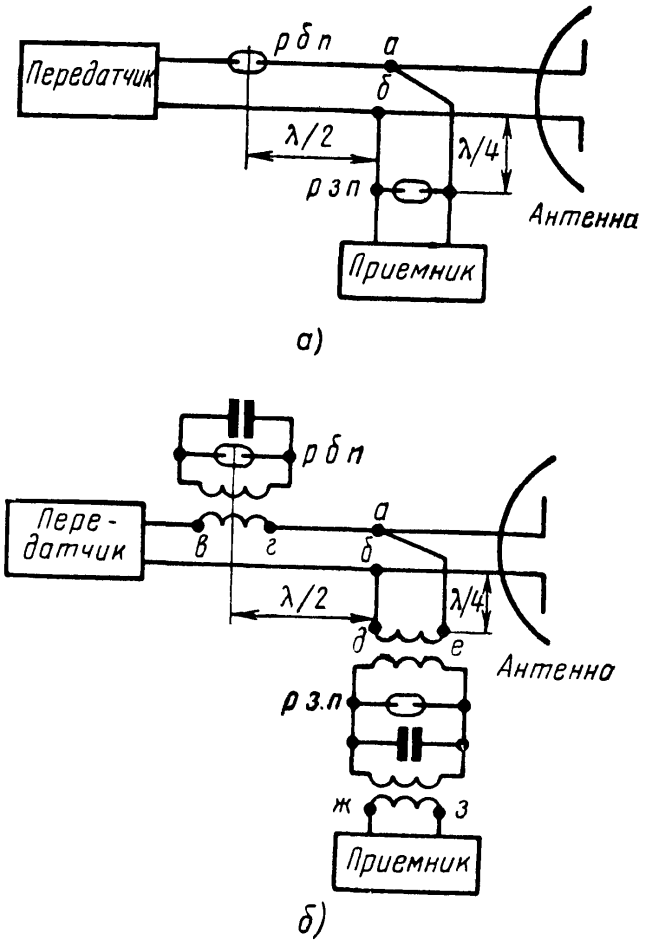


Рис. 8.5. Эквивалентные схемы ответвительного а п. с нерезонансными (*а*) и резонансными (*б*) разрядниками защиты приемника и блокировки передатчика

В режиме приема оба резонатора имеют высокое сопротивление, благодаря чему в точках *вг* на рис. 8.5, *б* основной тракт оказывается разорванным. Входное сопротивление ветви передатчика в точках *аб* также стремится к бесконечности и не влияет на прохождение слабого сигнала от антенны к приемнику. Весь принимаемый сигнал, за вычетом «холодных» вносимых потерь в резонаторе р. з. п., поступает в приемник.

Недостатком антенного переключателя с *высокодобротными* резонансными разрядниками является его узкополосность. При изменении рабочей длины волны необходимо производить механическую настройку обоих разрядников. Поэтому в перестраиваемых радиолокационных станциях применяются *широкополосные* разрядники, не требующие механической настройки в полосе от ± 3% до ± 6—10% от средней частоты. В широкополосном р. з. п. вместо одиночного полого резонатора используется полосовой волноводный фильтр с двумя резонансными окнами и двумя—тремя резонансными зазорами Расстояние между окнами и зазорами составляет четверть длины волны в волноводе (см. рис. 8.6, *б*).

---

* Описание режимов работы и некоторые сведения о схемах ответвительных и балансных антенных переключателей имеются в [1], § 6.7 и 8.10. Для более детального изучения см. [44]

Роль высокочастотных разрядных промежутков играют входное окно и резонансные зазоры Широкополосный р б п имеет более прогую конструкцию состоящую из одного низкодобротного полого резонатора с входным резонансным окном, играющим роль разрядного промежутка

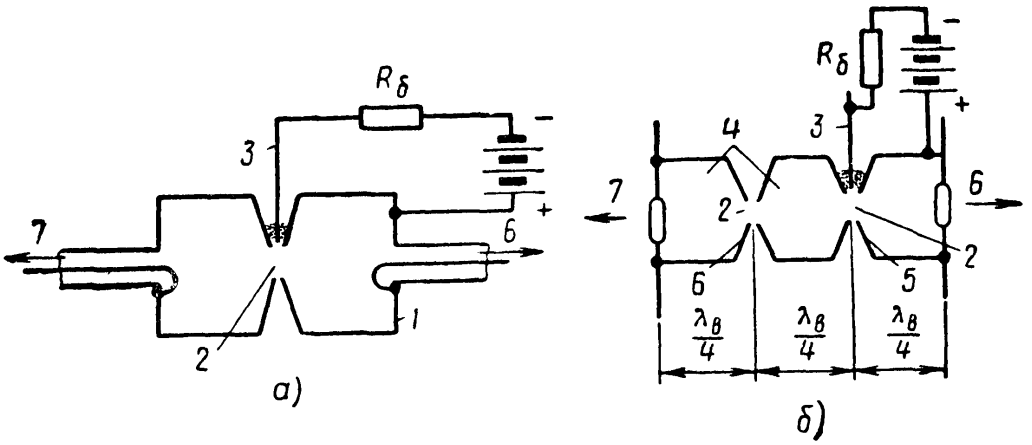


Рис. 8.6. Схемы устройства и включения высокодобротного (*а*) и широкополосного (*б*) разрядников защиты приемника:
1 — полый резонатор, *2* — высокочастотный разрядный промежуток; *3* — вспомогательный электрод; *4* — волновод прямоугольного сечения; *5* — резонансный зазор; *6* — к приемнику; *7* — к основному СВЧ тракту

Принципы работы подобных устройств с точки зрения элементов волноводной техники рассматриваются в первом томе настоящего учебника [1]. Обратимся здесь лишь к основным параметрам и конструкциям резонансных разрядников.

б. Основные параметры разрядников в режиме передачи

При прохождении по основному высокочастотному тракту мощного импульса от передатчика через а. п. в приемник просачивается небольшая часть мощности, изменение которой во времени в случае высокодобротного р з. п. показано на рис 8.7. Можно выделить три основные составляющие просачивающегося импульса:

1) просачивающаяся мощность *прямой* связи, не зависящая от свойств СВЧ разряда и существующая за счет электромагнитной связи между входом и выходом резонатора р. з. п при идеальном закорачивании высокочастотного разрядного промежутка;

2) просачивающаяся мощность в *плоской части* импульса («мощность дуги»), обусловленная конечным падением напряжения при горении СВЧ разряда;

3) *пик* в начале импульса, соответствующий переходным процессам при зажигании СВЧ разряда ввиду того, что напряжение зажигания разряда значительно превышает напряжение при его горении.

Сумма просачивающихся мощностей дуги и прямой связи не должна превышать допустимой величины, зависящей от свойств входа приемника. Так, для большинства кристаллических смесителей предельно допустимая величина просачивающейся мощности в режиме эксплуатации составляет 30—80 *мвт*, а при кратковременном режиме — не более 100—200 *мвт* Если учесть, что мощность передатчика может составлять сотни и тысячи киловатт, очевидно, что ослабление сигнала в разряднике должно составлять примерно от 60—70 до 80 *дб*. Защита приемника осложняется еще и тем, что в спектре частот передатчика всегда имеется небольшая доля высших гармоник. Поэтому от разрядника требуется обычно достаточно высокое качество защиты не только на основной частоте, но и на гармониках.

Для уменьшения просачивающейся мощности дуги следует использовать газовое наполнение, обеспечивающее минимальную напряженность горения СВЧ разряда. С физической точки зрения этому требованию отвечают одноатомные

газы, имеющие малое электронное сродство, т. е. не образующие отрицательных ионов. Если не учитывать других условий, то для резонансных разрядников наиболее подходящими могли бы явиться инертные газы. Давление газа следовало бы выбирать в соответствии с минимумами кривых, показанных на рис. 8.4, *а*. Как будет показано далее, при выборе газового наполнения необходимо учитывать требование малого времени восстановления, обычно противоречащее указанным требованиям.

На величину просачивающейся мощности дуги влияет протяженность разрядного промежутка, так как напряженность электрического поля остается приблизительно постоянной по длине разряда. Обычно стараются выбирать короткий промежуток, чтобы получить низкое напряжение зажигания и малое падение напряжения на разряде.

Время установления СВЧ разряда в начале каждого импульса передатчика составляет обычно 10^{-8}—10^{-9} *сек*. Такую длительность имеет и пик мощности, изображенный на рис 8.7. Опыт показывает, что именно пик представляет наибольшую опасность для кристаллического смесителя, так как длительность пика имеет одинаковый порядок с тепловой постоянной контакта детектора. Поэтому тепло, выделяющееся в маленькой области контакта, не успевает рассеяться по массе кристалла. В результате контакт кристаллического детектора может выгореть, несмотря на то, что просачивающаяся мощность в плоской части импульса имеет вполне допустимую величину.

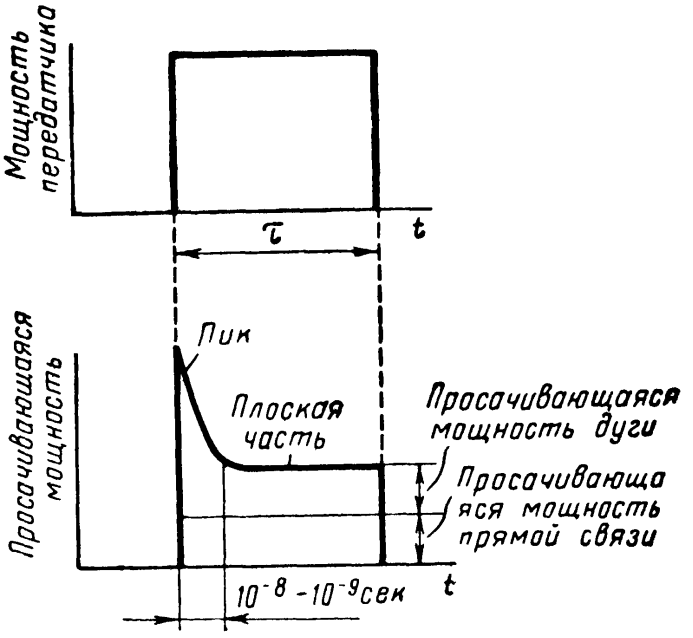


Рис. 8.7. Форма импульса, просачивающегося в приемник через р. з. п. с одним разрядным промежутком

Форма и высота пика в этих условиях не играют существенной роли с точки зрения надежности защиты кристаллического детектора. Основной интерес здесь представляет не мощность, а *полная энергия*, содержащаяся в одном пике. Именно этот параметр и является одной из важных характеристик резонансных разрядников защиты приемника.

Максимальная допустимая величина энергии пика зависит от типа детектора, который используется в сочетании с рассматриваемым разрядником. Так, для обычных кристаллических смесителей энергия пика при использовании высокодобротных разрядников не должна превышать 0,05—0,1 *эрг**. Столь малая допустимая энергия пика является одним из серьезнейших требований к резонансным разрядникам защиты приемника. Как показывает опыт, выгорание детектора и выход из строя всей радиолокационной станции чаще всего связаны с действием пика**.

В широкополосных разрядниках с несколькими разрядными промежутками (рис. 8.6, *б*) пик является более продолжительным, а типичная плоская часть просачивающегося импульса, изображенная на рис. 8.7, обычно отсутствует. Увеличение длительности пика облегчает условия работы кристаллического детектора и позволяет доводить энергию пика до 0,15—0,3 *эрг* и в некоторых случаях до нескольких эргов. Заметим попутно, что просачивающаяся мощность

---

* Здесь в виде исключения энергию принято выражать не в международной системе единиц СИ, а в абсолютной системе *CGS*. При переходе между этими системами следует помнить, что 1 *эрг* равен 10^{-7} *дж*.

** Требования к разряднику облегчаются при использовании на входе приемника лампы бегущей волны или параметрического усилителя.

прямой связи в этих разрядниках равна нулю, что является дополнительным преимуществом широкополосных разрядников.

На величину энергии пика оказывают влияние ряд факторов — род и давление газа, коэффициент трансформации напряжения по отношению к разрядному промежутку, протяженность и начальная ионизация разрядного промежутка и др. Действие этих факторов в основном сходно с влиянием на величину просачивающейся мощности дуги. Рассмотрим более подробно лишь вопрос о начальной ионизации разрядного промежутка

Как и при разрядах на постоянном токе, напряженность зажигания СВЧ разрядов уменьшается при повышении начальной концентрации свободных электронов. Это явление используется для уменьшения энергии пика с помощью вспомогательного тлеющего разряда на постоянном токе. В разрядниках защиты приемника при их работе непрерывно поддерживается вспомогательный разряд с помощью отдельного *вспомогательного электрода*, называемого иногда не совсем правильно «поджигателем» (см. рис. 8.6) Электроны, диффундирующие из вспомогательного разрядного промежутка в основной разрядный промежуток, обеспечивают необходимый начальный уровень ионизации.

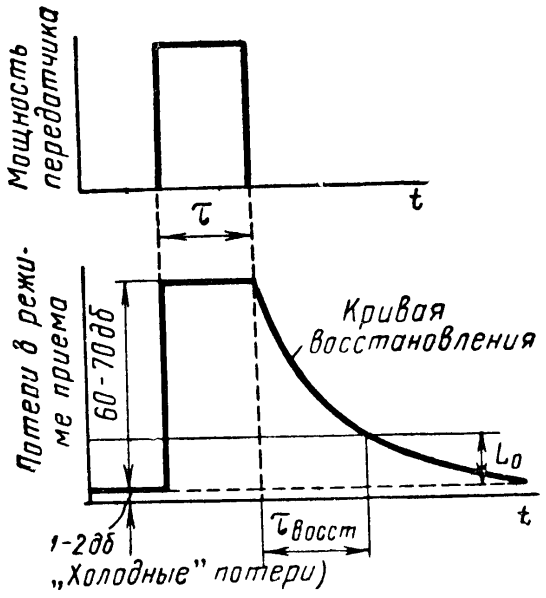


Рис. 8.8 Изменение во времени потерь, создаваемых плазмой СВЧ разряда

Использование вспомогательного разряда приводит к одному из многих противоречий при разработке резонансных разрядников. В самом деле, чем интенсивнее вспомогательный разряд, тем меньше энергия пика. Однако одновременно увеличиваются вносимые потери в режиме приема за счет активной проводимости ионизированного газа, которая согласно уравнению (8.17) возрастает при увеличении концентрации свободных электронов. С этой точки зрения начальная ионизация разрядного промежутка должна быть возможно меньше. Есть и еще один довод против применения интенсивного вспомогательного разряда — уменьшение срока службы разрядника. Обычно проблема вспомогательного разряда решается путем компромисса. Типичная величина тока вспомогательного разряда составляет 100—200 *мка*.

Кроме затруднения с энергией пика, при разработке резонансных разрядников обычно сталкиваются с запаздыванием зажигания, существующим при первом включении передатчика. Для уменьшения запаздывания некоторые разрядники содержат в своем корпусе небольшое количество радиоактивного вещества, с помощью которого создается первичная ионизация. Такая ионизация полезна не только в разрядниках защиты приемника, но и в разрядниках блокировки передатчика, несмотря на то, что само понятие пика относится только к разрядникам защиты приемника.

Перейдем к рассмотрению следующего важного параметра резонансных разрядников — *времени восстановления* в послеразрядный период.

Свободные электроны, остающиеся в разрядном промежутке после окончания импульса передатчика, создают потери для принимаемых отраженных сигналов. Концентрация электронов постепенно убывает за счет процессов диффузии и рекомбинации. В результате этого ослабление сигнала, поступающего в приемник из антенны, изменяется во времени, как показано на рис. 8.8.

Активная проводимость разрядного промежутка определяется только свободными электронами, а не ионами Поэтому процесс восстановления резонансных разрядников можно рассматривать как следствие *деэлектронизации*, а не деионизации разрядного промежутка.

Под временем восстановления $\tau_{восст}$ понимают отрезок времени после окончания импульса передатчика до момента, когда ослабление сигнала, обусловленное данным разрядником, достигает заданной величины L_0 по отношению к уров-

ню сигнала при полностью восстановившемся разряднике (см. рис. 8.8). В качестве уровня отсчета L_0 обычно выбирают ослабление сигнала на 3 *дб* или 6 *дб*. Таким образом, можно говорить, например, о времени восстановления по уровню 6 *дб*

Чем больше время восстановления разрядников, тем больше «мертвая зона» вблизи радиолокационной станции, в пределах которой не может производиться наблюдение за объектами Можно упрощенно полагать, что радиус этой зоны $r_{мин}$ связан с временем восстановления $\tau_{восст}$ соотношением

$$r_{мин} = \frac{c\tau_{восст}}{2}, \qquad (8.28)$$

где c — скорость света в воздухе. При времени восстановления, равном 5 *мксек*, «мертвая зона» станции по (8.28) составляет 750 *м*

Время восстановления разрядника не может быть сделано сколь угодно малым. Существенную роль при этом играет выбор газового наполнения.

С физической точки зрения для быстрого удаления электронов может быть использована ступенчатая рекомбинация через посредство отрицательных ионов Поэтому для получения малого времени восстановления желательно использовать электроотрицательные газы, обладающие большим электронным сродством. Образование отрицательных ионов в таких газах происходит за счет «прилипания» электронов к нейтральным молекулам и атомам

Как известно, инертные газы совершенно не образуют отрицательных ионов. Восстановление в инертных газах происходит в основном за счет медленно протекающих процессов диффузии. Наибольшее электронное сродство имеют, например, пары воды, галогены, кислород и др Однако эти же газы затрудняют зажигание и горение СВЧ разряда, что приводит к увеличению энергии пика, просачивающейся мощности дуги, а также потерь в разряде (см. далее). Таким образом, требование малого времени восстановления противоречит другим требованиям, предъявляемым к разрядникам в режиме передачи

В большинстве разрядников используется наполнение инертным газом (обычно аргоном) с электроотрицательной примесью, в качестве которой применяются пары воды. Такое наполнение позволяет получить время восстановления порядка 2—5 *мксек*, в то время как при наполнении чистым аргоном время восстановления может доходить до 1000 *мксек*.

Применение примеси паров воды приводит к ряду нежелательных явлений — появлению зависимости параметров разрядников от температуры окружающей среды, уменьшению срока службы и т д Достигаемая с помощью паров воды величина времени восстановления является недостаточно малой для некоторых применений. Поэтому представляют интерес другие методы, которые не требуют применения электроотрицательных примесей

Сравнительно малая величина времени восстановления (порядка единиц или десятков микросекунд) может быть достигнута при «чистом» газовом наполнении путем использования *диффузионного* метода. Сущность этого метода заключается в ограничении высокочастотного разрядного промежутка близко расположенными диэлектрическими поверхностями (керамикой, слюдой) или во введении в объем разрядного промежутка диэлектрика с развитой поверхностью, например, кварцевой ваты Ускоренное удаление электронов осуществляется здесь за счет двуполярной диффузии на диэлектрические поверхности.

Другой метод ускорения восстановления без помощи электроотрицательной примеси основывается на импульсном «вытягивании» электронов из основного разрядного промежутка с помощью создаваемого извне электрического поля Для этой цели может быть использован вспомогательный электрод. Недостатком указанного метода является необходимость применения специальной импульсной схемы

Наиболее радикальным путем уменьшения времени восстановления является разработка чисто электронных управляемых переключателей, инерционность которых в сравнении с газоразрядными приборами близка к нулю. Основной трудностью в этом направлении является создание очень больших плотностей конвекционного электронного тока, необходимых для получения высокой активной СВЧ проводимости и для обеспечения достаточного качества защиты

Одним из путей решения указанной задачи является использование *вторично-электронного резонанса* в высоком вакууме под действием электрического поля коммутируемого СВЧ сигнала. В настоящее время уже созданы вакуумные вторично-эмиссионные разрядники с временем восстановления порядка 10 *нсек*. Однако по качеству защиты приемника такие приборы пока заметно уступают газовым разрядникам.

Остановимся в заключение на потерях мощности в разрядниках при горении СВЧ разряда. Эти потери желательно уменьшать, чтобы не происходило существенного снижения мощности передатчика, излучаемой в антенну. Не менее важной является и проблема жестчения газа, а также теплового режима самого разрядника, который при высокой мощности передатчика может выйти из строя.

Строгий расчет потерь в разряде, как и большинства других характеристик высокого уровня мощности, в настоящее время отсутствует. Обозначим через I импульсный высокочастотный ток, проходящий через каждый из разрядников в схеме, изображенной на рис. 8.5. Этот ток, как и во всякой передающей линии, связан с импульсной мощностью передатчика $P_{\text{перед}}$ соотношением

$$I = k_1 \sqrt{P_{\text{перед}}}.$$

Коэффициент k_1 определяется характеристическим сопротивлением линии, в которую включен разрядник, и трансформирующими свойствами включения. Величина разрядного тока I при малом сопротивлении плазмы СВЧ разряда практически не зависит от свойств и параметров самого разряда.

Мощность потерь $P_{\text{пот}}$, рассеиваемая в импульсе в рассматриваемом разряднике, пропорциональна произведению тока I и высокочастотного напряжения U, падающего на разряднике в установившемся режиме:

$$P_{\text{пот}} = k_2 UI.$$

Если бы плазма, имеющаяся в разряднике, была создана независимо от СВЧ сигнала и обладала бы неизменной проводимостью, то падение напряжения U на разряде по закону Ома должно было быть пропорционально разрядному току I. Мощность потерь в разряде $P_{\text{пот}}$ в этом случае была бы линейно связана с мощностью $P_{\text{перед}}$. В действительности, однако, проводимость плазмы самостоятельного СВЧ разряда увеличивается с ростом разрядного тока Напряжение горения U слабо зависит от величины I и, следовательно, от мощности передатчика. Если положить для простоты $U \neq f(P_{\text{перед}})$, получаем:

$$P_{\text{пот}} = k_1 k_2 U \sqrt{P_{\text{перед}}} \cong k \sqrt{P_{\text{перед}}}, \qquad (8.29)$$

где k — постоянная для данного типа разрядника с учетом свойств газового наполнения, частоты, конструкции разрядного промежутка и способа включения разрядника в тракт.

Таким образом, в отличие от обычной линейной нагрузки активные потери в разряднике в принятом приближении порпорциональны квадратному корню из импульсной мощности передатчика. Исследования показывают, что в реальных разрядниках в зависимости от их конструкции $P_{\text{пот}} \sim P_{\text{перед}}^{m}$, где $m = 0{,}5 \div 0{,}8$.

Обозначим через $L_{\text{перед}}$ *потери в режиме передачи*, определяемые через отношение мощности передатчика до разрядника к мощности, поступающей в основной тракт после разрядника. С учетом (8.29) имеем:

$$L_{\text{перед}} = 10 \lg \frac{P_{\text{перед}}}{P_{\text{перед}} - P_{\text{пот}}} \cong -10 \lg \left[1 - \frac{k}{\sqrt{P_{\text{перед}}}}\right] [дб]. \qquad (8.30)$$

Уравнение (8.30) показывает, что с ростом импульсной мощности передатчика мощность потерь $P_{\text{пот}}$ по абсолютной величине увеличивается, но потери $L_{\text{перед}}$ при этом уменьшаются. Опыт согласуется с этими выводами.

Чем больше коэффициент трансформации тока (см. схему на рис. 8.5, *б*), тем меньше константа k в уравнениях (8.29) и (8.30). Поэтому в случае высокодобротных разрядников потери оказываются значительно меньше, чем в широкополосных разрядниках. Типичная величина потерь широкополосных р. з. п. и р б п составляет от 0,1 до 0,7 *дб* Несмотря на кажущуюся малость указанной величины

потерь, тепловой режим разрядников может быть иногда весьма тяжелым. Положим, например, $L_{\text{перед}} = 0{,}3$ *дб* и $P_{\text{перед}} = 10$ *Мвт* при длительности импульса 1 *мксек* и частоте повторения импульсов 1000 $сек^{-1}$. В этом случае средняя мощность потерь, рассеиваемая в разряднике, составляет около 660 *вт*. Для обеспечения нормальной работы разрядника при таком нагревании приходится идти на принудительное воздушное или даже водяное охлаждение.

в. Параметры разрядников в режиме приема

Основными параметрами резонансных разрядников в режиме низкого уровня мощности являются средняя длина волны, рабочая полоса частот или диапазон механической настройки, нагруженная добротность и вносимые потери, а также потери в разветвлениях. Эти параметры определяются «холодными» характери-

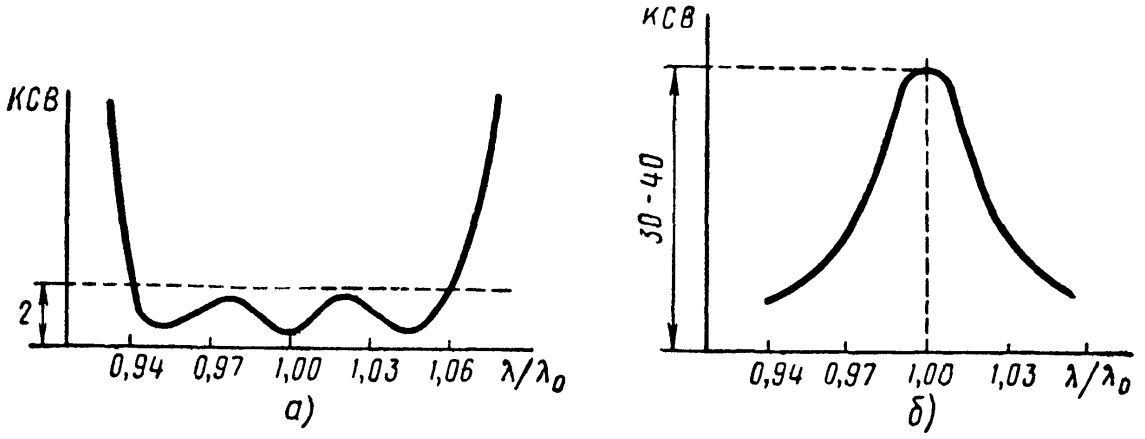


Рис. 8.9. Диапазонные характеристики широкополосных разрядников защиты приемника (*а*) и блокировки передатчика (*б*) в режиме низкого уровня мощности при включении на конце тракта согласованной нагрузки (различный масштаб КСВ)

стиками колебательной системы разрядника и способом его включения в основной высокочастотный тракт. Однако между параметрами режимов приема и передачи имеется тесная взаимосвязь, не позволяющая выбирать «холодные» параметры разрядников столь же свободно, как при разработке обычных СВЧ цепей.

Нагруженная добротность высокодобротных разрядников составляет обычно 200—300 при собственной (ненагруженной) добротности порядка 1000—2000. Рабочая полоса таких разрядников по уровню спада проходящего сигнала на 3 *дб* очень мала и составляет соответственно от 0,5 до 0,3% от средней частоты. Поэтому высокодобротные разрядники всегда имеют механизм настройки, позволяющий изменять резонансную частоту в диапазоне 10—15% от средней частоты.

Рабочая полоса широкополосных разрядников примерно соответствует диапазону перестройки современных мощных генераторов СВЧ, например, магнетронов, и составляет от ± 3% до ± 6—10% от средней частоты. Типичные «холодные» диапазонные характеристики широкополосных разрядников защиты приемника и блокировки передатчика приведены на рис. 8.9.

Обозначим через $L_{\text{внос}}$ полные *вносимые потери* разрядника защиты приемника, определяемые отношением мощности P_1, поступающей на вход разрядника от согласованного генератора, к мощности P_2, проходящей через разрядник в согласованную нагрузку:

$$L_{\text{внос}} = 10 \lg \frac{P_1}{P_2} \text{ [дб]}. \qquad (8.31)$$

Величина $L_{\text{внос}}$ складывается из активных потерь в разряднике и потерь на отражение $L_{\text{отр}}$, определяемых очевидным выражением

$$L_{\text{отр}} = 10 \lg \frac{1}{1 - |\Gamma|^2} \text{ [дб]},$$

где $|\Gamma|$ — модуль коэффициента отражения на входе разрядника.

В случае высокодобротного разрядника с одним полым резонатором, работающим в режиме приема «на проход», величина полных вносимых потерь составляет 1—1,5 *дб* Для широкополосных р. з. п., устройство которых имеет вид, показанный на рис 8.6, *б*, потери в режиме приема составляют обычно не более 0,5 *дб*.

Вносимые потери желательно уменьшать для повышения уровня принимаемого сигнала и снижения собственных шумов р. з. п. Величина $L_{\text{внос}}$ в значительной мере зависит от нагруженной добротности $Q_{\text{н}}$ резонансных элементов, используемых в разряднике. Снижение величины $Q_{\text{н}}$ позволяет уменьшить вносимые потери, но одновременно приводит к росту потерь в дуге и увеличению энергии пика и величины просачивающейся мощности. Здесь снова проявляется одно из противоречий, присущих резонансным разрядникам.

Некоторое влияние на вносимые потери оказывает ионизация, создаваемая вспомогательным разрядом. Это обстоятельство, наряду со снижением срока службы, не позволяет резко увеличить начальную ионизацию и тем самыми уменьшить пик просачивающегося сигнала в режиме передачи*.

Более сложным является анализ *потерь в разветвлениях*, под которыми понимается отношение мощности, поступающей от согласованной антенны на вход а. п., к мощности, поступающей из антенного переключателя на вход приемника при идеальном р. з. п. С физической точки зрения потери в разветвлениях обусловливаются частичным поглощением принимаемого сигнала в ветви «холодного» передатчика и частичным отражением сигнала в антенну от точек разветвления *аб* на рис. 8.5. При неблагоприятных условиях потери в разветвлениях могут достигать большой величины — порядка 6—10 *дб* и более. При отсутствии р. б. п. максимальные потери в разветвлениях стремятся к бесконечности.

Опуская расчеты, укажем лишь, что важную роль играют «холодные» параметры разрядника блокировки передатчика и в первую очередь величина его нагруженной добротности $Q_{\text{н}}$. Чем ниже величина $Q_{\text{н}}$, тем шире может быть сделана полоса частот, в пределах которой потери в разветвлениях не превосходят заданной допустимой величины, например 1 *дб*. По этой причине величину $Q_{\text{н}}$ широкополосных р. б. п стараются делать очень низкой — порядка 5 и менее

§ 8.3. ВОПРОСЫ КОНСТРУИРОВАНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ РАЗРЯДНИКОВ

а. Высокодобротные разрядники

В высокодобротных разрядниках, как правило, применяют цилиндрический резонатор с усеченными конусами, возбуждаемый на виде колебаний E_{010}. Между концами конусов в режиме передачи возникает СВЧ разряд, практически закорачивающий зазор резонатора.

Устройство и внешний вид высокодобротного стеклянного разрядника с дисковыми впаями и съемным резонатором приведены на рис. 8.10 и 8.11, *а*. Типичные параметры разрядника указаны в табл. 8.1 под № 1. Подобные разрядники используются как для защиты приемника, так и для блокировки передатчика. В последнем случае вспомогательный электрод не используется, а иногда и вообще отсутствует.

---

* Возможно применение более интенсивного импульсного вспомогательного разряда, синхронизованного с импульсами передатчика. Этот метод, однако, широко не применяется ввиду схемных усложнений, а также потому, что он не обеспечивает автоматической защиты приемника от посторонних СВЧ импульсов.

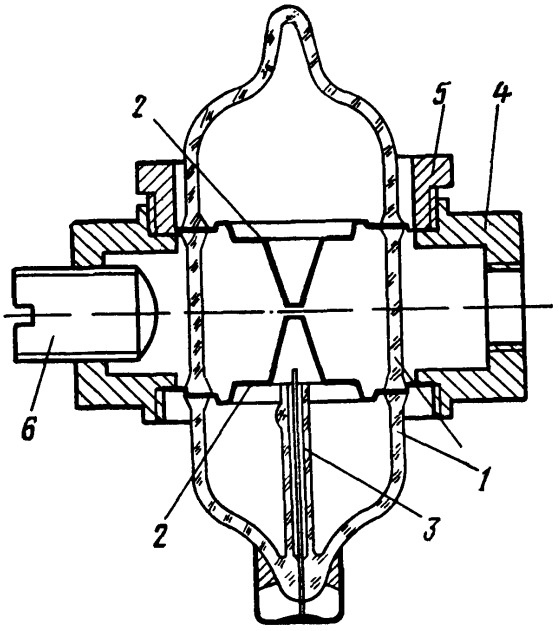


Рис. 8.10 Типичный высокодобротный разрядник 10-*см* диапазона со съемным наружным резонатором:

1 — стеклянная вакуумная оболочка, *2* — медные диски; *3* — вспомогательный электрод; *4* — наружная часть цилиндрического резонатора, *5* — нажимное кольцо; *6* — настроечный винт

Вспомогательный электрод всегда имеет отрицательную полярность по отношению к корпусу разрядника (см рис. 8.6). Ограничивая рабочую поверхность вспомогательного электрода, удается получить аномальный тлеющий разряд с возрастающей вольтамперной характеристикой, что способствует подавлению релаксационных колебаний в цепи вспомогательного разряда. Напряжение источника питания вспомогательного разряда выбирается обычно порядка 800—1000 *в* при падении напряжения на самом разряде порядка 300—400 *в*.

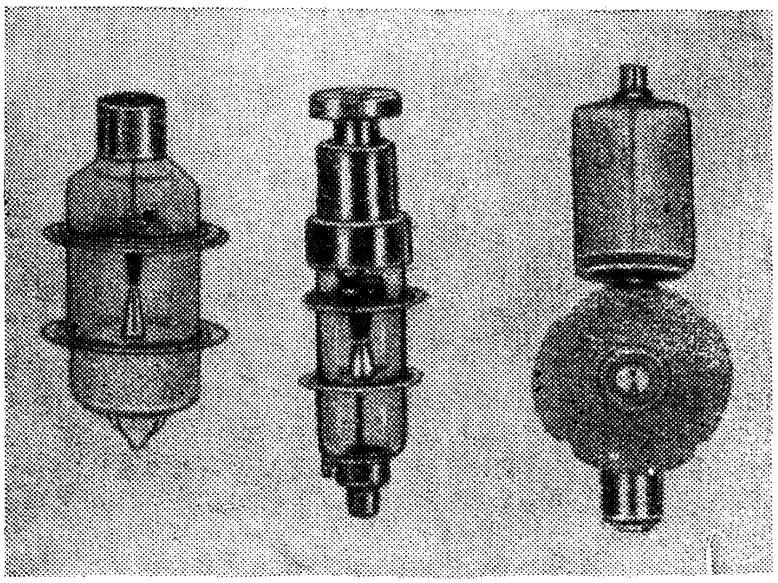
Настройка разрядников с внешними резонаторами производится обычно индуктивным способом в невакуумной части с помощью винтов (см. рис. 8.10) В некоторых случаях используется емкостная настройка за счет изменения расстояния между конусами, образующими высокочастотный зазор. Внешний вид одного из разрядников с емкостной настройкой и с «внешним» полым резонатором приведен на рис. 8.11, *б*.

Внешний вид высокодобротного р. з. п. с «внутренним» резонатором показан на рис. 8.11, *в*. Здесь цилиндрический резонатор с усеченными конусами целиком расположен внутри металлического корпуса разрядника. Один из конусов перемещается с помощью дифференциального винта, обеспечивая необходимую емкостную настройку. Разрядник имеет два нерезонансных круглых окна, запаянных стеклом, через которые производится связь с приемником и с основным трактом Параметры разрядника приведены в табл. 8.1 под № 2.

б. Широкополосные разрядники

В отличие от высокодобротных разрядников защиты приемника, широкополосные р. з. п имеют не один, а три (реже четыре) высокочастотных разрядных промежутка. Роль последних выполняют входное резонансное окно и следующие за ним резонансные зазоры с усеченными коническими электродами или стержнями. Устройство и внешний вид типичных широкополосных разрядников защиты приемника показаны на рис. 8.12, *а* и 8.13, *а* (см также табл. 8.1, № 3).

Для получения характеристики полосового фильтра (см. рис. 8 9, *а*) расстояние между зазорами и окнами выбирается равным четверти дли-



а) *б*) *в*)

Рис 8 11. Внешний вид двух высокодобротных разрядников 10-*см* диапазона (*а*, *б*) и разрядника защиты приемника 3-*см* диапазона с внутренним резонатором (*в*)

Таблица 8.1

Параметры типичных резонансных разрядников

№ пп	Тип разрядника	Рабочий диапазон частот, *Гц*	Максимальная импульсная мощность передатчика, *квт*	Просачивающаяся мощность дуги, *мвт*	Энергия пика, *эрг*	Время восстановления по 3 *дб*, *мксек*	Собственная добротность, Q_0	Нагруженная добротность, $Q_н$	Вносимые потери в режиме приема, *дб*	Потери в режиме передачи, *дб*	Тип настройки	Состав газового наполнения
1	Высокодобротный стеклянный разрядник с внешним резонатором 10-*см* диапазона (рис. 8.10 и 8.11, *а*)	2,7—3,3	350	30—40	0,04	7	2000	—	1,5	—	Индуктивная	H_2 при 10 *тор* H_2O при 10 *тор*
2	Высокодобротный разрядник защиты приемника с внутренним резонатором 3-*см* диапазона (рис. 8.11, *в*)	8,5—9,6	100	10	0,02	4	3000	300	1,0	—	Емкостная	H_2 при 15 *тор* H_2O при 15 *тор*
3	Широкополосный р. з. п. 3-*см* диапазона (рис. 8.12, *а* и 8.13, *а*)	8,5—9,6	200	30	0,2	4	—	—	0,5	—	Фиксированная	Ar при 15 *тор* H_2O при 4 *тор*
4	Широкополосный р. б. п. 3-*см* диапазона (рис. 8.12, *б* и 8.13, *б*)	8,5—9,6	250	—	—	5	—	5	—	0.7 *дб* при 4 *квт*	То же	Ar при 15 *тор* H_2O при 4 *тор*
5	Вставной разрядник	2,9—3,3	30000	3 *квт*	—	50	—	5	—	0,1	«	Ar при 40 *тор*

ны волны $\lambda_в$ в волноводе при волне типа H_{10}, как показано на рис. 8.6, *б*. Все окна и зазоры имеют приблизительно одинаковую резонансную длину волны. Зазоры настраиваются только один раз при изготовлении разрядника, после чего настройка фиксируется. Нагруженная добротность окон колеблется в пределах 1—3; нагруженная добротность резонансных зазоров составляет обычно от 4 до 6. Корпус волновода и резонансные окна одновременно являются вакуумной оболочкой разрядника.

Вспомогательный электрод в широкополосных р. з. п. всегда располагается в последнем от входного окна резонансном зазоре. Такое расположение вспомогательного электрода обеспечивает первоначальное зажигание СВЧ разряда на последнем зазоре, после чего разряд поочередно зажигается на других зазорах и, наконец, на входном окне. Однако мощности, просачивающейся через зазор, недостаточно для поддержания самостоятельного СВЧ разряда на другом таком же зазоре. Поэтому разряд на последнем зазоре прекращается; начинается про-

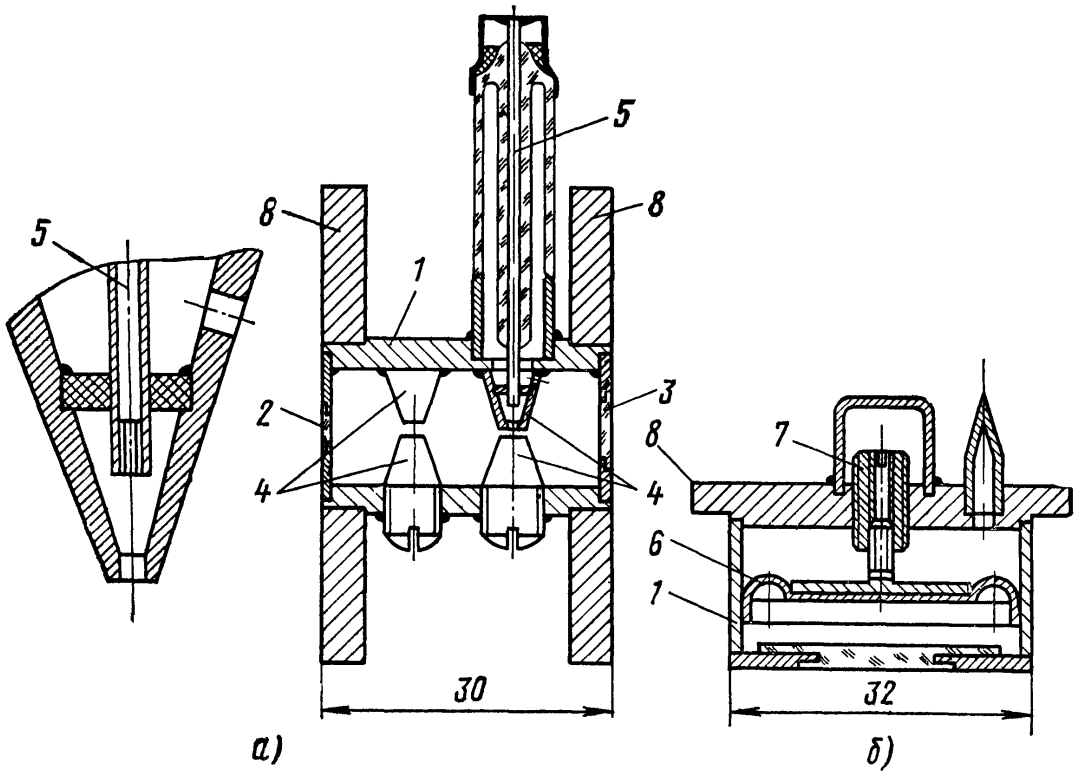
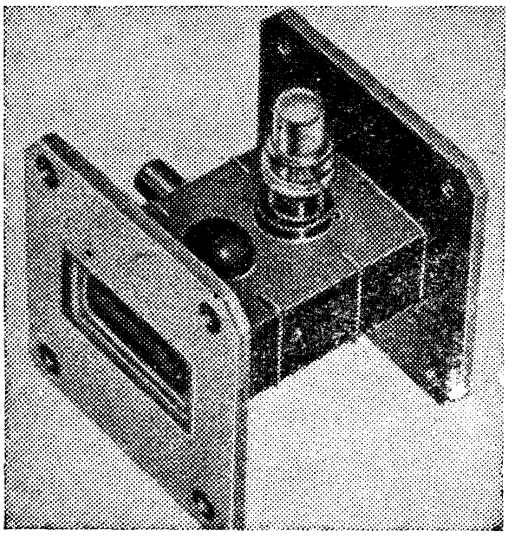
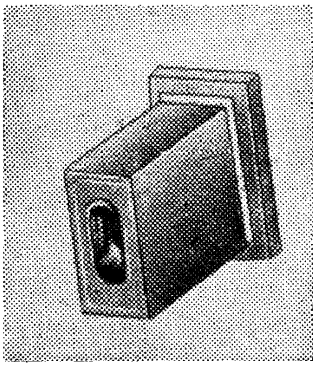


Рис. 8.12. Устройство типичных широкополосных разрядников 3-*см* диапазона Слева в увеличенном масштабе показано устройство вспомогательного электрода:

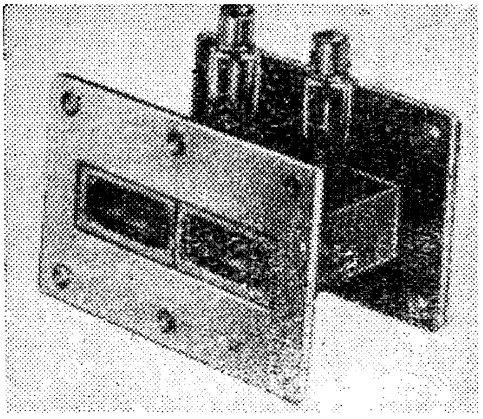
1 — корпус (прямоугольный волновод) *2*, *3* — входное и выходное резонансные окна; *4* — резонансный зазор, *5* — вспомогательный электрод, *6* — гибкая мембрана; *7* — винт предварительной настройки, *8* — фланец для соединения с волноводным трактом



а)



б)



в)

Рис 8 13 Внешний вид широкополосных разрядников 3-*см* диапазона

цесс его восстановления, хотя импульс передатчика еще продолжается. С этим связано упоминавшееся непостоянство просачивающейся мощности в широкополосных р. з. п. На практике обычно указывают среднюю величину просачивающейся «мощности дуги» за время импульса

Может возникнуть вопрос, что препятствует дальнейшему расширению рабочей полосы широкополосных разрядников защиты приемника С точки зрения параметров низкого уровня мощности расширение полосы может быть легко достигнуто за счет дальнейшего уменьшения нагруженной добротности резонансных зазоров и окон. Главным ограничением, однако, снова является ухудшение параметров высокого уровня мощности.

В самом деле, для уменьшения нагруженной добротности окна при неизменной конструкции и технологии необходимо увеличивать геометрические размеры отверстия окна. Это влечет за собой увеличение потерь в разряде на высоком уровне мощности. Опыт показывает, что при большой мощности передатчика стеклянные окна могут растрескиваться или проплавляться. Таким образом, с точки зрения потерь в дуге существует некоторая предельно допустимая добротность входных окон разрядников.

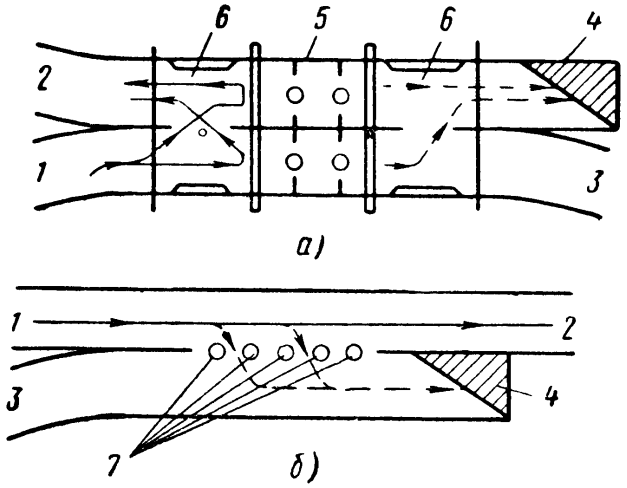


Рис. 8.14. Схема балансного антенного переключателя (*а*) и а. п. с полной связью (*б*). Стрелками показано направление движения энергии в режиме передачи:

1 — от передатчика; *2* — к антенне, *3* — к приемнику; *4* — согласованная нагрузка; *5* — сдвоенный р. з п ; *6* — щелевой мост; *7* — вставные разрядники в щели связи

Уменьшение нагруженной добротности резонансных зазоров лимитируется в основном увеличением энергии пика. Можно приближенно считать, что отношение ширины полосы к энергии пика является постоянной величиной. Дальнейшее расширение полосы ответвительного антенного переключателя упирается либо в разработку более стойких кристаллических смесителей, либо в применение на входе приемника усилительных ламп бегущей волны.

Другой возможностью является применение балансной схемы антенного переключателя, в которой используются *сдвоенный* р. з. п. и два волноводных щелевых моста (рис. 8.14, *а*). Эта схема, свойства которой с точки зрения волноводной техники рассматриваются в [1], обеспечивает в идеальном случае полное уничтожение пика и просачивающейся мощности в ветви приемника Практически удается в несколько раз снизить энергию пика в сравнении с величиной, имеющейся у одиночного разрядника.

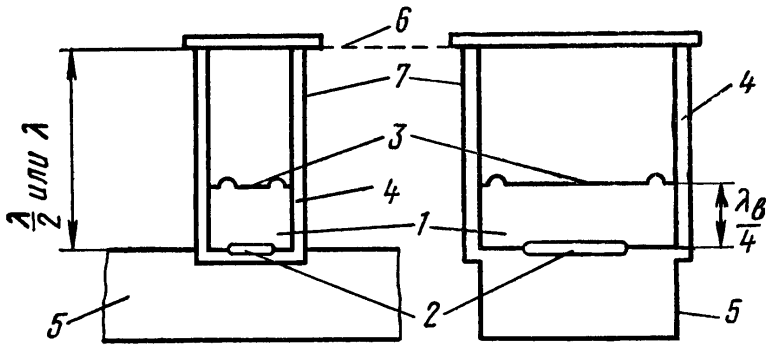


Рис. 8.15. Широкополосный разрядник блокировки передатчика в сопряжении с основным волноводным трактом:

1 — призматический четвертьволновый резонатор; *2* — резонансное окно; *3* — гибкая мембрана предварительной настройки; *4* — дроссельный зазор; *5* — основной волновод; *6* — плоскость разъема; *7* — гнездо для крепления разрядника

Внешний вид типичного сдвоенного разрядника, применяемого в схеме, изображенной на рис. 8.14, *а*, показан на рис. 8.13, *в*. Рабочая полоса балансных переключателей в значительной мере ограничивается широкополосностью волноводных мостов и доходит до ± 6—10% от средней частоты.

Разработки широкополосных р. б. п. идут в основном по пути применения одиночного полого резонатора, сильно связанного с линией и обладающего очень низкой нагруженной добротностью Устройство широкополосного разрядника блокировки передатчика показано схематически на рис 8 15 Конструкция, внешний вид и параметры типичного р б. п показаны на рис 8 12, *б*, 8.13, *б* и в табл 8.1. Разрядник имеет четвертьволновый призматический резонатор, на открытом конце которого расположено резонансное окно Это окно играет двойную роль — элемента связи резонатора с волноводным трактом и разрядного промежутка. На другом конце резонатора имеется короткозамыкающий поршень, роль которого обычно играет гибкая мембрана Разрядник настраивается на заданную среднюю частоту рабочей полосы при изготовлении на заводе. После этого положение мембраны остается неизменным, т е разрядник имеет фиксированную настройку. Для того, чтобы получить минимальную нагруженную добротность, необходимо располагать разрядник в широкой стенке основного волноводного тракта. Резонансное окно разрядника должно лежать в одной плоскости с внутренней поверхностью волновода.

Для сопряжения р. б. п. с основным трактом на рис. 8.15 показано дроссельное устройство, использующее полуволновой зазор между наружной поверхностью корпуса разрядника и металлическим гнездом, имеющимся на основном волноводе.

в. Вставные разрядники

При весьма высоких импульсных и средних мощностях передатчика в дециметровом и сантиметровом диапазонах волн широко применяются резонансные разрядники *вставного* типа, устройство которых схематически показано на рис. 8 16. Эти разрядники представляют собой съемный элемент резонансного волноводного зазора.

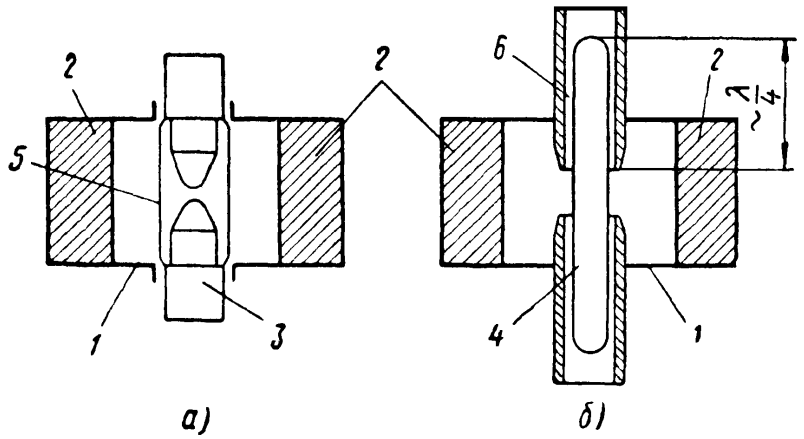


Рис. 8 16. Вставные разрядники с внутренними электродами (*а*) и безэлектродной конструкции (*б*) в поперечном сечении прямоугольного волновода:

1 — волновод; *2* — индуктивная диафграма; *3* — вставной разрядник с внутренними электродами; *4* — безэлектродный разрядник; *5* — вакуумная оболочка разрядника; *6* — зазор динамического дросселя

В стеклянной или керамической вакуумной оболочке вставного разрядника могут находиться металлические заостренные на конце электроды, как показано на рис 8.16, *а* Эти электроды образуют емкостный зазор, который в сочетании с индуктивной диафрагмой или индуктивными штырями обеспечивает настройку

на рабочую длину волны В случае, изображенном на рис. 8.16, *б*, вставной разрядник имеет наиболее простую конструкцию в виде безэлектродной разрядной трубки Универсальность вставной конструкции разрядников позволяет использовать их не только в ответвительных, но и в балансных а п., а также в переключателях с полной связью (рис. 8.14, *б*).

Интересной деталью, изображенной на рис. 8.16, *б*, является *динамический дроссель*, обеспечивающий неконтактное соединение безэлектродного разрядника со стенками основного волновода Плазма СВЧ разряда, проникающая внутрь полого металлического конуса и заполняющая объем разрядной трубки, образует внутренний проводник коаксиальной линии. Эффективная длина дроссельного зазора должна быть близка к $\lambda/4$

Вставные разрядники позволяют наиболее полно удовлетворить жесткие требования, предъявляемые к современным а. п. В частности, на входе многозвенной структуры, используемой в ответвительных и балансных а. п., можно использовать предварительный вставной разрядник, по конструкции и наполнению отличающийся от вставного разрядника, обеспечивающего окончательную защиту приемника. Таким путем удается сочетать большую коммутируемую мощность со сравнительно малым временем восстановления и хорошей защитой приемника (см. табл. 8.1, № 5) Срок службы и надежность вставных разрядников значительно выше, чем у обычных резонансных разрядников

г. Прочие типы СВЧ разрядников

В дециметровом диапазоне длин волн при умеренной величине мощности передатчика применяются коаксиальные конструкции нерезонансных или слаборезонансных разрядников. Вакуумная оболочка этих разрядников состоит из отрезка жесткой коаксиальной линии, на одном или на двух концах которой расположены кольцевые стеклянные или керамические нерезонансные окна В разряднике защиты приемника коаксиальная линия постепенно суживается, что позволяет уменьшить просачивающуюся мощность. Следует заметить, что энергия пика и величина плоской части просачивающейся мощности в коаксиальных р. з.п. значительно выше, чем в высокодобротных и широкополосных резонансных разрядниках. Поэтому широкополосные коаксиальные разрядники могут использоваться только для защиты приемника, на входе которого имеется электронный прибор (триод, ЛБВ), а не кристаллический детектор.

Следует упомянуть еще об одной конструкции резонансных разрядников — разрядниках *предварительной защиты* волноводного типа, применяемых. например, в сочетании с высокодобротными разрядниками при большой импульсной мощности передатчика. Разрядник представляет собой четвертьволновой отрезок прямоугольного волновода с двумя резонансными окнами. Входное окно играет роль разрядного промежутка, как в описанных ранее широкополосных разрядниках. В режиме передачи на основной р. з п. поступает только мощность, просачивающаяся через предварительный разрядник Благодаря этому не только облегчается тепловой режим р з п., но и резко снижается просачивающаяся мощность прямой связи.

Интересна разработка резонансных разрядников для других типов СВЧ трактов, кроме стандартных прямоугольных волноводов и обычных коаксиальных линий К числу таких трактов относятся, например, круглый волновод, возбужденный на симметричной волне типа H_{01}, и прямоугольный волновод с увеличенными размерами поперечного сечения, допускающими распространение высших типов волн Исследования показывают возможность создания а п также и для этих менее обычных передающих линий СВЧ при основных параметрах, близких к параметрам существующих антенных переключателей.

Требования к разрядникам непрерывно возрастают в связи с повышением импульсных и средних мощностей передатчиков, ростом чувствительности приемников, усложнением функций радиолокационных устройств и дальнейшим совершенствованием их параметров Широкие возможности открывает сочетание газоразрядных а. п. с ферритовыми и полупроводниковыми элементами техники

СВЧ В частности, резонансные разрядники защиты приемника успешно используются в переключателях, построенных на базе ферритового циркулятора [1] Далее, для повышения качества защиты приемника иногда используют полупроводниковый диодный СВЧ ограничитель, располагаемый в волноводе непосредственно за выходным окном р. з. п.

Дальнейшее совершенствование резонансных разрядников будет тесно связано с общими направлениями развития техники и приборов СВЧ

§ 8.4. ПРОЧИЕ ТИПЫ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ПРИБОРОВ СВЧ

а. Коммутаторы высокого уровня мощности

При разработке СВЧ систем нередко возникает необходимость в поочередной работе одного передатчика на две антенны или в поочередном подключении одного приемника к двум антеннам. В некоторых случаях, когда не требуется высоких скоростей переключения, с этой целью используются механические переключатели волноводного или коаксиального тракта Иногда при малой коммутируемой мощности применяются специальные полупроводниковые диоды. Хорошие результаты, особенно при повышенных мощностях, достигаются с помощью *управляемых газоразрядных коммутаторов*, в которых разряд создается на постоянном токе подаваемыми извне импульсами постоянного напряжения

Один из возможных вариантов схемы с двумя коммутаторами, включенными на концах параллельных четвертьволновых шлейфов, показан на рис 8.17. Здесь в качестве переключающих элементов использованы газоразрядные приборы, создающие с помощью плазмы короткое замыкание СВЧ тракта При зажигании внешним модулятором импульсного разряда в приборе K_1 в отсутствие разряда в K_2 вся мощность передатчика поступает в антенну A_1 Напротив, зажигание разряда в K_2 при отсутствии разряда в K_1 приводит к перебрасыванию всей мощности передатчика в антенну A_2

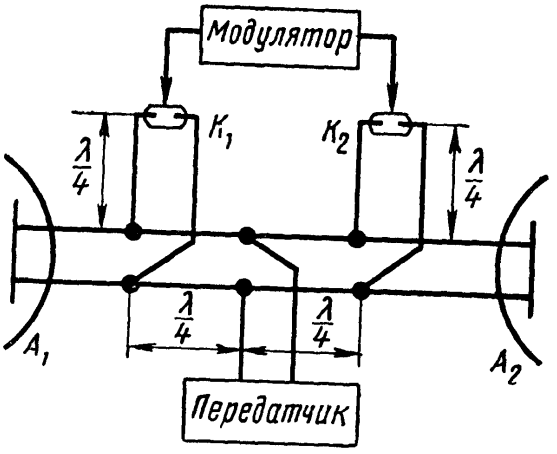


Рис. 8.17. Эквивалентная схема включения газоразрядных коммутаторов в тракт передатчика, поочередно работающего на две антенны

Разработка газоразрядных коммутаторов в некоторой степени родственна разработке резонансных разрядников, но имеет ряд особенностей. Следует иметь в виду, что в коммутаторах не должен возникать самостоятельный СВЧ разряд С этой целью можно использовать очень малые, или очень большие давления газа, далеко отстоящие от минимума кривой зажигания СВЧ разряда, подобной рис 8.4 Зажигание разряда производится, например, между корпусом коммутатора и дополнительным электродом с помощью отдельного импульсного модулятора

В коммутаторах высокого уровня мощности, работающих при малых давлениях газа (0,1—0,2 *тор*), могут использоваться накаленные катоды, расположенные вне высокочастотного промежутка Устройство такого коммутатора оказывается сходным с импульсным водородным тиратроном. Роль сетки играет волновод, в котором должна производиться коммутация СВЧ мощности (рис. 8.18)

Ток разряда, зажигаемого поперек волновода в приборе, изображенном на рис. 8.18, достигает в импульсе 20 *а* при падении напряжения между анодом и катодом около 100 *в*. СВЧ потери в плазме не превышают 0,2 *дб*. Максимальная коммутируемая мощность в 10-*см* диапазоне доходит до нескольких мегаватт.

6. *Шумовые газоразрядные генераторы СВЧ*

В качестве источника шумового сигнала СВЧ с «белым» спектром в измерительной технике широко применяются газоразрядные трубки с дуговым или тлеющим разрядом на постоянном токе при низких давлениях наполняющего газа Схема устройства газоразрядного шумового генератора изображена на рис 8 19. Стеклянная разрядная трубка помещена внутри волновода под малым углом к его широкой стенке, что обеспечивает согласование трубки с волноводом. Один из открытых концов волновода является выходом шумового генератора; на втором конце может быть включена согласованная нагрузка. Часто, однако, для удобства измерений волновод с газоразрядной трубкой имеет оба конца открытыми и включается в рассечку СВЧ тракта

Работа шумового генератора СВЧ происходит по законам теплового излучения. В соответствии с законом Кирхгофа эффективная шумовая температура источника $T_ш$ определяется температурой той компоненты среды, которая на данной частоте поглощает СВЧ колебания Такой средой, как было показано в § 8.1, в рассматриваемом случае является электронный газ, имеющий температуру T_e. Величина T_e в неизотермической плазме положительного столба разрядов при низких давлениях составляет обычно десятки тысяч градусов В этом заключается одно из преимуществ газоразрядных генераторов в сравнении, например, с вакуумными шумовыми диодами, не рассматриваемыми в этой книге (см [27]).

Дополнительным достоинством газоразрядных шумовых генераторов являет-

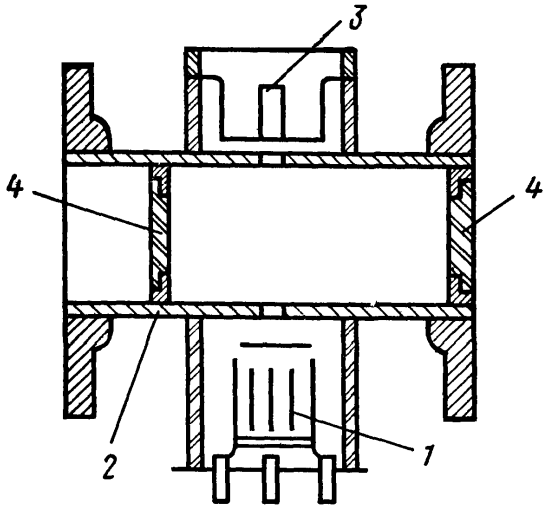


Рис 8.18. Устройство волноводного коммутатора тиратронного типа 10-*см* диапазона:

1—катодный узел; *2*—прямоугольный волновод с отверстиями в широкой стенке; *3*—анод; *4*—резонансные вакуумноплотные окна

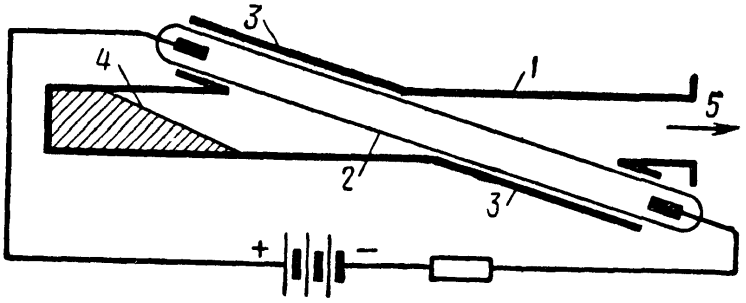


Рис. 8.19. Устройство шумового генератора СВЧ, использующего разряд в газе на постоянном токе:

1—стандартный прямоугольный волновод, *2*—шумовая лампа; *3*—отростки запредельного волновода; *4*—согласованная нагрузка, *5*—выход шумового сигнала

ся возможность почти неограниченного повышения частоты используемого участка шумового спектра Можно показать, что в вакуумном шумовом диоде с накаленным катодом верхний предел частоты «белого» спектра ограничен временем пролета электронов Диапазон же частот газоразрядного генератора определяется в основном не самой газоразрядной трубкой, а размерами сечения волновода. В связи с этим разработана и применяется целая серия генераторов, отличающихся сечением волновода и, как неизбежное следствие, диаметром газоразрядной трубки.

Спектральная плотность шума, обеспечиваемого шумовым генератором, определяется уравнением (3 35). Полагая ширину полосы $\Delta\nu$ равной 1 *гц* и принимая $T_ш \cong T_e \cong 2\cdot10^4$ °К, получаем спектральную плотность шума около $3\cdot10^{-19}$ *вт/гц*. Такие или близкие параметры имеют промышленные образцы рассматриваемых приборов.

Указанная величина на много порядков уступает спектральной плотности мощных шумовых генераторов на ЛБВ и приборах *М*-типа Тем не менее,

достоинством газоразрядных генераторов является их эталонность, особенно важная в измерительной технике

в. Плазменные усилители СВЧ колебаний

Устройство плазменного усилителя лучевого типа схематически показано на рис. 8.20. Электронно-ионная плазма, созданная с помощью разряда на постоянном токе, пронизывается электронным лучом, на который накладывается усиливаемый сигнал. Возможно также создание плазмы непосредственно электронным лучом без помощи дополнительных электродов

Обращает на себя внимание сходство плазменного усилителя с секционированными ЛБВ-усилителями, а также с пролетными клистронами. Отрезки спиралей, изображенные на рис 8.20, служат соответственно для модуляции электронного пучка и для отбора от него СВЧ энергии. Основное усиление сигнала происходит на участке дрейфа, заполненном плазмой. Давление газа (аргона, водорода, паров цезия) должно быть очень малым — порядка 10^{-3} —10^{-5} *тор*. Плазменная частота $\nu_п$ в режиме максимального усиления должна быть близка к частоте сигнала, что требует создания больших концентраций плазмы для работы на волнах миллиметрового и особенно субмиллиметрового диапазонов длин волн.

Основным преимуществом плазменных усилителей в сравнении с рассматривавшимися «чисто электронными» усилителями *О*-типа является большая величина усиления на единицу длины дрейфа, доходящая до 20 *дб/см*. Предполагалось также, что взаимодействие с плазмой позволит избежать некоторых ограничений, присущих обычным электронным приборам при повышении мощности в миллиметровом и тем более субмиллиметровом диапазонах волн.

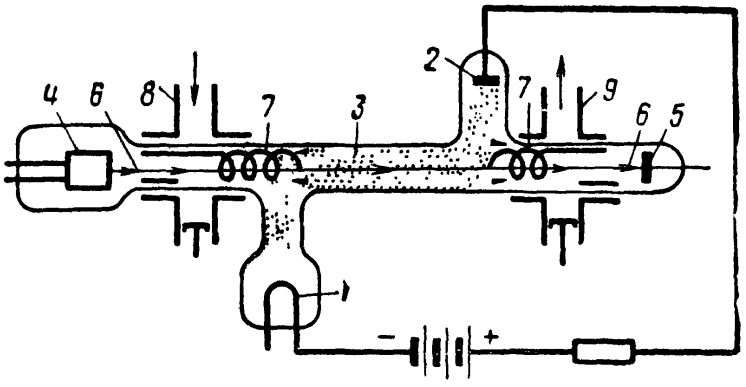


Рис. 8.20. Схема лучевого плазменного усилителя СВЧ:

1 — катод дугового разряда; *2* — анод; *3* — область плазмы; *4* — электронная пушка; *5* — коллектор; *6* — электронный луч; *7* — отрезки спиралей для ввода и вывода энергии; *8*, *9* — входной и выходной волноводы

В результате исследований удалось создать плазменные усилители, имеющие выходную мощность в импульсе до 20 *квт* в 10-*см* диапазоне при к. п. д., доходящем до 40% Наиболее короткая длина волны составляла 8 *мм*. Оказалось, однако, что плазменным усилителям присущ ряд недостатков — значительный уровень шумов, трудность стабилизации режима при жестчении газа и др. Эти и другие трудности, а также бесспорные успехи в развитии «чисто электронных» приборов привели к тому, что в настоящее время интерес к плазменным усилителям значительно снизился. Не получили развития эти приборы также и в качестве генераторов шума. Не исключено, однако, что исследования высокочастотных явлений в плазме позволят вернуться к этой проблеме на новой, более совершенной основе.

* * *

Кроме перечисленных основных типов газоразрядных приборов СВЧ, существуют и другие применения электронно-ионной плазмы на сверхвысоких частотах. К их числу относятся, например, газоразрядные детекторы СВЧ колебаний, обладающие в сравнении с обычными полупроводниковыми детекторами высокой стойкостью к перегрузкам. Делались попытки создания управляемого

газоразрядного фазовращателя, в котором используется изменение диэлектрической проницаемости плазмы при изменении концентрации электронов и, следовательно, постоянного тока разряда. Возможно применение аналогичных устройств для управления частотой маломощных генераторов СВЧ — отражательных клистронов и др.

Самостоятельные СВЧ разряды применяются для визуальной индикации СВЧ колебаний при уровнях мощности, превышающих несколько ватт Несомненный интерес представляют также плазменные умножители частоты. Более отдаленные перспективы имеет применение мощных СВЧ разрядов для создания управляемой термоядерной реакции

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанными типами приборов СВЧ не исчерпываются известные сейчас и непрерывно появляющиеся новые типы и разновидности ламп, предназначаемых для генерирования и усиления СВЧ колебаний, а также для различных нелинейных преобразований—модуляции, коммутации, детектирования и т. п. В числе мало применяемых пока типов можно указать, в частности, *убитроны* — мощные генераторы, использующие взаимодействие периодического электронного потока с полем незамедленной волны в волноводе. Не включены в книгу одна из разновидностей генераторов тормозящего поля — *строфотрон*, а также *электронно-лучевые параметрические усилители* [18], конкурирующие с полупроводниковыми параметрическими усилителями и с малошумящими ЛБВ. Не рассмотрены *измерительные и шумовые диоды* СВЧ [27, 31], осциллографические трубки сверхвысоких частот [36] и т. д.

Следует упомянуть также о наблюдаемой сейчас тенденции к созданию «гибридных» типов приборов, занимающих промежуточное положение, например, между клистронами и ЛБВ или ЛБВ и магнетронами. Тем не менее, большинству новых типов приборов СВЧ присущи общие принципы, развитие которых показано в первых трех главах данной книги, а также в последующих главах на примерах наиболее важных в практическом отношении приборов — триодов, пролетных и отражательных клистронов, ламп бегущей и обратной волны, магнетронных генераторов и платинотронов.

Приборы, относящиеся к различным группам, могут в ряде случаев использоваться для одних и тех же целей. Так, например, функции генераторов гетеродинного класса могут выполнять отражательные клистроны, лампы обратной волны типа О, триоды, а также магнетроны, настраиваемые напряжением (митроны). Функции мощных генераторов с самовозбуждением способны выполнять магнетроны, лампы обратной волны типа М, стабилотроны, а также (на более длинных волнах) триоды и тетроды. В качестве мощных выходных усилителей могут быть использованы многорезонаторные клистроны, ЛБВ типов О и М, платинотроны, триоды и тетроды СВЧ и т. д.

Выбор между этими приборами определяется иногда диапазоном волн, где более пригодны те или другие типы приборов. Так, например, мощные триоды СВЧ используются в основном в дециметровом диапазоне длин волн, в то время как применение магнетронов наиболее целесообразно в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн. Во многих случаях, однако, четкое разграничение невозможно. Решающую роль при практическом выборе в подобных случаях иг-

рает детальное сравнение характеристик и параметров родственных по назначению приборов с учетом экономических факторов и требований к источникам питания, габаритам и весу аппаратуры и т. п. Существование такого выбора и конкуренции не означает, что по мере дальнейшего развития большинство типов приборов СВЧ должны уступить место лампам, имеющим «универсальный» характер. В большинстве случаев желательно параллельное существование и совершенствование нескольких типов приборов, имеющих сходное общее назначение и позволяющих полнее удовлетворить разнообразным практическим требованиям.

Перспективами развития большинства современных приборов СВЧ являются дальнейшее продвижение в сторону более высоких частот и более высоких средних и импульсных мощностей, уменьшение шумов, расширение полосы частот или диапазона электронной настройки, повышение стабильности частоты генерируемых колебаний. В ближайшем будущем по имеющимся в литературе сведениям можно ожидать создания генераторов и усилителей дециметрового и сантиметрового диапазонов с импульсными мощностями, приближающимися к 1000 *Мвт* и со средними мощностями, превышающими 1 *Мвт*.

Развитие мощных электронных приборов СВЧ показывает, что эта область техники начинает выходить за рамки, традиционно приписываемые приборостроению, как отрасли, связанной в основном с обработкой и передачей информации, а также с измерением, контролем и регулированием. Уровень мощности и к. п. д., который достигнут магнетронными генераторами, платинотронами, пролетными клистронами и ЛБВ, позволяет приступить к широкому использованию СВЧ энергии в промышленности и в быту непосредственно в энергетических целях. К числу таких применений относятся в первую очередь СВЧ нагрев, сушка, сварка и т. п. Более отдаленной, но еще более заманчивой является частичная или полная замена существующих сейчас систем передачи энергии на токе промышленной частоты и постоянном токе и переход к волноводным линиям передачи энергии в масштабах страны на большие расстояния при малом уровне потерь. Расчеты показывают, что такое решение с точки зрения передающей линии уже сейчас может быть экономически целесообразным при уровне передаваемой мощности, превышающем примерно 6 млн. *квт*.

Этот путь, однако, требует решения ряда сложных научно-технических проблем, в первую очередь задачи высокоэффективного обратного преобразования СВЧ колебаний в ток промышленной частоты. Такое обратное преобразование возможно в принципе с использованием почти всех известных сейчас генераторных и усилительных приборов СВЧ, в том числе магнетронов и клистронов. До настоящего времени исследования в этом направлении имели лишь предварительный характер. Большой интерес представляет и прямое потребление СВЧ энергии без преобразования к постоянному току или току промышленной частоты.

Для решения задач СВЧ энергетики требуются еще более мощные источники СВЧ колебаний, обладающие весьма высоким к. п. д.

Современный уровень теории и техники электронных приборов СВЧ не ставит принципиальных ограничений на этом пути. Разработки сверхмощных генераторов и усилителей вполне реальны и сдерживаются в основном отсутствием потребителей таких гигантских приборов.

Более близкие перспективы развития СВЧ электроники связаны с дальнейшим совершенствованием радиолокации, телевидения и связи. Все большую роль СВЧ электроника играет в проведении разнообразных космических исследований. В этих областях техники требования к электровакуумным приборам СВЧ являются особенно жесткими. Кроме удовлетворения непрерывно возрастающим требованиям к электрическим параметрам и характеристикам, электронные приборы СВЧ должны обеспечивать весьма высокую надежность и долговечность, доходящую до десятков тысяч часов.

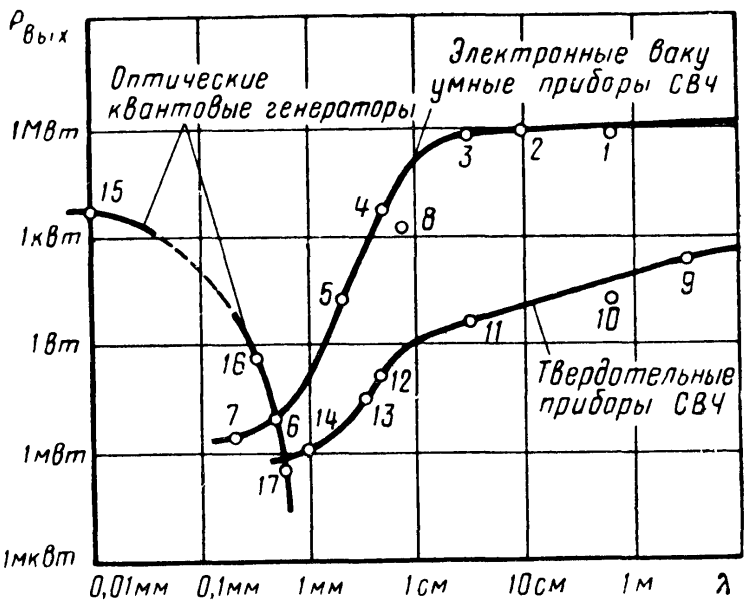


Рис. 9.1 Выходная мощность источников СВЧ колебаний в непрерывном режиме или средняя мощность в импульсном режиме (состояние на 1971 год):

1—тетрод СВЧ; *2*—платинотрон; *3*—клистрон с распределенным выходным резонатором; *4,5*—ЛБВ типа О; *6*, *7*—ЛОВ типа О; *8*—мазер на циклотронном резонансе; *9*, *10*—СВЧ транзисторы; *11*, *12*, *13*, *14*—лавинно-пролетные диоды, *15*—газовый лазер на CO_2; *16*—газовый лазер на *HCN*; *17*—газовый лазер на *ICN*

Интересные возможности в технике СВЧ возникают в связи с успешным развитием твердотельных генераторов СВЧ, а также с продвижением оптических квантовых генераторов в сторону волн длиннее 0,1 *мм*. В настоящее время уже достигнуто значительное перекрытие диапазонов волн, генерируемых наиболее коротковолновыми электронными приборами СВЧ и наиболее длинноволновыми оптическими квантовыми генераторами (ОКГ). Так, лампы обратной волны генерируют колебания с длиной волны 0,2 *мм*. В то же время созданы ОКГ—газовые лазеры, имеющие рабочую длину волны около 0,77 *мм*. Твердотельные генераторы на лавинно-пролетных диодах, диодах Ганна и их модификациях также достигли миллиметрового диапазона волн. Большие перспективы имеет применение СВЧ транзисторов в сочетании с варакторными умножителями частоты.

Для наглядности на рис. 9.1 показано современное состояние генерирования и усиления СВЧ колебаний с помощью электровакуумных, твердотельных и квантовых приборов. По оси ординат отложены в логарифмическом масштабе максимальные значения мощности непрерывных колебаний или средней мощности импульсных колебаний.

Как видно из рисунка, начиная с длин волн порядка 3 *см* выходная мощность электронных приборов СВЧ заметно снижается. Анализ

показывает, что этот спад происходит приблизительно пропорционально пятой степени частоты. Похожий спад наблюдается у твердотельных приборов. Далее, видно, что, несмотря на успехи твердотельной электроники, выходная мощность лучших твердотельных приборов примерно на четыре порядка уступает мощностям, достигнутым электровакуумными приборами. Особенности, присущие твердотельным приборам, ставят здесь наиболее серьезные ограничения их применению в качестве мощных источников СВЧ колебаний. Однако в области малых мощностей твердотельные приборы имеют реальные возможности конкуренции с «чисто электронными» приборами СВЧ.

Из рис. 9.1 видно, что в области миллиметровых и субмиллиметровых волн имеется пока значительный «провал» в выходной мощности генераторов и усилителей всех типов. Можно ожидать, что развитие областей применения миллиметровых и субмиллиметровых волн потребует в ближайшее время повышения мощностей в этом диапазоне волн на несколько порядков в сравнении с имеющимися сейчас мощностями. Наибольшие перспективы здесь снова имеют электровакуумные приборы, в частности, мазеры на циклотронном резонансе.

В области малых мощностей конкуренция между твердотельными и вакуумными приборами значительно активизирует разработки электронных вакуумных приборов. Большое значение могут иметь миниатюризация и микроминиатюризация электронных приборов СВЧ.

Существенная роль в совершенствовании электровакуумных приборов СВЧ всех типов принадлежит развитию электронной оптики, эмиссионной электроники, а также специальной вакуумной технологии. Тесное сочетание этих направлений с дальнейшим развитием физических представлений и теории сверхвысокочастотных приборов позволит достичь новых существенных успехов СВЧ электроники.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лебедев И. В., под ред. Девяткова Н. Д. Техника и приборы сверхвысоких частот. Изд. 2-е. Техника СВЧ, т 1. Изд-во «Высшая школа», 1970.

2. Поливанов К. М. Теоретические основы электротехники. Ч. 3 Теория электромагнитного поля. Изд-во «Энергия», 1969.

3. Тамм И. Е. Основы теории электричества. Изд. 8-е. Изд-во «Наука», 1966.

4. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. Изд-во «Советское радио», ч. 1, 1966, ч. II, 1967.

5. Кацман Ю. А. Электронные лампы высоких и низких частот. Изд 2-е. Изд-во «Высшая школа», 1968.

6. Царев Б М. Расчет и конструирование электронных ламп. Изд. 3-е. Изд-во «Энергия», 1967.

7. Сайбель А Г. Основы радиолокации. Изд-во «Советское радио», 1961.

8. Евтянов С. И. Ламповые генераторы. Изд-во «Связь», 1967.

9. Коваленко В Ф Введение в электронику сверхвысоких частот. Изд-во «Советское радио», 1955.

10 Гвоздовер С. Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. Гостехиздат, 1956

11. Шевчик В. Н., Шведов Г. Н., Соболева А. В Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах Изд-во Саратовского университета, 1962

12. Шевчик В. Н Взаимодействие электронных пучков с электромагнитными волнами Изд-во Саратовского университета, 1963.

13. Алямовский И. В. Электронные пучки и электронные пушки. Изд-во «Советское радио», 1966.

14. Тараненко В. П. Электронные пушки. Изд-во «Техника», 1964

15. Молоковский С. И., Сушков А. Д Электронно-оптические системы приборов СВЧ. Изд-во «Наука», 1965.

16. Альтшулер Ю. Г., Татаренко А. С. Лампы малой мощности с обратной волной. Изд-во «Советское радио», 1963.

17. Хайков А З. Клистронные передатчики Изд-во «Связь», 1967.

18. Лопухин В. М., Рошаль А. С. Электроннолучевые параметрические усилители Изд-во «Советское радио», 1968

19. Бунин Г. Г, Васенькин В. А. Отражательные клистроны. Изд-во «Советское радио», 1966.

20 Половков И П Стабилизация частоты генераторов СВЧ внешним объемным резонатором. Изд-во «Советское радио», 1967.

21 Стальмахов В С Основы электроники сверхвысокочастотных приборов со скрещенными полями Изд-во «Советское радио», 1963

22 Бычков С И Вопросы теории и практического применения приборов магнетронного типа Изд-во «Советское радио», 1967.

23. Хлопов Ю Н Основы использования магнетронов. Изд-во «Советское радио», 1967.

24. Самсонов Д. Е. Основы расчета и конструирования многорезонаторных магнетронов (Резонаторные системы). Изд-во «Советское радио», 1966.

25. Шлифер Э. Д. Расчет многорезонаторных магнетронов. Изд-во МЭИ, 1966.

26. Мельников Ю. А. Постоянные магниты электровакуумных СВЧ приборов. Изд-во «Советское радио», 1967.

27. Тетерич Н. М. Генераторы шума и измерение шумовых характеристик. Изд-во «Энергия», 1968.

28. Быстрицкий Н. П. Магнетронные усилители (амплитроны). Изд-во «Советское радио», 1966.

29. Дятлов Ю В., Козлов Л Н Митроны. Изд-во «Советское радио», 1967.

30. Сретенский В. Н Основы применения электронных приборов сверхвысоких частот. Изд-во «Советское радио», 1963.

31. Мирский Г. Я Радиоэлектронные измерения. Изд. 2-е. Изд-во «Энергия», 1969.

32. Капица П Л. Электроника больших мощностей. Изд-во АН СССР, 1962.

33. Силин Р. А., Сазонов В. П. Замедляющие системы. Изд-во «Советское радио», 1966.

34. Тараненко З. И., Трохименко Я. К. Замедляющие системы Изд-во «Техника», 1965.

35. Цейтлин М. Б., Кац А. М. Лампа с бегущей волной. Изд-во «Советское радио», 1964.

36. Букин А. Н., Филиппов М. М., Исаев А. Э. Осциллографирование колебаний сверхвысоких частот Изд-во Ленинградского университета, 1963.

37. Валитов Р. А. и др Техника субмиллиметровых волн. Изд-во «Советское радио», 1969.

38. Голант М Б, Маклаков А. А., Шур М. Б. Изготовление резонаторов и замедляющих систем электронных приборов. Изд-во «Советское радио», 1969

39. Бондаренко И. К., Дейнега Г А, Маграчев З В. Автоматизация измерений параметров СВЧ трактов Изд-во «Советское радио», 1969

40 Пюшнер Г. Нагрев энергией сверхвысоких частот (перевод с англ. под ред. Пастрона Э. Я.). Изд-во «Энергия», 1968

41 Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями (перевод с англ. под общей ред Федорова М.М) Т. 1, 2, ИЛ, 1961

42. Клеен В. Введение в электронику сверхвысоких частот (перевод с англ.), ч. 1. Изд-во «Советское радио», 1963

43. Клеен В., Пешль К. Введение в электронику сверхвысоких частот (перевод с англ.), ч. II. Изд-во «Советское радио», 1963.

44 Антенные переключатели (перевод с англ. под ред. Перец Р. И.). Изд-во «Советское радио», 1950.

45. Магнетроны сантиметрового диапазона (перевод с англ. под ред. Зусмановского С А) Изд-во «Советское радио», ч, I, 1950, ч. II, 1951.

46 Клистроны (перевод с англ. под ред. Науменко Е. Д.) Изд-во «Советское радио», 1954.

47. Birdsall C. K., Bridges W. B., Electron dynamics of diode regions, Acad. Press, 1966.

48 Hutter R G. E., Beam and wave electronics in microwave tubes, Van Nostrand, 1960.

49. Chodorow M., Susskind C., Fundamentals of microwave electronics, McGraw—Hill, 1964

50. Gittins J F, Power traveling-wave tubes, English Universities Press, 1965.

51. Окресс Э СВЧ — энергетика (перевод с англ. под ред. Шлифера Э. Д.), т. 1, 2. Изд-во «Мир», 1971.

52. Люиселл У Связанные и параметрические колебания в электронике (перевод с англ.) ИЛ, 1963.

53. Лампа с бегущей волной (перевод с англ под ред. Овчарова В. Т.). Изд-во «Советское радио», 1952.

54. Роу Дж Теория нелинейных явлений в приборах СВЧ (перевод с англ. под ред. Чернова З. С.). Изд-во «Советское радио», 1969.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

А

Автогенератор 42, 76
Активная электронная проводимость 54, 56, 76, 287
Амплитрон 319, 328
Амплитудная модуляция 200
— характеристика 145, 167, 227, 326
Амплитудно-частотная характеристика 148
Анодная сортировка (селекция) 51
Анодно-сеточный резонатор 120
Анодный блок 265, 276, 297
Антенный переключатель 345

Б

Безмодуляторная импульсная схема 330
Безэлектродный разряд 344, 360
Бидематрон 330
Биматрон 318
Благоприятные электроны 50, 280
Быстрая волна пространственного заряда 73
— циклотронная волна 337

В

Вид колебаний 85, 265
Внеполосные излучения 101
Внешняя добротность 90
Волны пространственного заряда 69
Время восстановления 350
— пролета 16, 176, 262
Вспомогательный разряд 350, 355, 358
Вставной разрядник 359
Встречные штыри 248
Вторично-электронный резонанс 352
Входная проводимость 46, 60, 112
Вывод энергии 86, 169, 198, 301

Г

Газоразрядные приборы СВЧ, 338
Генератор нерезонансного типа 75, 204
— резонансного типа 75
— тормозящего поля 48, 106
Гетеродинные генераторы 100, 202, 251
Гистерезис 88, 184
«Горячие» параметры 147
Группирование электронного потока 47, 62, 131, 156, 162, 179, 209

Д

Двухлучевая лампа 73
Дематрон 330
Диапазон механической настройки 102, 194
— электронной настройки 191
Динамический диапазон 227
Динамическое управление 46
Диод, генерирующий СВЧ колебания 56, 106
— шумовой 56, 361
— эквивалентный 110
Дисперсионное уравнение 71, 213, 250
Дисперсия 40, 243, 247, 273, 323
Диэлектрическая проницаемость плазмы 340
Длительное взаимодействие 40, 42, 64, 204
Допплеровская частота 100

Ж

Жесткое самовозбуждение 80

З

Заземление электродов 123, 170, 201
Зазор 22, 28, 37, 51, 57
Замедляющие системы 39, 64, 205, 232, 252, 328
Заряд электрона 13
Затягивание частоты 89, 295
Зона генерации 151, 176, 245, 286
— усиления 325

И

Идеальная форма волны конвекционного тока 33
— — кривой модулирующего напряжения 66, 68
— сетка 52, 131
Измерительные генераторы 100, 202, 254
Изохронность 224
Импульсный режим 170, 306

К

Карматрон 321
Каскадная группировка 155, 157, 161
Катод прибора СВЧ 113, 302
Катодно-сеточный резонатор 120
Кинематическая теория 131, 157
Клистрон двухрезонаторный 129, 142, 149
— многолучевой 170
— многорезонаторный 154, 169
— отражательный 172, 188, 196, 200

Клистрон пролетный (прямопролетный) 64, 129
— с распределенным взаимодействием 171
Коаксиальный магнетрон 299
Когерентность 9
Коллектор 35, 41, 129, 163, 167
Коммутатор 361
Конвекционный ток 27, 30, 121, 134, 177
Коэффициент взаимодействия электронов с полем зазора 29, 59
— обратной связи 121
— полезного действия 100, 137, 161, 184, 222, 288, 314
— усиления 102, 146, 157, 216, 220, 318, 327
— шума 103, 226
Кратковременное взаимодействие 37
Критический режим магнетрона 262
Крутизна электронной настройки 190

Л

Лампа бегущей волны (ЛБВ) 204, 207, 309
— обратной волны (ЛОВ) 241, 252, 313

М

Магнетрон 256, 278, 296
Магнетронный усилитель 311, 330
Мазер на циклотронном резонансе (МЦР) 334
Малошумящий усилитель 105, 226, 239
Масса электрона 13
Маячковый триод 125
Мгновенная полоса частот 102
Медленная волна пространственного заряда 73
— циклотронная волна 337
Метод дрейфа 61, 131
— тормозящего поля 61, 173
Механическая настройка 82, 188, 196, 355
Миниатюризация 8
Митрон 305
Многозазорный резонатор 171
Многолучевой клистрон 170
Многорезонаторный клистрон 154, 169
— магнетрон 265, 293, 296
Модулирующий анод 171
Модуляция электронного потока по плотности 61, 281
— — — — скорости 57
Монотрон 55, 106
Мягкое самовозбуждение 78

Н

Наведенный ток 24, 26, 28, 53, 211
Нагруженная добротность 81, 353
Нагрузочная характеристика 93, 295
Настройка частоты механическая 82, 169, 194, 298
— — электрическая 83
— — электронная 82, 151, 188, 248, 305
Неблагоприятные электроны 50, 156, 280, 333
Невозмущенный угол пролета 19
Недогруппировка электронного потока 140, 145
Нерезонансное устройство 38, 64, 97

О

Обратная бомбардировка катода 117, 290
— волна 205
— связь 42, 123, 149, 228, 244
Обращенный коаксиальный магнетрон 300
Общий электрод 44
Оптимальное расстояние между резонаторами клистрона 147, 169
Отбор энергии от электронного потока 31, 225, 291, 312
Отражательный клистрон 172, 188, 196, 206
Отрицательная проводимость 55, 56, 78
Отрицательный электрод 306, 310
Отсечка тока 263

П

Пакетированный прибор 239, 304, 328
Парабола критического режима 263
Параметр группировки 133, 158, 179
— пространственного заряда 219
— усиления 214, 223
Первеанс 166, 170
Перегруппировка электронного потока 141, 143
Перескок частоты 86, 96, 241
Перестройка частоты 82, 196
Периодический электронный поток 40, 334
Плазменная длина волны 142
— частота 73, 341, 345
Плазменные колебания 345
Плазменный усилитель 363
Платинотроны 319, 328
Поглотитель 230, 237, 245
Полоса частот 102, 164, 220, 324, 347, 353, 358
Пороговое анодное напряжение 285
Потери в режиме передачи 352
— — — приема 350
Предельная частота 108, 113
Приборы типа М 205, 291
— типа О 205
Пролетная труба (труба дрейфа) 129
Пролетный (прямопролетный) клистрон 64, 129, 154, 168

Просачивающаяся мощность 348, 358
Пространственная гармоника 205, 244, 282, 298
Пространственно-временная диаграмма 21, 47, 62, 119, 127, 156, 175
Пространственный заряд в приборах СВЧ 141, 218, 258
Пространство взаимодействия 257, 265, 309, 321
— группировки 62, 129, 173
Прямая волна 205
— связь 348
Пусковой ток 80, 187, 246

Р

Рабочая характеристика 293
Разгруппировка электронного потока 141
Разделение видов колебаний 85, 274
Разделительный конденсатор 123
Разнорезонаторный магнетрон 276
Разряды в газах на СВЧ 343
Реактивная электронная проводимость 54, 76, 181
Регенеративный усилитель 246, 250
Редукция плазменной частоты 74
Режим больших амплитуд 43, 110
— максимального к п. д 146, 167
— — усиления 146, 167
— малых амплитуд 20, 208
Резнатрон 127
Резонансная ЛОВ 254
Резонансный разрядник 345, 354
Рекуперация 162, 225
Релятивистские поправки 15

С

Самовозбуждение 49, 78, 182, 228, 282, 333
— мягкое 78
— жесткое 80
Самосогласованное поле 209, 213
Самостоятельный СВЧ разряд 343
Связки 275
Сгусток электронный 34, 41, 43, 170, 312
Синхронизация 317, 327
Синхронизм 39, 204, 220, 278
Синхронная настройка 165
Скоростная модуляция 57, 64
Скорость электронов 15, 261
Скрещенные поля 256, 309
Согласование электронного потока и колебательной системы 37
Сортировка электронов 51, 278, 333
Спектр сигнала 101
Спицы пространственного заряда 281
Стабилизация частоты 84, 194, 299, 321
Стабилотрон 321
Степень затягивания частоты 92, 295
Схема с общей сеткой 112, 119
— — общим катодом 44, 112
Сходимость электронного потока 170

Т

Твистрон 166
Температурный коэффициент частоты 82
Тетрод СВЧ 106, 108, 126
Тип колебаний 85, 256
Ток конвекционный 12, 27, 28, 30, 134
— наведенный 24, 26, 28, 53
— полный 12, 24,
Тормозящее поле 32, 49, 280
Триод СВЧ 43, 106, 108
— с положительной сеткой 48
Трансформация проводимостей 84, 87
Труба дрейфа 129

У

Угол пролета 19, 143
— — фиктивный 20
Умножитель частоты 34, 36, 152
Управляемый коммутатор 361
Управляющее устройство 41, 43
Управляющий электрод 305, 313
Уравнение движения электронов 12, 17, 18, 257
— наведенного тока 22, 24
— непрерывности 14
— скоростной модуляции 58
— Хартри 285
Уравнения Максвелла 11
Усилитель 41, 101, 103
Устойчивость колебаний генератора 79

Ф

Фазовая линза 66
— фокусировка 66, 68
— характеристика 228, 327
Фазовый синхронизм 38, 204
Фазохрон 335
Фиктивный угол пролета 20

Х

Характеристическое уравнение 71, 213, 219
«Холодные» параметры 76, 212, 353

Ц

Центр сгустка 63, 64, 324
Циклотронная частота 250, 252
Циклотронные волны 336
Циклотронный резонанс 291, 332

Ч

Частота генерируемых колебаний 81, 97, 245
— соударений 341
Частотная модуляция 194, 200

Ш

Широкополосный разрядник 347, 355
Шумовая температура 104, 362
Шумовой генератор 240, 362
— диод 56, 106
Шумы 103, 202, 225

Э

Эквивалентный диод 110, 114
— зазор 60
Электрическая настройка 83
Электромагнитная совместимость 101
— усилительная линза 331
Электронная настройка 83, 188, 247, 306, 316
— проводимость 54, 76, 180, 286
Электронно-волновая лампа 73
Электронное смещение фазы 327
— — частоты 83, 287
Электронный гистерезис 88, 184
— сгусток 34, 41, 43, 47, 137, 223, 281
Электростатическая фокусировка 170, 312
Электростатическое управление 43, 108
Энергия пика 349
Эффект длинной линии 95

Т—15805 Сдано в набор 18/II—72 г. Подписано к печ 4/IX—72 г
Формат бумаги 60×90/16. Объем 23,5 п. л.
Уч.-изд л 25,36 Изд. № ЭР-114 Тираж 40 000 экз.
Цена 1 р. 10 к. Зак № 800
План выпуска литературы для вузов и техникумов
издательства «Высшая школа» на 1972 г. Позиция № 98
Москва, К-51, Неглинная ул., д. 29/14,
Издательство «Высшая школа»

Московская типография № 4 Главполиграфпрома
Государственного Комитета Совета Министров СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
Б. Переяславская, 46

Игорь Всеволодович Лебедев

ТЕХНИКА И ПРИБОРЫ СВЧ

Редактор Орехова Е. А.
Художник Яковлев А. Т.
Художественный редактор Т. М. Скворцова
Технический редактор Э. М. Чижевский
Корректор Т. А. Гринькова

1р. 10к.

