

Р. А. ВАЛИТОВ, С. Ф. ДЮБКО, В. В. КАМЫШАН,
В. М. КУЗЬМИЧЕВ, Б. И. МАКАРЕНКО, А. В. СОКОЛОВ,
В. П. ШЕЙКО

ТЕХНИКА СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

Под редакцией проф. Р. А. Валитова



Техника субмиллиметровых волн. Коллектив авторов под ред. Р. А. Валитова. Изд.-во «Советское радио», 1969, стр., 480, т. 9500 экз., ц 1 р. 82 к.

Книга представляет собой монографию, посвященную технике субмиллиметрового диапазона радиоволн. Субмиллиметровый участок спектра электромагнитных волн занимает промежуточное положение между оптическим и миллиметровым, что обуславливает специфику и сложность задач, возникающих при разработке аппаратуры этого диапазона.

В последнее десятилетие овладение диапазоном субмиллиметровых волн, несмотря на всю сложность проблемы, происходит быстрыми темпами в связи с перспективностью его применения для ряда научных исследований и технических приложений. Многие вопросы техники субмиллиметровых волн освещены только в периодической литературе, что затрудняет в определенной мере как изучение всех сторон проблемы, так и широкое практическое использование полученных результатов.

В книге дан обзор основных направлений, которые либо разработаны к настоящему времени, либо разрабатываются, приведены наиболее существенные результаты. Содержание книги освещает основные вопросы субмиллиметровой техники, связанные с генерированием, канализацией энергии, индикацией, измерениями и распространением волн в атмосфере.

Впервые достаточно полно рассмотрены методы стабилизации частоты, измерение длины волны и мощности колебаний субмиллиметровых волн.

Книга представляет интерес для физиков и инженеров, а также для преподавателей, аспирантов и студентов радиотехнических факультетов.

28 табл., 242 рис., библиогр. назв. 374.

ПРЕДИСЛОВИЕ

За последнее десятилетие достигнут значительный прогресс в освоении коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов радиоволн, заложены основы техники этих диапазонов.

Начальным толчком для развития технических средств субмиллиметровых волн послужило использование волн этого диапазона для решения научных задач. Потенциальные возможности, которые сулит использование субмиллиметрового диапазона радиоволн, еще только выясняются, однако уже в настоящее время перспективность этого диапазона очевидна и бесспорна.

Радиоволны субмиллиметрового диапазона широко применяются в радиоспектроскопии газов и твердых тел, при изучении физических постоянных и свойств материалов, диагностике плазмы больших концентраций, в радиоастрономии, при исследовании многоквантовых систем.

Однако исследования в диапазоне субмиллиметровых волн представляют весьма специфичную и трудноразрешимую проблему, связанную с развитием других областей техники.

На частотах свыше примерно 100 Гц сильно увеличиваются потери энергии в элементах линий передачи и в диэлектриках, снижается чувствительность детекторов, возрастают трудности, связанные с генерацией колебаний, повышаются требования к точности изготовления механических конструкций. Все это вынуждает искать новые решения задач теории и практики. В настоящее время большинство физических явлений изучено с точки зрения возможности приложения к проблемам генерации, передачи и приема когерентных колебаний.

Ряд трудностей, препятствующих эффективному использованию субмиллиметровых волн, постепенно удастся преодолеть; поэтому возникает необходимость обобщения достижений техники субмиллиметровых волн и обзора открывающихся путей ее совершенствования. В настоящее

время большинство направлений техники субмиллиметровых волн освещено только в периодической литературе, что затрудняет как изучение вопроса, так и практическое использование имеющихся достижений.

Лицам, приступающим к изучению техники субмиллиметровых волн, в частности студентам, приходится иметь дело с чрезвычайно обширной и разрозненной информацией. Это мешает уловить наиболее существенные стороны отдельных вопросов, не входя в рассмотрение деталей частных проблем.

Настоящая книга является попыткой систематизации, обобщения основных вопросов техники субмиллиметровых волн, связанных с генерированием, канализацией, индикацией, радиотехническими измерениями (метрикой). Дан анализ состояния работ в области распространения субмиллиметровых радиоволн. Основное внимание в книге уделено разъяснению идей и принципов построения устройств субмиллиметровой техники, практическим сведениям и рекомендациям.

Для полноты изложения в некоторых случаях рассматриваются основы теории, необходимые для описания работы элементов.

В математических формулах сохранены буквенные символы, которые уже стали преобладающими в периодической литературе по определенным вопросам. Это привело к тому, что в книге одинаковыми символами иногда обозначаются разные понятия. Однако это не должно вызывать недоразумений, так как использованию того или иного символа предшествует его определение.

Ввиду ограниченного объема книги не нашли отражения некоторые интересные вопросы. Возможно, к моменту выхода книги в свет будут получены многие новые результаты и часть материала утратит свою новизну.

Книга написана на основании наиболее интересных литературных источников, а также результатов многолетней работы коллектива, возглавляемого проф. Р. А. Валитовым.

Ссылки на литературные источники в основном относятся к наиболее важным журнальным статьям, которые могут оказаться полезными в качестве введения к оригинальным исследованиям.

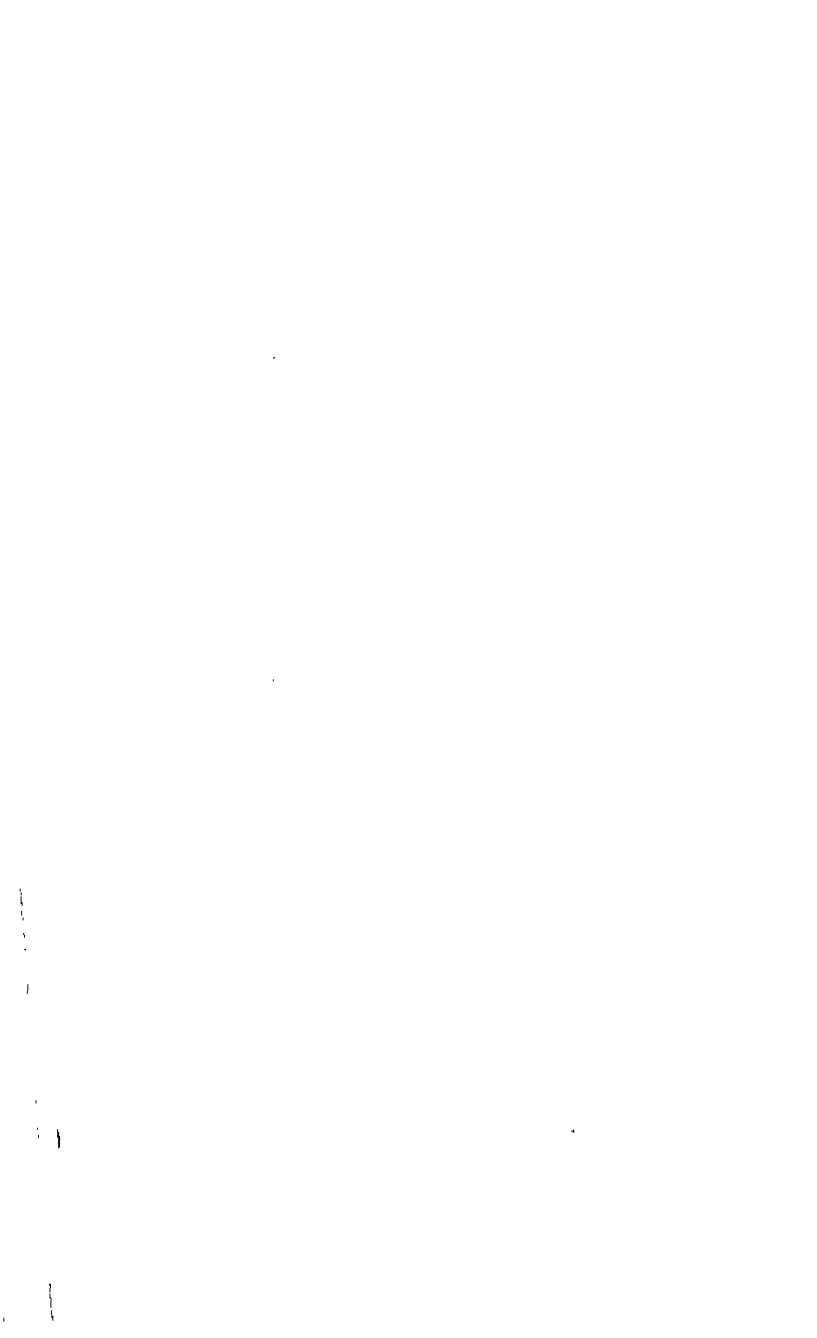
Авторы надеются, что сведение воедино работ, охватывающих основные аспекты техники субмиллиметровых волн,

и ознакомление с ними широких кругов специалистов будут в определенной степени способствовать более широкому внедрению интересных результатов и совершенствованию обучения студентов.

Книга предназначена для физиков и инженеров, работающих в области освоения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн, а также для преподавателей, аспирантов и студентов радиотехнических и радиотехнических факультетов.

Гл. 1 книги написали Б. И. Макаренко и С. Ф. Дюбко, гл. 2 — С. Ф. Дюбко и В. М. Кузьмичев, гл. 3 — Р. А. Валитов и В. В. Камышан, гл. 4 — С. Ф. Дюбко, гл. 5 — Р. А. Валитов и В. П. Шейко, гл. 6 — В. П. Шейко, гл. 7 — Р. А. Валитов и В. М. Кузьмичев, гл. 8 — А. В. Соколов.

Авторы выражают глубокую признательность М. Б. Голанту, взявшему на себя труд рецензирования рукописи, за ценные замечания и полезные советы, которые позволили улучшить содержание книги. Авторы весьма благодарны В. В. Мериакри, Е. А. Домановой, В. В. Шмидту, В. А. Свичу и Е. Я. Говоруну за предоставление материалов ряда оригинальных исследований, а также Г. И. Вержбицкой — за помощь в подготовке иллюстраций.



ГЕНЕРИРОВАНИЕ И СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ В СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ РАДИОВОЛН

Проблема генерирования колебаний в субмиллиметровом диапазоне радиоволн является одной из наиболее трудных проблем современной радиотехники.

Известно большое число работ, в которых рассмотрены возможности использования достижений классической и квантовой электроники, физики твердого тела, техники низких температур, электродинамики и релятивистской физики для генерирования в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах радиоволн. В последние годы успешно разрабатываются маломощные генераторы миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Но задача генерирования мощных высокостабильных колебаний в диапазоне 300—3000 Гц практически пока не решена. Большинство методов генерирования колебаний большой мощности в указанном диапазоне исследовано лишь теоретически, а их экспериментальная проверка проводилась на миллиметровых волнах, что затрудняет в ряде случаев окончательную оценку их перспективности.

В разработку теории и создание генераторов субмиллиметровых волн большой вклад вносят советские ученые. Проблема освоения субмиллиметрового диапазона планомерно решалась в нашей стране на протяжении ряда лет [3].

В настоящей главе на основе литературных источников [1—64] дано общее представление о методике и способах проникновения в область субмиллиметровых волн, кратко освещены направления изысканий принципиально возможных способов генерирования субмиллиметровых волн. При этом, естественно, более подробно рассматриваются основные характеристики и особенности существующих или наиболее перспективных с точки зрения практики генераторов. Теория рассматриваемых генераторов, с которой читатель может подробно ознакомиться по многочис-

ленным источником, не приводится. Излагаются лишь основные принципы работы.

Следует особо подчеркнуть, что существующие генераторы субмиллиметровых волн, например ЛОВ, квантовые генераторы (лазеры) и другие, являются принципиально источниками монохроматических колебаний.

Использовавшиеся на начальном этапе освоения субмиллиметрового диапазона источники колебаний, такие, как ртутная лампа и искровые генераторы, генерировали некогерентные колебания, т. е. излучали чрезвычайно широкий спектр частот. Можно было говорить о мощности излучения не одной частоты, а мощности излучения в определенной полосе частот. Исследователи вынуждены были с помощью специальных устройств — монохроматоров — выделять часть излучаемого спектра, ширина которого даже в уникальных устройствах была около гигагерца.

Под воздействием различных факторов спектральная линия современных генераторов субмиллиметровых волн уширяется, однако ширина этой спектральной линии значительно уже, чем спектр некогерентных источников. С помощью специальных мер ширина спектральной линии когерентных источников может быть значительно сужена. В этом случае говорят о стабилизации частоты когерентных генераторов. Таким образом, с проблемой генерации тесно связана проблема стабилизации частоты. Очевидно, в первую очередь представляют интерес исследования, направленные на повышение стабильности частоты существующих генераторов. Поэтому ниже рассматриваются вопросы стабилизации частоты генераторов типа ламп обратной волны и лазеров.

1.1. ЛАМПОВЫЕ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ГЕНЕРАТОРНЫЕ ПРИБОРЫ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Задача создания генераторов субмиллиметровых волн решалась путем моделирования электровакуумных приборов СВЧ диапазона. Успехи, достигнутые при моделировании СВЧ приборов, в значительной степени определялись улучшением технологии изготовления электронных пушек и замедляющих структур (ЗС) [3, 8, 10].

Естественно, по мере увеличения частоты возникают специфические трудности, ограничивающие генерируе-

мые мощности и типы моделируемых приборов. В настоящее время из широко распространенных приборов СВЧ субмиллиметровые волны генерируют только лампы обратной волны типа О и клистроны [100].

Определенный интерес представляет возможность вместо обычной замедляющей структуры использовать плазменный волновод и на этой основе разработать плазменные усилители и генераторы [17, 16].

Лампы обратной волны (ЛОВ)

Теория ЛОВ достаточно полно освещена в работах [1, 2].

Разработка ЛОВ для субмиллиметровых волн основывалась на методе масштабного копирования. Однако полное масштабное копирование невозможно, так как в субмиллиметровом диапазоне этому препятствуют трудность создания чрезвычайно больших плотностей тока в электронном пучке, сложность изготовления замедляющих систем, обеспечивающих высокие электрические характеристики и хороший отвод тепла [9, 10].

С повышением частоты необходимо увеличивать плотность мощности пучка, что связано как с возрастанием омических потерь, так и с сокращением эффективно взаимодействующей с электромагнитным полем площади поперечного сечения пучка. При пропорциональном моделировании, как известно, площадь поперечного сечения электронного пучка уменьшается пропорционально квадрату длины волны.

Одним из способов устранения ограничений масштабного копирования является повышение рабочего напряжения пучка. Геометрические размеры элементов замедляющей структуры обычно пропорциональны корню квадратному из величины рабочего напряжения. Поэтому повышение рабочего напряжения облегчает изготовление замедляющих систем (ЗС). Однако при повышении напряжения пучка уменьшается к. п. д., возникает опасность электрического пробоя, возрастает вес прибора, предъявляются более жесткие требования к источникам питания. Эти факторы ограничивают максимальное значение напряжения пучка. При ограниченном рабочем напряжении для обеспечения достаточно высокого коэффициента связи с полем замедляющей структуры в лампах обратной волны субмиллиметровых

волн используют пушки со сжатием электронного пучка в сто и более раз и плотностью тока пучка порядка сотен ампер на квадратный сантиметр [8—10].

Большое сжатие пучка обеспечивает его малый диаметр и большую плотность без перегрузки катода.

Однако для фокусировки сильно сжатого пучка требуется большая величина магнитного поля. Магнитное поле возрастает приблизительно пропорционально частоте. Весьма критичной становится точность центровки электродов и сопряжения пушки с ЗС. Угловая точность в субмиллиметровом диапазоне должна быть выше $1'$ [10].

Таким образом, задача создания электронных пушек для ЛОВ субмиллиметрового диапазона является весьма сложной. Для примера приведем данные электронных пушек ЛОВ французской фирмы CSF (табл. 1.1). Эти пушки имеют молибденовые электроды и импрегнированный катод, изготовленный из высококачественной алюмокерамики. Катод допускает плотности тока примерно 15 а/см^2 , хотя практически в ЛОВ плотность тока катода не превышает 5 а/см^2 . Катод нагревается до температуры 1200°С . Пучок электронов имеет цилиндрическую форму.

Таблица 1.1

| Тип ЛОВ | Плотность тока пучка, а/см^2 | Минимальное напряжение, кв | Тип ЛОВ | Плотность тока пучка, а/см^2 | Минимальное напряжение, кв |
|---------|---------------------------------------|-------------------------------------|---------|---------------------------------------|-------------------------------------|
| C009 | 100 | 6 | C006 | 150 | 6 |
| C008 | | | C005 | 200 | 10 |
| C007 | | | C004 | 250 | 10 |

В опытах с одной из пушек самый малый диаметр пучка составлял $0,06 \text{ мм}$ при 85%-ной фокусировке. Плотность тока превышала 1000 а/см^2 при напряженности магнитного поля 8000 э [10].

В СССР теоретически и экспериментально была показана возможность и целесообразность использования в ряде случаев несходящихся электронных пучков с высокой плотностью тока. В нашей стране, а затем и за рубежом были созданы катоды, обеспечивающие требуемую для ламп субмиллиметрового диапазона плотность тока в непрерывном режиме [95, 101].

Параметры электронных пушек в значительной мере определяют частотный предел ламп. По мере их совершенствования будут повышаться генерируемые частоты и энергетические характеристики ламп.

При разработке замедляющих систем в субмиллиметровом диапазоне возникают следующие проблемы: 1) размеры и допуски, получающиеся при масштабном копировании, трудно или невозможно обеспечить на практике; 2) для расширения области взаимодействия пучка с полем замедляющей системы приходится увеличивать ее размеры; 3) трудно отводить тепло от замедляющей системы. Замедляющие системы, таким образом, должны иметь по возможности большие геометрические размеры периодической структуры, обладать хорошим теплоотводом и быть простыми в изготовлении, т. е. для рассматриваемого диапазона перспективными являются замедляющие системы простой формы с наибольшим шагом периодической структуры. Этим требованиям наилучшим образом удовлетворяют различные варианты периодической структуры типа гребенки. Основные достоинства таких замедляющих систем: простота изготовления, малые омические потери, так как пучок обычно взаимодействует с первой пространственной гармоникой. Сопротивление связи мало (порядка ома). Благодаря тому, что основание такой системы массивное, допускаются большие мощности рассеивания.

В лампах фирмы CSF, например, применяются замедляющие системы типа гребенки с прямоугольным продольным пазом. Замедляющие системы ламп, работающих в диапазоне длин волн 4—0,6 мм, характеризуются замедлением 6,5—8,5, а для ламп на длины волн $\lambda = 0,5 \div 0,4$ мм оно составляет 5—6,3 [10]. Уменьшение замедления для более коротковолновых ламп позволяет при одной и той же длине замедляющей структуры увеличить шаг примерно в 1,5 раза. Это облегчает изготовление периодической структуры, обеспечивает меньший разброс фазовой скорости волны и уменьшает таким образом потери, вызванные несовершенством структуры. Для уменьшения потерь замедляющие структуры изготавливают обычно из чистой меди. Шаг составляет примерно $0,1\lambda$, например, при $\lambda = 0,4$ мм он равен 0,055 мм. Число пазов может доходить до 200. Требуемая точность изготовления таких структур меньше одного микрона.

В связи с большими рассеиваемыми мощностями в современных субмиллиметровых ЛОВ, как правило, применяют водяное охлаждение.

М. Б. Голант и А. А. Негирев нашли оптимальные формы теплорассеивающих поверхностей в субмиллиметровых ЛОВ, что позволило разрешить проблему теплоотвода при разработке отечественных приборов [11].

Замедляющие структуры для ламп субмиллиметрового диапазона изготавливаются методом фрезерования, штамповки, фототравления, фотоосаждения, резания ультразвуком и электронным лучом. Качество технологии в большой степени определяет параметры приборов.

Для улучшения откачки применяют титановые геттеры, обеспечивающие вакуум, характеризующийся давлением до 10^{-8} мм рт. ст.

Одним из путей повышения эффективности взаимодействия пучка с электромагнитной волной в лампах субмиллиметрового диапазона является создание резонансных приборов типа О с длительным взаимодействием, предложенных М. Б. Голантом совместно с В. А. Париловым [3].

В 1960 г. Гейниш предложил резонансную ЛОВ [97], в которой вместо замедляющей структуры с поглощением на коллекторе и согласованным выводом энергии используется отрезок замедляющей структуры, который замкнут накоротко на коллекторном конце и имеет значительное отражение со стороны вывода энергии. Свойства такой замедляющей системы имеют резко выраженный резонансный характер. В резонансных ЛОВ увеличивается связь с электронным пучком, следовательно, уменьшаются пусковые токи и увеличивается к. п. д. Такие приборы, однако, могут генерировать только в дискретных областях частот.

Улучшить взаимодействие пучка и электромагнитной волны можно за счет многократных пролетов электронов вдоль замедляющей структуры. Такое взаимодействие осуществляется в приборе, предложенном М. Б. Голантом и В. А. Париловым и получившим название резонансной ЛОВ с многократным взаимодействием. В этом приборе сочетаются большая, чем в нерезонансных приборах, напряженность поля и длительное взаимодействие. Эффективная длина замедляющей структуры при этом возрастает приблизительно пропорционально числу пролетов электронов. В результате реальная длина замедляющей системы сокращается и во столько же раз снижаются омические потери.

Для нормальной работы прибора необходимо, чтобы период между двумя пролетами электронов был примерно кратен периоду генерируемых колебаний. Номера используемых пространственных гармоник здесь очень высоки. В таких приборах можно снизить пусковые токи по сравнению с обычными ЛОВ, имеющими такую же длину замедляющей системы, и при этом получить к. п. д. примерно такой же, как у обычных ЛОВ малой мощности с малыми потерями в замедляющей системе [3].

Таким образом, сочетание резонанса в замедляющей системе и резонанса электронного пучка может способствовать использованию ЛОВ на более коротких волнах субмиллиметрового диапазона.

Лампы, работающие в субмиллиметровом диапазоне, были созданы в Советском Союзе и во Франции в 60-х годах.

Основные параметры некоторых типов ЛОВ фирмы CSF приведены в табл. 1.2. Приборы характеризуются многоэлектродной конструкцией, сравнительно высокими напряжениями питания и большими магнитными полями. До длин волн $\lambda = 0,6$ мм используются фокусирующие системы с постоянными магнитами, а в более коротковолновых лампах применены электромагниты. Описание конструкции и технологии сборки ламп приведено в работе [10]. Отдельные экземпляры этих приборов на волнах 0,9 мм генерировали колебания мощностью около 100 мвт, а на волнах 0,9—0,6 мм — мощностью несколько десятков милливатт. Разрабатываются ЛОВ для генерирования волн длиной до 0,345 мм.

Советскими учеными под руководством М. Б. Голанта разработаны генераторы типа ЛОВ, предназначенные для работы на волнах вплоть до 0,296 мм [12].

Отечественные широкополосные ЛОВ малой мощности для длинноволновой части субмиллиметрового диапазона (рис. 1.1) характеризуются параметрами [11], которые приведены в табл. 1.3.

На графике рис. 1.2 показана зависимость выходной мощности и длины генерируемой волны от напряжения на замедляющей системе для одного из экземпляров прибора ЛОВ-1.

Электроракуумные приборы субмиллиметровых волн требуют для своей работы сильных магнитных полей, поэтому они выпускаются непакетированными. Для уменьшения потерь вывод энергии осуществляется через волно-

Таблица 1.2

| Тип прибора | Диапазон частот, Гц | Генерируемая мощность, мвт | Напряжение на первом аноде, кв | Напряжение на втором аноде, кв | Напряжение коллектора, кв | Ток второго анода, ма | Магнитная система |
|------------------------|---------------------|----------------------------|--------------------------------|--------------------------------|---------------------------|-----------------------|--|
| F-4114, C009 | 310—350 | 1—15 | 1,6 | 3,5—6 | 30 | 50 | Напряженность поля $13 \cdot 10^5$ а/м |
| F-4160, C009 | 310—350 | 3—50 | — | 6 | — | 50 | Электромагнитная с постоянными магнитами |
| F-4112, C006 | 480—520 | 1—10 | 1,05 | 4,2—6 | 10 | 38 | |
| F-4161, C006 | 480—520 | 3—30 | 1,1 | 6 | — | — | — |
| F-4251, C005 | 570—630 | 1—5 | 1,4 | 10 | — | 50 | Электромагнитная |
| C004 | 720—790 | 1 | — | — | 10 | — | — |

Примечание. Ток первого анода приборов F-4114, C009 равен 5 ма.

Таблица 1.3

| Наименование прибора | Диапазон волн, мм | Диапазон частот, Гц | Диапазон напряжений замедляющей системы, в | Ток катода, ма | Выходная мощность, мвт | Сечение выходного волновода, мм ² | Перепады мощности, дб | Величина магнитного поля, кгс |
|----------------------|-------------------|---------------------|--|----------------|------------------------|--|-----------------------|-------------------------------|
| ЛОВ-1 | 1,2—0,8 | 250—375 | 1500—4000 | 50 | 2—20 | 0,8×1,6 | 10 | 6 |
| ЛОВ-05 | 0,49—0,62 | 610—485 | 2000—4000 | 50 | 1—7 | 1,8×3,6 | 20 | 8 |

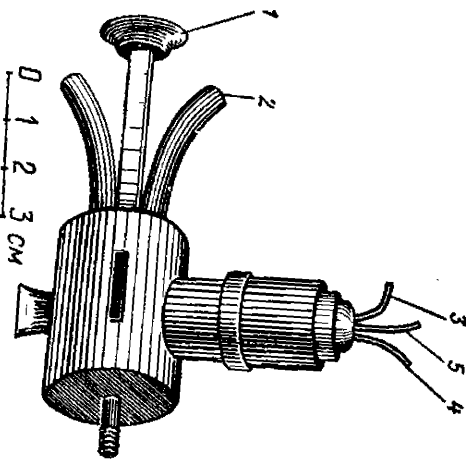


Рис. 1.2. Внешний вид приборов ЛОВ-1, ЛОВ-0,5:
 1—фланец; 2—штуцер водяного охлаждения;
 3, 4—выходы накала в катода; 5—геттер.

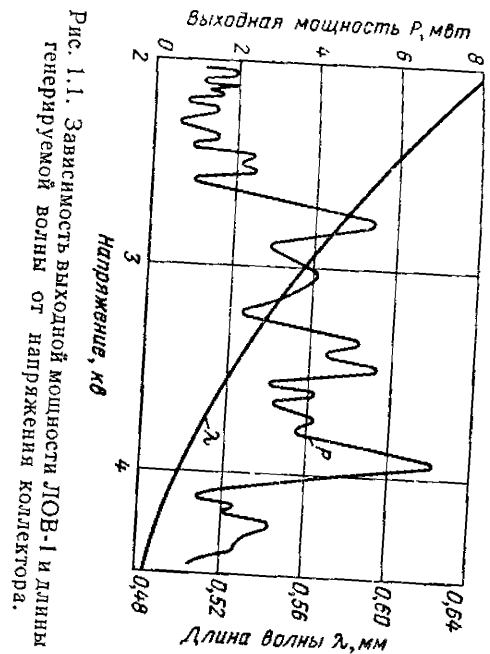


Рис. 1.1. Зависимость выходной мощности ЛОВ-1 и длины генерируемой волны от напряжения коллектора.

вод с увеличенным сечением. Характерная для прибора ЛОВ-0,5 зависимость мощности и частоты от рабочего напряжения показана на рис. 1.3. Для генерирования колебаний в диапазоне 0,5 мм разработаны также резонансные ЛОВ, работающие в ряде дискретных областей (рис. 1.4).

Крутизна перестройки резонансных ЛОВ в 5—6 раз меньше, вследствие чего стабильность частоты подобных ЛОВ несколько выше; зоны плавной перестройки лежат в пределах сотен мегагерц.

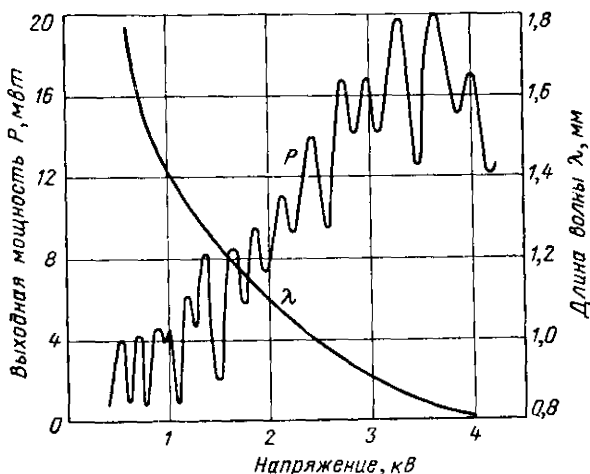


Рис. 1.3. Зависимость выходной мощности и частоты прибора ЛОВ-0,5 от коллекторного напряжения.

Все существующие приборы требуют водяного охлаждения.

Отечественные приборы обладают достаточно высокой надежностью и удобны в эксплуатации.

Субмиллиметровые ЛОВ имеют примерно такие же спектры колебаний [13, 14] и эксплуатационные показатели [13], как и более длинноволновые лампы. Крутизна перестройки существующих ЛОВ субмиллиметрового диапазона изменяется в диапазоне рабочих частот и находится в пределах 20—50 Мгц/в. На стабильность частоты влияют изменения питающих напряжений, температуры и магнитного поля. Следует отметить, что при перестройке по диапазону у ЛОВ наблюдаются весьма значительные перепады мощности. Есть основания надеяться, что в ближайшем

будущем ЛОВ типа О будут работать во всем субмиллиметровом диапазоне и повысят мощность генерируемых колебаний.

По принципу действия к ЛОВ близок предложенный Ф. С. Русиным и Г. Д. Богомоловым прибор типа О, названный ими оротроном, который, как показали исследования, может генерировать субмиллиметровые волны [98].

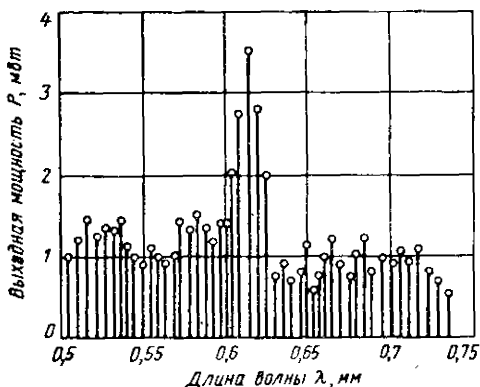


Рис. 1.4. Зависимость мощности от длины волны резонансной ЛОВ.

В оротроне эффективность взаимодействия электронов с СВЧ полем повышена благодаря использованию резонансной системы.

Прибор состоит из открытого резонатора, образованного сферическим зеркалом и плоским зеркалом, на поверхности которого нанесена периодическая структура. В центре сферического зеркала имеется устройство вывода энергии.

Диодная пушка формирует ленточный пучок, который пропускается вблизи поверхности зеркала с периодической структурой. Для фокусировки используется магнитное поле, направленное вдоль электронного луча.

Так как период структуры меньше длины волны λ , то, пролетая над периодической структурой, электронный пучок возбуждает медленные пространственные гармоники собственных колебаний резонатора, фазовые скорости которых близки к $\frac{cl}{n\lambda}$, где l — период структуры, а $n = 1, 2, 3, \dots$. Когда скорость электронов близка к фазовой скорости

одной из пространственных гармоник, происходит эффективное взаимодействие электронного пучка с полем открытого резонатора, и при достаточной величине этого взаимодействия возникают автоколебания.

При постоянном расстоянии между зеркалами и изменении ускоряющего напряжения генерируются колебания нескольких частот, соответствующих различным видам колебаний резонатора. Изменением расстояния между резонаторами можно плавно перестраивать частоту генерации.

В работе [98] содержатся экспериментальные данные о генерировании колебаний в диапазоне длин волн 5,3—12,2 мм. На волне $\lambda = 8$ мм импульсная мощность составляла 4 вт.

Под руководством А. Я. Усикова его сотрудниками М. Д. Трутнем и Г. Я. Левиным разработаны импульсные генераторы и генераторы непрерывного действия типов О и М с повышенной средней мощностью, работающие в миллиметровом и в значительной части субмиллиметрового диапазона [3]. Рост мощности достигнут вследствие значительного увеличения объема области взаимодействий.

Плазменные приборы

Ряд исследователей высказывал предположение, что для генерирования и усиления субмиллиметровых волн вместо обычной замедляющей системы ЛОВ может быть применен плазменный волновод [16—17].

В изучение приборов, использующих электронно-ионную плазму, большой вклад внесли советские ученые В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, Г. А. Бернашевский, З. С. Чернов и др.

В работе [16] излагается теория плазменных устройств и приведена библиография по этому вопросу.

Расчеты показывают [17], что мощность колебаний плазменных субмиллиметровых генераторов и усилителей может достигать десятков ватт. В электроннолучевом плазменном приборе в отличие от ЛОВ высокочастотное поле не ослабевает по мере приближения к центру пучка. Участие всего пучка в процессе взаимодействия с полем плазменных колебаний обеспечивает более высокий к. п. д. и позволяет повысить выходную мощность за счет увеличения диаметра пучка. Однако при реализации таких устройств встречается ряд весьма серьезных затруднений. Из-за столкновения

электронного пучка с ионами и нейтральными атомами энергия пучка рассеивается в плазме, появляются шумы. Этот эффект ограничивает рабочую частоту и требует увеличения степени ионизации плазмы.

Максимальная рабочая частота созданных в настоящее время подобных устройств в непрерывном режиме составляет 38 Гц при коэффициенте усиления мощности в ртутной плазме 40 дБ [17].

Для увеличения рабочей частоты необходимо преодолеть две серьезные трудности: 1) получить плазму чрезвычайно высокой плотности (10^{14} — 10^{16} ион/см³) при ионизации больше 50%; чем плотнее плазма, тем выше должен быть процент ионизации; 2) найти эффективный способ ввода и вывода энергии.

Возможно, последнюю трудность удастся преодолеть путем использования таких явлений, как распространение поверхностных волн вдоль плазменного столба и волн в плазме, помещенной в магнитное поле [17].

Полупроводниковые генераторы

Трудности, возникающие при разработке полупроводниковых СВЧ генераторов и электровакуумных, одни и те же [3]: мелкоструктурность элементов, сложность отвода тепла. Создание полупроводниковых приборов осложняется еще худшей теплопроводностью и меньшей допустимой рабочей температурой полупроводниковых материалов.

Несмотря на это, разработаны приборы на туннельных и лавинно-пролетных диодах, которые генерируют колебания небольшой мощности в миллиметровом диапазоне длин волн. Указанные ограничения делают невозможной работу классических полупроводниковых генераторов в субмиллиметровом диапазоне. В этом диапазоне могут использоваться умножители на полупроводниковых диодах (§ 1.2) и, очевидно, импульсные генераторы на лавинно-пролетных диодах (ЛПД) [105]. Были получены колебания на частоте $f = 340$ Гц с помощью генератора на ЛПД, работающего в импульсном режиме при больших импульсных токах [106]. Можно предположить, что для работы в субмиллиметровом диапазоне могут быть созданы генераторы на туннельно-пролетных диодах [105].

Исследования последних лет указывают на большую перспективность использования объемных эффектов для

генерации СВЧ колебаний [103, 104]. Первым таким эффектом, позволившим создать генераторы близкого к миллиметровому диапазона, явился эффект Ганна [103, 104].

Применение так называемого режима ограничения накопления пространственного заряда (ОНПЗ) в диодах из арсенида галлия, предложенного Дж. Коуплендом, позволяет надеяться на создание высокоэффективных генераторов субмиллиметрового диапазона мощностью в несколько ватт [103].

Природа возникновения отрицательного дифференциального сопротивления в диоде из арсенида галлия, работающего в режиме ОНПЗ, та же, что и для режима, открытого Ганном [103].

В диоде Ганна отрицательная проводимость существует только в узкой области (домене) арсенида галлия с повышенной напряженностью поля, который дрейфует от отрицательного к положительному электроду. Область сильного поля разрушает большую часть отрицательной проводимости, и энергию в нагрузку отдает только часть электронов объема полупроводника. Частота в генераторе Ганна определяется длиной образца.

Режим ОНПЗ не связан с эффектом времени пролета, и частота генератора зависит в первую очередь от частоты настройки внешнего резонатора. Имеется возможность увеличить размеры прибора. При этом почти весь объем материала диода будет обладать отрицательной проводимостью. Вследствие этого мощность генераторов на диодах в режиме ОНПЗ увеличится на 4—6 порядков [103]. Способ ограничения накопления пространственного заряда (режим ОНПЗ) основан на следующих явлениях.

Наращение и спад (рассасывание) пространственного заряда происходят за конечное время, которое обратно пропорционально степени легирования материала полупроводника или концентрации носителей. Время нарастания пространственного заряда при величине поля, превышающей критический уровень возникновения отрицательной проводимости $3\ 000$ в/см, значительно больше, чем время спада (рассасывания), которое происходит, когда напряженность поля становится ниже критической [103]. Таким образом, изменяя напряженность поля в диоде до уровня ниже критического на время, составляющее малую часть периода колебаний, можно осуществить рассасывание пространственного заряда, накопленного во время работы при на-

пряженности, обеспечивающей появление отрицательного сопротивления.

Практически такие условия работы можно обеспечить, если изготовить диод из материала, обладающего определенными характеристиками, подать на диод смещение, обеспечивающее напряженность поля выше критической, и использовать слабо нагруженный высокодобротный резонансный контур для изменения напряженности электрического поля до уровня, значительно меньшего критического в течение части периода.

Арсенидогаллиевый диод работает в режиме ОНПЗ, если выполняется условие

$$2 \cdot 10^{14} \leq \frac{n}{f} \leq 2 \cdot 10^{15} \text{ сек/см}^3.$$

Следовательно, необходимо обеспечить весьма узкий интервал допустимых уровней концентрации примесей в материале диода.

Вторым условием установления режима ОНПЗ является высокий импеданс внешних по отношению к диоду резонансных цепей, обеспечивающих получение больших амплитуд колебаний на диоде. При этом необходимо, чтобы напряженность поля, приложенного к диоду, в 3—4 раза превышала значение напряженности поля, которому соответствует эффект Ганна. Достаточно высокие значения добротности могут быть получены установлением слабой связи резонатора с нагрузкой в момент возникновения колебаний; после этого нагрузку резонатора, выходную мощность и к. п. д. можно заметно увеличить. Отрезок линии передачи между резонатором и нагрузкой может обеспечить задержку момента нагружения резонатора.

Поскольку рабочая частота генератора в режиме ОНПЗ не зависит от толщины образца, можно увеличить длину и объем образца в несколько раз. При этом возрастает и приложенное напряжение. Так как мощность пропорциональна квадрату приложенного напряжения, то появляется возможность значительного повышения выходной мощности. Диод, работающий в режиме ОНПЗ, может быть сконструирован для работы при любом напряжении от 25 до 500 в.

Увеличению выходной мощности диодов с ОНПЗ препятствуют в основном трудности обеспечения хорошего

теплоотода и поддержания постоянной напряженности электрического поля по всей длине диода.

Кроме задач, связанных с разработкой самих диодов, стоят также задачи создания специальных конструкций генераторов, в особенности для субмиллиметровых волн, где, очевидно, найдут применение открытые резонаторы.

В настоящее время исследования в области использования объемных эффектов в полупроводнике находятся в стадии развития. Эффект Ганна и режим ОНПЗ не единственные способы использования объемных свойств материала для генерирования СВЧ колебаний и вполне вероятно, что будут найдены другие способы для этих целей.

В работе [103] описан генератор субмиллиметрового диапазона, в котором используются объемные эффекты в арсениде галлия. Основой генератора служит пластина арсенида галлия длиной 3 мм, шириной 1 мм и толщиной 0,5 мм с концентрацией носителей $1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. На концах пластины создаются оловянные омические контакты. На одной стороне пластины в середине ее вырезана канавка шириной 1 мм и глубиной 0,15 мм. На дне канавки нанесена пленка титаната бария, на которую напылен слой проводника. С другой стороны пластины нанесены пленки из титаната бария, на которых напылен слой проводящего материала. Емкостный электрод в канавке соединен с одним из омических контактов.

К крайним выходным электродам на другой стороне пластины подсоединен отрезок замкнутого накоротко коаксиального кабеля. При подаче на контакты импульсов длительностью 60 нсек с амплитудой 80—100 в возникали колебания, частота которых зависела от длины отрезка кабеля и изменялась в больших пределах. В частности, наблюдались колебания с частотой 380 Гц. По мнению разработчиков, этот эффект не связан с режимом ОНПЗ. Предполагается, что колебания вызывает слой нейтрализуемого объемного заряда. В момент приложения напряжения к омическим контактам начинает образовываться и распространяться объемный заряд. Однако развитию этого процесса препятствует сильное поле, создаваемое управляющим электродом, что обеспечивает отрицательное сопротивление всего объема материала.

1.2. УМНОЖИТЕЛИ ЧАСТОТЫ

Подавая гармонический сигнал на нелинейный элемент, можно осуществить преобразование монохроматического сигнала одной частоты в сигналы гармоник этой частоты. В идеальном нелинейном реактивном элементе теоретическая эффективность преобразования гармоник может равняться 100%. В идеальном нелинейном резистивном элементе мощность гармоник изменяется пропорционально n^{-2} , где

n — номер гармоники. На практике преобразование в обоих случаях оказывается менее эффективным по следующим причинам [8]:

1. Добротность Q нелинейного реактивного элемента на миллиметровых волнах приближается к единице и нелинейный эффект исчезает.

2. Реальный нелинейный элемент является частью микроволновой структуры, которая имеет частотные ограничения. С увеличением частоты сложнее обеспечить согласование, уменьшить потери, выполнить требуемые допуски и т. п.

3. Вопросы рассеяния большого количества тепла, устранения электрических пробоев, проблемы энергоемкости системы не дают возможности работать при наиболее выгодных уровнях входных мощностей.

Многие устройства, имеющие хорошую эффективность преобразования в СВЧ диапазоне, по этим причинам при переходе в коротковолновую часть миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов резко ее снижают.

Самые короткие волны впервые были получены с помощью диодного полупроводникового умножителя [8]. Много работ посвящено использованию плазменных умножителей.

Полупроводниковые диодные умножители

Полупроводниковый диод — самое простое и надежное устройство, пригодное для создания умножителей частоты в субмиллиметровом диапазоне при малых уровнях выходной мощности. Предельный к. п. д. генерации n -й гармоники прибора с нелинейной проводимостью (идеального вентиля), как уже упоминалось, равен n^{-2} [2]. При учете потерь в паразитных элементах оптимальная величина потерь, как и в случае детектирования, равна

$$L = L_0 (1 + k\omega^2), \quad (1.1)$$

где k — коэффициент, определяемый паразитными параметрами диода;

L_0 — потери преобразования при нулевом объемном сопротивлении.

На практике потери значительно больше и средние потери на гармонику при большом коэффициенте умножения составляют 15—20 дБ [18—25]. Наиболее интенсивно убывают сигналы до 3—5-й гармоник, затем снижение амплитуд гармоник идет слабее в 3—4 раза.

Горди и Кинг [20—22] с помощью умножителя на полупроводниковом диоде выделяли гармоники колебаний 8-мм клистрона вплоть до 18-й ($\lambda \approx 0,43$ мм).

Отношение сигнала к шуму составляло: при $\lambda = 0,95$ мм 60 дб, при $\lambda = 0,88$ мм 30 дб. Мощность сигнала при генерировании волны длиной 0,6 мм была 10^{-9} вт.

На графике рис. 1.5 приведены экспериментальные данные, характеризующие потери при умножении частоты.

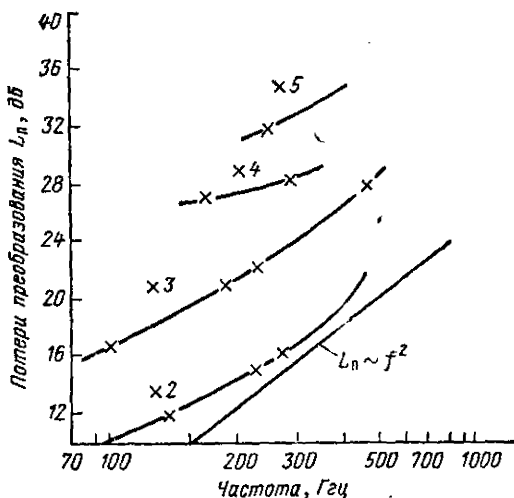


Рис. 1.5. Зависимость потерь преобразования умножителей от частоты (цифрами обозначены номера гармоник).

Использовались диоды из арсенида галлия [23]. Конструктивно умножители выполняются в виде волноводного креста; такая конструкция наиболее удачна [23].

Хорошие результаты в некоторых случаях [23] были получены на миллиметровых волнах. При удвоении до частоты 140 Гц с помощью открытых *p-n* переходов, работающих в режиме нелинейной емкости, потери составляли 5,4 дб (обычно эти потери имеют величину 6—7 дб). Максимальная мощность равнялась около 15 мвт.

Точечные параметрические диоды с управляемой напряжением нелинейной емкостью, возможно, будут иметь более высокие к. п. д.

Диодные умножители чувствительны к изменению входной мощности на основной частоте. Эмпирически найдена зависимость, согласно которой выходная мощность пропорциональна входной мощности в степени, равной номеру гармоник. Это правило, однако, справедливо, пока входная мощность ниже оптимальной. В большинстве выполненных измерений существует оптимальная рабочая точка, в которой потери преобразования минимальны. Этой рабочей точке соответствует входная мощность от 2 до 10 *вт*. При больших и при меньших мощностях потери возрастают. Выгорание диодов происходит при мощностях 100—500 *вт*.

Использование нелинейности лавинного пробоя кремниевых точечных диодов, полученных ионной бомбардировкой или диффузионным способом [23], позволяет получить несколько большую выходную мощность. На гармониках 25-*Гц* генератора вплоть до 18-й, а при частоте генератора 50 *Гц* на 12-й была достигнута мощность, достаточная для спектроскопических исследований. Потери преобразования на двенадцатой гармонике составляли 60 *дб* [18].

В области создания умножителей субмиллиметрового диапазона на полупроводниковых диодах еще не все возможности исчерпаны, и дальнейшие работы в этом направлении позволяют повысить эффективность умножения. Очевидно, в указанном диапазоне длин волн подобные устройства смогут генерировать колебания, мощность которых составляет доли милливатта при значительных потерях. Граничный частотный предел этих приборов пока не выяснен.

Плазменные умножители

Разряд на СВЧ обладает нелинейными свойствами. Известны результаты экспериментов, подтверждающие возможность генерации высоких гармоник колебаний с использованием плазмы. Имеется несколько вариантов подобных умножителей [8].

Разряд в газе позволяет работать при больших уровнях мощности. Умножители подобного типа являются наиболее эффективными, они характеризуются большим числом гармоник и высоким уровнем мощности [8]. Следует, однако, отметить значительную сложность этих устройств. Одним из генераторов такого типа, обладающим высокими показателями

телями, является генератор Фрума. Нелинейным реактивным элементом в нем служит микроскопический дуговой разряд [25].

Зависимость мощности гармоник от их номера в данном эксперименте иллюстрируется табл. 1.4. На вход усилителя подавались колебания с частотой 35 Гц мощностью 5 вт.

Таблица 1.4

| Номер гармоники | Частота, Гц | Мощность, мвт | Номер гармоники | Частота, Гц | Мощность мвт |
|-----------------|-------------|---------------|-----------------|-------------|--------------|
| 6 | 210 | 30 | 14 | 490 | 0,05 |
| 9 | 315 | 2 | 16 | 560 | 0,01 |
| 11 | 385 | 0,5 | 18 | 630 | 0,002 |

При подаче на вход сигнала с частотой 37,5 Гц мощность 21-й гармоники (частота 790 Гц) составляла 10^{-9} вт. Так как аргон, в котором происходит разряд, находится под большим давлением, необходимы специальные конструктивные меры. Иглу изготовляют из платины. В процессе работы умножителя вследствие оплавления контактов требуется регулирование разрядного промежутка. Ток во время разряда составляет 450 ма.

Протекающие в устройстве процессы качественно объясняются следующей гипотезой [25]. Вблизи катода, на сужающемся участке центрального столба дуги, образуется пространственный заряд положительных ионов. Под действием этого заряда на поверхности катода возникает сильное электрическое поле, которое вызывает автоэлектронную эмиссию электронов, обуславливающих проводимость этого промежутка.

Напряженность поля при этих условиях составляет 10^7 — 10^8 в/см. При таких напряженностях автоэлектронная эмиссия будет достаточной для обеспечения тока проводимости и поддержания облака положительных ионов с концентрацией электронов и ионов в нейтральном главном столбе дуги порядка 10^{19} см $^{-3}$.

Автоэлектронная эмиссия определяет нелинейность процессов.

Возможности подобного устройства как генератора гармоник ограничиваются паразитными емкостями в дуге, которые шунтируют токи гармоник, препятствуя их про-

хождению в волновод. Основную роль играют емкость катодного пятна и емкость между основанием плазменного столба и катодом. Приходится повышать в разрядном промежутке давление газа, чтобы воспрепятствовать расползанию плазменного столба. Эти паразитные емкости имеют соответственно величину 0,04 и 0,01 *нф* [20]. Сопротивление плазменного столба (15 *ом*), прямое сопротивление катодного пятна (около 5 *ом*) вместе с этими емкостями образуют схему, которая на частотах, значительно больших 300 Гц, обуславливает заметные потери гармоник. Однако эквивалентная схема, образованная этими элементами, выгодно отличается от эквивалентной схемы полупроводникового диода, составленной из паразитных емкостей омического контакта и объемного сопротивления.

При работе дуги в выпрямительном режиме с постоянным прямым сопротивлением при отсутствии обратной проводимости падение напряжения *n*-й гармоники на дуге должно меняться по закону $(n^2 - 1)^{-1}$. Тогда, если пренебречь потерями в шунтирующих емкостях, мощность излучения будет меняться при больших *n* примерно пропорционально $1/n^4$.

Результаты экспериментов согласуются с этим выводом — мощность колебаний с 8-й до 21-й гармоники менялась по закону [25]

$$P_n \approx \frac{1,5 \cdot 10^{-4}}{n^4} \text{ вт.} \quad (1.2)$$

Однако абсолютная величина измеренной мощности на два порядка меньше той, которую следовало ожидать [26].

В плазменном столбе должны иметь место потери, которые не позволяют получить идеальное выпрямление. Существуют также потери в выходном волноводе и проходном окне. Однако имеются возможности улучшения согласования и уменьшения потерь [24—26].

При повышении мощности на входе дуга становится более устойчивой и быстро возрастают мощности гармоник, что является большим достоинством умножителя подобного типа, облегчающим получение значительных мощностей.

В качестве примера приведем данные еще одного экспериментального умножителя, работающего по схеме Фрума [26]. На рис. 1.6 изображено устройство дугового разрядника. Между двумя платиновыми проволочками происходит дуговой разряд на постоянном токе. Анод диаметром

0,5 мм пересекает входной волновод 1 и через небольшое отверстие связи проходит в выходной волновод, расположенный перпендикулярно первому. Для получения оптимальной связи с областью разряда можно регулировать положение разрядных электродов и коаксиальных молибденовых экранов, надетых на них. Диаметр отверстия связи (0,76 мм) выбирается из условия обеспечения емкостной проводимости для токов гармоник и достаточно большого

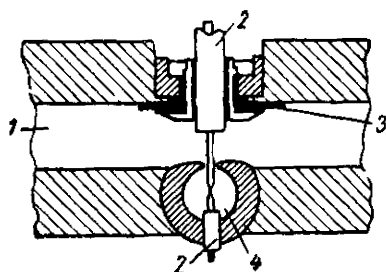


Рис. 1.6. Дуговой разрядник умножителя:

1—входной волновод большого сечения; 2—подстроечные экраны разрядных электродов; 3—слюдяная шайба; 4—выходной волновод малого сечения. Высокочастотные токи текут через конденсатор, образованный шайбой и фланцем, в котором крепится анодный экран.

сопротивления на основной частоте, чтобы поле основной частоты не достигало дуги. Слюдяной конденсатор между анодом и стенкой входного волновода создает проводимость для высокочастотных токов и позволяет подавать постоянное напряжение на электроды.

Разрядник состоит из разборных элементов и устанавливается в баллоне из алюминиевого сплава, наполняемом аргоном под давлением 600 атм. Органы управления положением электродов, их

экранов, штифты настроечных плунжеров входного и выходного волнопроводов выведены наружу через специальные уплотнители.

Перед поджигом разряда к катоду и аноду подводят постоянное напряжение и подают сигнал от клистрона частотой 37,5 Гц мощностью 20 вт.

Катод приводят в соприкосновение с анодом и после возникновения дуги электроды разводят. Длина дуги около 0,2 мм. При достижении максимального согласования всеми органами подстройки напряжение на дуге составляет несколько вольт. Расстояние между электродами уменьшают до получения на дуге падения напряжения 1—4 в. Это условие считается оптимальным для генерации колебаний высших гармоник. При длительной работе электроды оплавляются. Для избежания переноса платины с катода на анод после поджига постоянное напряжение на электродах сме-

няется знакопеременным напряжением прямоугольной формы частоты 5 кГц с длительностью фронтов 0,3 мксек. В этих условиях дуга устойчиво горит в течение нескольких часов. Мощности генерируемых колебаний согласуются с выражением (1.2).

При правильно выбранном режиме горения дуги шум генератора ниже шума индикаторного детектора. На 10-й гармонике ($\lambda = 0,84$ мм) отношение сигнал/шум составляло 40, на 20-й ($\lambda = 0,43$ мм) — примерно 10.

Генерирование субмиллиметровых волн с помощью умножителей частоты имеет ряд достоинств. При сравнительно небольшом изменении основной частоты можно получить широкий непрерывный спектр частот. Например, при номере гармоники выше 10-го перестройка основной частоты на $\pm 5\%$ позволяет обеспечить перекрытие диапазона одной гармоники диапазоном следующей. Стабильность частоты гармоники определяется генератором, следовательно, можно обеспечить высокую стабильность частоты, используя технику сантиметровых волн.

1.3. КВАНТОВЫЕ ПРИБОРЫ

Возможности квантовой электроники в области генерации в диапазоне субмиллиметровых волн несомненно велики. Учитывая широкий фронт исследований, можно в близком будущем ожидать больших достижений [2, 29].

В ряде работ [2, 4—7, 27—45] рассматриваются проблемы, связанные с созданием квантовомеханических устройств субмиллиметрового диапазона. Основываясь на них, можно сделать вывод, что разработка различных типов этих устройств в рассматриваемом диапазоне является разрешимой задачей, несмотря на трудности [29].

Рассмотрим кратко методы генерации субмиллиметровых волн, основанные на квантовых эффектах.

Лучевые квантовомеханические устройства

Используя переходы между энергетическими уровнями, отстоящими сравнительно далеко друг от друга, можно создать молекулярные генераторы и усилители.

Как известно, лучевые (пучковые) квантовомеханические устройства работают по следующей схеме. Молекулы, на-

ходящиеся на более высоком из двух энергетических уровней, фокусируются в направлении оси луча с помощью сильного неоднородного электрического поля, а молекулы с более низким энергетическим уровнем отклоняются в радиальном направлении и попадают в ловушку. Резонансная система, в данном случае резонатор Фабри — Перо, является устройством, вызывающим вынужденное излучение и обеспечивающим положительную обратную связь и связь с нагрузкой.

Выходная мощность подобной системы определяется произведением nhf , где n — число фотонов, излучаемых генератором в 1 сек; h — постоянная Планка; f — частота перехода.

Для выполнения условия возбуждения атомы или молекулы должны поступать в систему с такой скоростью, чтобы величина n обеспечивала превышение выделяемой мощности над потерями. Так как с уменьшением частоты энергия фотонов убывает, то скорость поступления атомов или молекул должна при этом увеличиваться.

Выходная мощность ограничена двумя факторами: допустимой скоростью прохождения потока молекул через систему и допустимой плотностью потока молекул, при которой средняя длина их пробега сравнима с длиной луча. Например, для NH_3 рабочее давление ограничено значением 10^{-5} мм рт. ст., обеспечивающим сечение взаимодействия по энергетическим уровням вращательного движения молекул. Для других газов давления ограничены такими же величинами.

Скорость откачки существующих вакуумных насосов позволяет получить максимальную расчетную выходную мощность молекулярного генератора с длиной волны $\lambda = = 1$ мм порядка микроватта [29].

Для примера в табл. 1.5 приведены сведения о молекулах некоторых веществ, которые могут быть использованы в лучевых квантовомеханических генераторах и усилителях.

Безусловно, существуют и другие переходы, которые можно использовать для создания субмиллиметрового молекулярного генератора.

С ростом частоты падает чувствительность молекул к градиентам поля. Поэтому трудности реализации молекулярных усилителей и генераторов субмиллиметровых волн связаны с созданием устройства для эффективной селекции молекул, обеспечивающего избыточную населенность на

Таблица 1.5

| Молекула | Переход J | Длина волны, мк | Минимальный начальный ток молекулы, мол/сек |
|-----------------|-----------|-----------------|---|
| NH ₃ | 2←→1 | 0,252 | 1,5 · 10 ¹³ |
| ND ₃ | 2←→1 | 0,485 | 4 · 10 ¹³ |
| NF | 1←→0 | 0,24 | — |

верхнем энергетическом уровне. Эти трудности могут быть преодолены, например, созданием неоднородного поля на внешней стороне объема, в котором происходит излучение, и однородного поля (Штарка или Зеемана) внутри этого объема для разделения энергетических состояний молекул [30]. Возможны и другие пути решения задачи селекции.

Основное достоинство молекулярного генератора — чрезвычайно высокая стабильность частоты ($\sim 10^{-12}$). Основной недостаток — очень низкие мощности. Целесообразно применять такие генераторы только в качестве эталонов частоты для подстройки по ним с помощью системы АПЧ более мощного генератора, например ЛОВ.

Квантовомеханические устройства с оптической накачкой

В квантовых устройствах с накачкой при помощи электромагнитного излучения оптического диапазона обращение населенности осуществляется за счет подвода мощности сигнала с частотой, соответствующей переходу между двумя энергетическими уровнями с разницей их энергий большей, чем энергия сигнала накачки.

Для трехуровневой системы, например, большое количество энергии может быть подведено на частоте f_{13} . Так как вероятность перехода при поглощении и вынужденном излучении одинаковая, то это приводит к переходу атомных или молекулярных систем из состояния 1 в состояние 3. В зависимости от относительной задержки при переходе из состояния 3 в состояние 2 или из 2 в 1, можно сделать либо $n_3 > n_2$, либо $n_2 > n_1$.

Максимальный к. п. д. преобразования кванта энергии частоты накачки f_{13} в квант энергии частоты сигнала f_{23} при таком методе определяется отношением f_{23} и f_{13} .

При частотах источников, способных производить накачку устройств субмиллиметрового диапазона, обладающих достаточной мощностью, максимальный к. п. д. ограничен 1—0,1% [29].

Вторая трудность, возникающая при использовании такой системы инверсии населенности, — выбор материала, обладающего подходящей схемой энергетических уровней. Желательна схема энергетических уровней такого же типа, как у цезия. Здесь предпочтительнее более широкая полоса поглощения для верхнего уровня.

В идеализированной системе желательно иметь, наряду с мощным источником накачки, возможно большее разделение начального и конечного состояния, чтобы плотность возбуждения атомных или молекулярных систем, находящихся в состоянии теплового равновесия, была сравнительно невелика.

Скорость перехода из конечного в основное состояние должна быть значительно больше скорости перехода с верхнего уровня. Эта скорость налагает основное ограничение на максимальную выходную мощность систем со многими энергетическими уровнями.

Скорость перехода с верхнего энергетического уровня на конечный определяет ширину спектральной линии и минимальную разность населенностей уровней, необходимую для генерирования В газообразных веществах, например парах цезия, ширина этой линии определяется доплеровским уширением, а в твердотельных — неоднородностями поля кристаллической решетки.

Предложены квантовый генератор с накачкой излучением, в котором используется переход между спектральными линиями газообразного натрия на частоте $f = 518 \text{ Гц}$, и твердотельные квантовые генераторы, использующие уровни циклотронного резонанса и уровни примесей в полупроводниках [28—32]. Выходная мощность генератора, работа которого основана на циклотронном резонансе, теоретически может достигать милливатта [29]. Получению более значительных мощностей препятствуют низкий к. п. д. накачки и трудности рассеяния большого количества тепла.

Существует ряд газов и твердых веществ [27, 29, 32], которые могут быть использованы для создания генераторов и усилителей субмиллиметрового диапазона по схеме с накачкой.

При газовом разряде температура электронов часто превышает температуру атомов или молекул газа. Если эффективное сечение электронной бомбардировки при возбуждении атома до верхнего уровня больше сечения при возбуждении атома до нижнего уровня, то можно получить инверсию населенности уровней. Такие условия могут иметь место при разряде в неоне, гелии, кислороде и других газах. В некоторых случаях этот эффект может быть усилен использованием смеси из нескольких газов.

Сложность создания квантовомеханического устройства подобного типа в субмиллиметровом диапазоне заключается в том, чтобы найти вещества с таким расположением энергетических уровней, при котором эффективное сечение электронного возбуждения до верхнего энергетического уровня будет существенно больше сечения возбуждения до нижнего уровня.

Переход с нижних энергетических уровней при этом должен происходить с большей скоростью, чем с верхнего. Однако уже в настоящее время созданы газовые лазеры, генерирующие в субмиллиметровом диапазоне радиоволн колебания значительной мощности.

Для квантовых генераторов (лазеров) субмиллиметрового диапазона в иностранной литературе применяется сокращение SMASER (Submillimeter Amplification By Stimulated Emission of Radiation) — усилитель субмиллиметровых волн посредством вынужденного испускания.

Есть все основания надеяться, что со временем квантовые генераторы станут доступными генераторами для различных применений во всем диапазоне субмиллиметровых волн [8, 33, 34]. Одним из подтверждений этого является выражение относительного усиления энергии, рассчитанного на единичную величину инверсии [33, 35], которое для длин волн, где доплеровское уширение линии превосходит все другие источники уширения, может быть записано в виде

$$\frac{\alpha}{N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1} = \frac{8\pi^3}{3\sqrt{2\pi k}} |\mu_{21}|^2 \sqrt{\frac{M}{T}}, \quad (1.3)$$

где α — коэффициент усиления, $см^{-1}$;

- N_2 и N_1 — населенности верхнего и нижнего уровней, $см^{-3}$;
 g_2 и g_1 — статистические веса;
 k — постоянная Больцмана;
 M — масса атома;
 T — абсолютная температура;
 $|\mu_{21}|^2$ — квадрат полного матричного элемента дипольного момента, входящего в выражение для A_{21} — коэффициента Эйнштейна.

Из работ [34, 35] следует, что усиление не уменьшается существенно с ростом длины волны.

Один из первых оптических квантовых генераторов (ОКГ) генерировал колебания девяти длин волн в диапазоне 23,3—78,8 $мкм$ в водяном паре при импульсном разряде [37]. Длина разрядной трубки лазера составляла 4,8 $м$ при диаметре 2,5 $см$.

Несколько позже была обнаружена генерация еще на 23 длинах волн в диапазоне от 16 до 220 $мкм$ [38].

В смесях цианистых соединений получено излучение при импульсном разряде в трубке длиной 9,3 $м$ диаметром 6,5 $см$ на более длинных волнах — 0,337—0,311 $мм$ [34].

Разряд в парах диметиламина в трубке длиной 7 $м$ и диаметром 5 $см$ в импульсном режиме давал излучение еще на девяти волнах. Длины волн и соответствующие величины мощности в импульсе при использовании диметиламина в качестве активного вещества имели следующие значения:

| λ , $мм$ | $P_{имп}$, $вт$ |
|------------------|------------------|
| 0,12624 | 1 |
| 0,12875 | 1 |
| 0,13095 | 1 |
| 0,13505 | 0,2 |
| 0,20119 | 0,005 |
| 0,21114 | 0,4 |
| 0,22325 | 0,7 |
| 0,31108 | 7 |
| 0,37280 | 0,1 |

При разряде в смесях дейтерия и цианистого брома генерация происходила в диапазоне длин волн 0,181—

0,205 мм. Величина генерируемой мощности изменялась по диапазону следующим образом:

| λ , мм | $P_{\text{имп}}$, вт |
|----------------|-----------------------|
| 0,18190 | 0,1 |
| 0,19008 | 0,1 |
| 0,19483 | 0,02 |
| 0,20453 | 0,04 |

Наблюдалось излучение колебаний значительной мощности с длинами волн 0,121, 0,131, 0,311 и 0,337 мм при разряде в диметилаmine, триметилаmine, этиленаmine и смеси метана с аммиаком.

Известны результаты экспериментов с импульсным квантовым генератором на водяном паре, который работал на длине волны 0,118 мм [33].

Зеркала резонатора имеют диаметр 10,2 см при радиусе кривизны 4 м; фокусное расстояние 2 м; длина резонатора 3,75 м. Для раздельного возбуждения половин квантового генератора используются два импульсных модулятора. Длительность импульсов модулятора 5 мксек при токе 300 а и напряжении 9 кв. Максимальная плотность тока в разряде 3,7 а/см². Длина волны генератора $\lambda = 118$ мкм; он генерировал импульсную мощность больше 3 мвт при частоте следования импульсов до 500 гц. При задержке между импульсами 10 мксек наблюдается максимум генерируемой мощности.

Приведем данные более поздних экспериментов [33, 36, 39] и в качестве примеров технической реализации субмиллиметровых квантовых генераторов кратко опишем конструкции экспериментальных установок. Во всех предыдущих работах исследовались импульсные квантовые генераторы.

Чтобы выяснить возможности создания квантового генератора непрерывного действия с повышенной мощностью за счет увеличения рабочего объема, Флешером и Пюллером был сконструирован квантовый генератор Mark-I, работающий как в непрерывном, так и в импульсном режиме [36]. Он имеет укороченную разрядную трубку повышенного диаметра, сферические зеркала, своеобразную конструкцию анода и катода. Схематически конструкция квантового генератора показана на рис. 1.7. Трубка допускает установку зеркал на расстоянии 2,135 м при активной длине разряда 1,88 м. Внутренний диаметр трубки 7,6 см. Диаметр

зеркал резонатора 5,7 см при радиусе кривизны 2,67 м. Геометрия резонатора некофокальная. Зеркала находятся внутри трубки; юстировка производится через вакуумные уплотнения. Излучение выводится через отверстие диаметром 0,44 мм в центре неподвижного зеркала. Катод и анод размещены в боковых отростках трубки. Катод изготовлен из нержавеющей стали; для уменьшения катодного падения он сделан полым и имеет диаметр 25 мм.

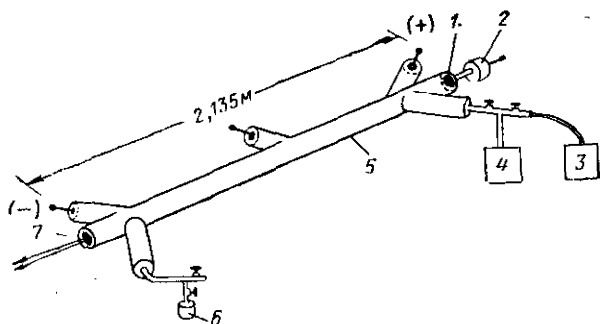


Рис. 1.7. Схема квантового генератора субмиллиметрового диапазона:

1 — подвижное зеркало; 2 — двигатель; 3 — механический насос; 4 — манометр; 5 — стеклянная трубка диаметром 7,6 см; 6 — резервуар с газом; 7 — неподвижное зеркало.

Типичному режиму работы (разряд в водяном паре при токе 1 а) соответствует полное напряжение на разряд 1 200 в и катодное падение около 480 в.

Как и все квантовые генераторы субмиллиметрового диапазона, генератор Mark-I работает только в потоке откачиваемого газа, так как молекулы в разряде диссоциируют, а продукты диссоциации не могут быть использованы. Электрические силы, влияние стенок трубки и градиентов плотности газа, а также процессы столкновений затрудняют рекомбинацию; продукты диссоциации газа не образуют исходную молекулу.

Специальная система газонаполнения устанавливает равновесие между скоростью поступления свежего газа и скоростью образования «отработанного», так что достигается стационарный уровень выходной мощности. Использование водяного пара является весьма удобным, так как он, в отличие от многих других газов и паров, не образует налетов на стенках трубки и зеркал и не воздействует на другие элементы конструкции. Длина генерируемой волны

0,118 мм. Напряжение зажигания составляет 2 000 в; разряд в водяном паре существует при 1 200 в. Оба напряжения несколько зависят от давления и тока.

Из-за сравнительно малого уширения спектральной линии газа на рабочей частоте, в отличие от ОКГ, которые работают при произвольном расстоянии между зеркалами, квантовый генератор субмиллиметрового диапазона может работать лишь при определенном расстоянии между зеркалами. Для описываемого устройства на волне $\lambda = 118$ мкм уширение линии из-за эффекта Доплера и столкновений равняется 8 Мгц, в то время как расстояние между основными видами колебаний резонатора равно 70 Мгц. Выходная мощность зависит от давления газа, скорости потока, а также от тока разряда, причем существуют оптимальные значения этих величин.

В непрерывном режиме выходная мощность квантового генератора на водяном паре составляет микроватты [36]. В длинноволновой области генерация легко возникает на волнах примерно 0,079; 0,118 и 0,220 мм. Спектральная линия, соответствующая $\lambda = 0,220$ мм, была найдена впервые. В импульсном режиме пиковый ток составлял 275 а, а импульсная мощность равнялась 20 мвт.

В описываемой конструкции рабочим веществом служил также ацетонитрил. С этим газом квантовый генератор излучал колебания с длинами волн 311 и 337 мкм. На стенках рабочей трубки в этом случае при длительной работе образовывался налет.

Чтобы изучить возможности повышения мощности квантовых генераторов на водяном паре и соединениях циана, авторами были выполнены исследования таких генераторов с большим и малым рабочими объемами [39].

Общий вид экспериментальной установки с большим рабочим объемом изображен на рис. 1.8, а ее схема на рис. 1.9.

Разрядная труба выполнена из двух алюминиевых труб с внутренним диаметром 80 мм и длиной по 1,5 м каждая, соединенных с помощью латунной муфты. В латунную муфту впаян отрезок латунной трубы длиной 150 мм с внутренним диаметром 60 мм, предназначенный для увеличения площади катода. Катод через уплотнительный фланец соединен с форвакуумным насосом трубопроводом с внутренним сечением 36 мм. Внутри алюминиевых труб расположены стеклянные трубы сечением 79 × 75 мм. Расстояние между торцами труб в области катода — 80 мм.

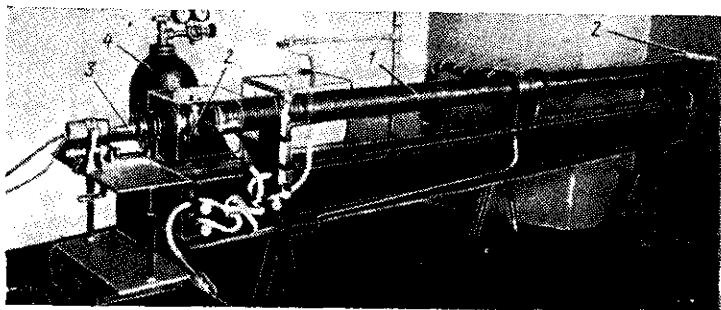


Рис. 1.8. Общий вид экспериментального квантового генератора: 1 — разрядная трубка с охлаждающим змеевиком; 2 — юстировочное устройство зеркала; 3 — рупор пироэлектрического детектора; 4 — баллон с рабочим веществом.

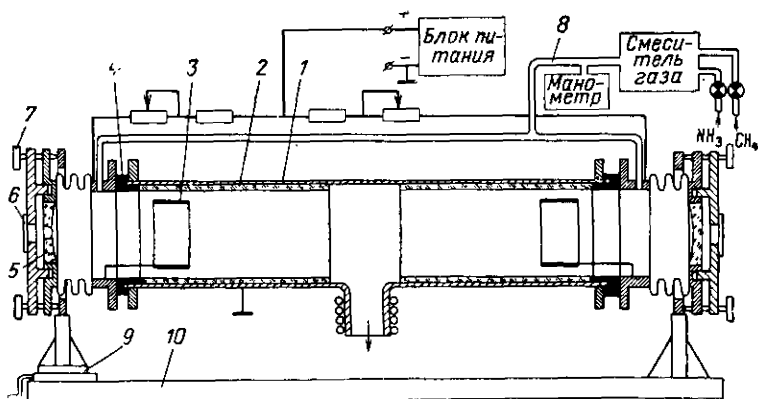


Рис. 1.9. Конструкция экспериментального квантового генератора: 1 — алюминиевая трубка; 2 — стеклянная трубка; 3 — анод; 4 — тефлоновая втулка; 5 — зеркало резонатора; 6 — герметичное окно; 7 — юстировочный винт; 8 — трубка напуска; 9 — механизм перестройки; 10 — станция.

Зеркала резонатора крепят в специальных головках, позволяющих осуществлять их перемещение, юстировку и быструю смену.

В обеих головках имеются фланцы, с которыми стыкуются трубы, подводящие рабочий газ. Головки находятся по отношению к катоду и внешней трубе под высоким напряжением. Специальные шайбы играют роль изоляторов. Аноды выполнены в виде цилиндров из листового молибдена толщиной 0,3 мм. Длина анодов — 65 мм. Система газонаполнения — проточная. Зеркала посредством головок жестко связаны со станиной. С помощью специального механизма осуществляется в определенных пределах изменение расстояния между зеркалами. Излучение из резонатора выводится через отверстие в центре одного из зеркал. Выходное окно герметизировано сапфировой пластинкой толщиной 0,3 мм в диапазоне длин волн 0,3 мм и тефлоновой на более коротких волнах.

Питание квантового генератора осуществляется от выпрямителя, обеспечивающего ток 1,5 а при напряжении 3 кв. Сглаживающие фильтры отсутствуют. Наличие пульсации питающего напряжения с частотой 100 гц избавило от необходимости иметь модулятор для обеспечения работы пироэлектрического детектора.

В экспериментах использовались стеклянные зеркала с радиусом кривизны 4 и 2 м и металлические плоские зеркала. Диаметр всех зеркал — 70 мм. Рабочая поверхность зеркал покрывалась пленкой алюминия путем вакуумного напыления. Для обнаружения излучения использовался пироэлектрический детектор. Длина волны и мощность измерялись интерферометром и калориметрами, разработанными в Харьковском государственном университете им. А. М. Горького. При использовании в качестве рабочего вещества паров воды наблюдалось излучение на волнах 0,118; 0,079 и в диапазоне 0,03 мм. Излучение в диапазоне 0,03 мм не зависело от настройки резонатора, в то время как генерация на волнах 0,118 и 0,079 мм требовала весьма тщательной настройки. Оказалось, что при работе с парами воды на величину генерируемой мощности сильно влияют примеси некоторых газов. Так, добавка всего 8% CO_2 к оптимальному количеству паров воды приводила к снижению мощности в два раза. Сильнее всех из исследованных газов (O_2 , N_2 , CO_2 , CH_4 , NH_3 , H_2 , Ar , He) генерацию угнетали CO_2 , CH_4 и N_2 . При работе на чистом водяном паре

в проточном режиме при токе разряда $0,75 \text{ а}$ оптимальное давление, измеренное на выходе смесителя газов, составляло $1,1 \text{ мм рт. ст.}$ Добавка других газов приводила, как правило, к изменению разрядного тока. Из всех исследованных газов только добавка H_2 вызвала увеличение мощности. При фиксированном токе разряда добавка водорода к оптимальному количеству паров воды увеличивает вы-

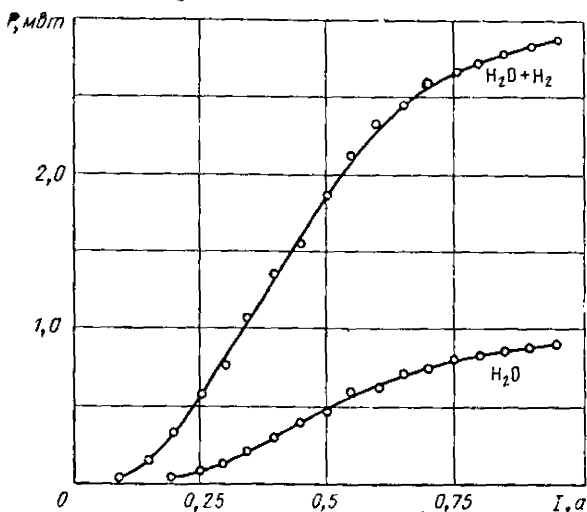


Рис. 1.10. Зависимость мощности генерации ($\lambda = 118 \text{ мкм}$) от разрядного тока.

ходную мощность на волне $0,118 \text{ мм}$ более чем в три раза (до 3 мвт), а к. п. д. — примерно в два раза. Примесь водорода увеличивает генерируемую мощность также на волнах $0,079$ и $0,03 \text{ мм}$, что позволяет его рекомендовать в качестве вспомогательного газа.

Генерируемая мощность зависит от разрядного тока (рис. 1.10), который имеет оптимальное значение. При фиксированном токе разряда и оптимальной смеси H_2O с H_2 выходная мощность зависит от длины волны λ , параметров зеркал резонатора R_1, R_2 и величины отверстия для вывода энергии.

В табл. 1.6 приведены данные, характеризующие зависимость выходной мощности квантового генератора от ве-

личины отверстия связи при радиусах кривизны зеркал $R_1 = 4 \text{ м}$ и $R_2 = \infty$.

Таблица 1.6

| Диаметр отверстия связи, мм | Выходная мощность P , мвт, при длине волны λ , мм | | |
|-----------------------------------|--|-------|------|
| | 0,118 | 0,079 | 0,03 |
| 6 | 3 | 2,2 | 9,15 |
| 4 | 1,85 | 1,92 | 10,5 |
| 1,5 | 0,84 | 0,29 | 1,65 |

Имеется возможность соответствующим подбором параметров резонатора регулировать выходную мощность на различных частотах.

При использовании в качестве рабочего вещества соединений, содержащих углерод, водород и азот, как правило, наблюдались излучения на волнах 0,337 и 0,311 мм. Эти линии, например, наблюдались при использовании паров $(C_2H_5)_2O$, C_6H_6 , CH_4 , $(CH_3)_2CO$, H_2CO и других в смеси с воздухом, азотом или аммиаком. Ни одно из этих веществ при отсутствии азота не давало генерации. С другой стороны, органические вещества, в состав которых входили С, Н и N, обеспечивали генерацию без сторонних примесей.

На длинах волн 0,372 и 0,130 мм также наблюдалась генерация, но более слабая. На всех четырех волнах была генерация при разряде в смеси метан-аммиак. Для каждого значения длины волны требуется отдельная настройка резонатора. Мощность излучения существенно зависит от параметров резонатора (табл. 1.7).

Таблица 1.7

| Параметры зеркал резонатора, м | | Диаметр отверстия связи, мм | Выходная мощность P , мвт, при длине волны λ , мм | | | |
|-----------------------------------|-------|--------------------------------------|--|-------|-------|-------|
| R_1 | R_2 | | 0,372 | 0,337 | 0,311 | 0,130 |
| 4 | 4 | 4 | 0,3 | 13 | 14 | 0,2 |
| 4 | 4 | 6 | — | 25,4 | 8 | — |
| ∞ | 4 | 6 | — | 5,2 | 5 | 0,9 |
| ∞ | 4 | 4 | — | 3 | 4,2 | 0,3 |

Данные табл. 1.7 относятся к случаю оптимального соотношения компонентов смеси и давления при разрядном токе $0,7 \text{ а}$. Максимальная мощность $25,4 \text{ мвт}$ была получена на волне $0,337 \text{ мм}$. Эта мощность достигается при определенных значениях давления газа и разрядного тока.

«Малогобаритный» вариант квантового генератора, предназначенного для длительной работы на волнах длиной 336

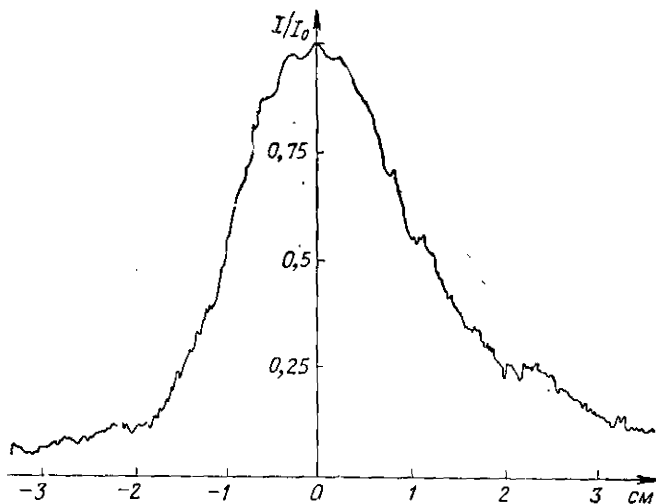


Рис. 1.11. Распределение интенсивности излучения по диаметру пучка.

и 311 мкм , был разработан в Харьковском государственном университете С. Ф. Дюбко, В. А. Свичем и Б. И. Полевым.

Квантовый генератор имеет длину 1600 мм и максимальный диаметр 140 мм . Основанием служит толстая кварцевая труба, что исключает расстройку резонатора вследствие колебаний температуры. Полупрозрачное зеркало выполнено в виде одномерной решетки из позолоченного вольфрамового провода толщиной 8 мкм . Шаг решетки — 40 мкм .

Применение решетки позволило получить излучение по всему раскрытию с заранее заданными поляризационными характеристиками. Расходимость луча при этом не превышала 2° , а распределение поля соответствовало колебаниям вида TEM_{00} (рис. 1.11).

Поскольку генератор предполагается использовать для длительной работы в непрерывном режиме, то немаловажное значение имеет стабильность выходной мощности во времени. Диаграмма

записи уровня мощности показана на рис. 1.12. Начальный уровень мощности 15 мвт. Запись показывает наличие быстрых флуктуаций ($\pm 1,5\%$ за 1 мин) и медленный спад мощности (12% за 1 час). Быстрые флуктуации обусловлены колебаниями напряжения питающей сети, нестабильностью разряда вследствие перемещения активных участков на катоде и аноде, флуктуациями давления рабочего вещества.

Медленные изменения мощности в основном обязаны расстройке резонатора и количественными изменениями соотношения составляющих активного вещества.

Нестабильность натекательных вентилей, изменение давления в резервуарах, питающих квантовый генератор, длительное воздействие разряда на пленку, которая образуется на стенках камеры в результате длительной работы, вызывают изменение оптимального давления, что в свою очередь ведет к снижению уровня мощности.



Рис. 1.12. Диаграмма записи уровня мощности. Время записи 49 мин.

Расстройка резонатора определяется в основном температурными колебаниями линейных размеров основания (станины).

При длительной работе генератора появляется налет на зеркалах. Накопление налета ухудшает добротность резонатора и приводит к уменьшению мощности.

Образование слоя полимеров на стенках трубы и зеркалах ограничивает срок непрерывной работы. Так, после 60—100 час работы квантового генератора необходимо обновить покрытие зеркал и очистить камеру. Вода полимерную пленку растворяет, но способствует отслоению ее от стекла. После промывки необходимо тщательно просушить внутренние стенки трубы, сильфонов и катода.

Срок непрерывной работы генератора можно продлить, если к активному веществу добавить пары воды. Однако при этом мощность генерируемых колебаний несколько падает. Другой путь уменьшения скорости образования полимерной пленки на стенках разрядной камеры — применение синтезатора HCN. Синтезатор поступает в генератор через отдельную разрядную кварцевую трубку с графитными электродами, в которую через натекательный

вентиль поступает аммиак. В результате воздействия электрического разряда электроды накаляются докрасна, после чего начинается реакция между NH_3 и углеродом с образованием смеси HCN и H_2 , которая поступает в камеру генератора.

В экспериментах с квантовыми генераторами другой конструкции [109] впервые было получено излучение при разряде в газовой среде, содержащей SO_2 и He. Излучение в непрерывном режиме наблюдалось на волнах 0,141 и 0,193 мкм. При использовании в качестве рабочего вещества SO_2 применялись генераторы с разрядной трубкой длиной 2,5 м и внутренним диаметром 56 мм. Труба охлаждалась снаружи проточной водой. Резонатор квантового генератора состоял из двух зеркал диаметром 60 мм и кривизной 5 м. Отверстие для вывода излучения имело диаметр 8 мм. Зеркала — стеклянные, напыленные в вакууме золотом. Герметизирующее окно было сделано из полиэтиленовой пленки толщиной 0,2 мм. Генератор работал при непрерывной прокачке газовой смеси и токе разряда 0,12 а. При разряде в газовой среде, содержащей SO_2 , наблюдается характерное синее свечение. В процессе длительной работы на стенках трубы оседают капли жидкости, не испаряющейся при откачке. Химический анализ осадка не производился, однако можно предположить, что это сернистая кислота, образующаяся вследствие наличия некоторого количества паров воды в неосушенном SO_2 . Мощность, измеренная калориметром, составляла 5 мвт на волне 0,141 мкм и 1 мвт на волне 0,193 мкм.

Длина волны измерялась с помощью резонатора Фабри — Перо с проволочными густыми решетками. Излучение обнаруживалось пирозлектрическим приемником, а также полупроводниковым детектором, установленным в волноводе сечением $0,5 \times 0,2$ мм с детектирующей парой кремний-вольфрам.

Интересно отметить, что при добавке азота в разрядную трубку генерация субмиллиметровых волн срывалась и начиналось сильное излучение (мощностью несколько ватт) с длиной волны около 10 мкм (точное значение длины волны не измерялось).

Исследования квантовых генераторов субмиллиметрового диапазона начаты сравнительно недавно. Можно ожидать, что в диапазоне 100—1 000 мкм максимальная мощность генерируемых колебаний на многих линиях спектра излучения будет больше ватта [33].

Следует отметить, что в отличие от ОКГ, в квантовых генераторах субмиллиметрового диапазона не существует проблемы многочастотности излучения. Это объясняется тем, что для частот нескольких видов колебаний условия генерации не выполняются и осуществляется излучение одного вида колебаний.

В настоящее время в субмиллиметровом диапазоне радиоволн только ЛОВ и квантовые генераторы могут быть использованы для практических целей.

Характеризуясь значительно меньшим к. п. д. по сравнению с ЛОВ и обеспечивая возможность генерации толь-

ко на дискретных волнах, субмиллиметровые квантовые генераторы обладают значительно большей стабильностью частоты, что в ряде случаев может иметь решающее значение.

Если практическая целесообразность создания квантовомеханических устройств с накачкой и лучевых еще недостаточно ясна, то представляется очевидным, что субмиллиметровые квантовые генераторы найдут себе применение.

Получение колебаний субмиллиметрового диапазона методом смещения излучения оптических квантовых генераторов

Представляет интерес возможность получения колебаний в субмиллиметровом диапазоне путем смещения сигналов двух мощных квантовых генераторов, разность частот которых лежит в диапазоне субмиллиметровых волн. Для смещения необходим нелинейный элемент или среда. В качестве нелинейных элементов могут использоваться нелинейные диэлектрики, фотокатод и полупроводниковый диод.

Исследования показывают [40, 41], что при использовании в качестве нелинейной среды диэлектрика без потерь получаются очень малые к. п. д. при смещении частот.

Эффективность к. п. д. смещения в этом случае ограничивается отношением частот излучаемого сигнала и накачки. Кроме того, возникают потери в элементах связи. Общий расчетный к. п. д. при смещении колебаний равен примерно 10^{-5} , что является неприемлемым для практики.

Предпочтительнее нелинейная среда с активным сопротивлением, так как обеспечивает теоретический к. п. д., близкий к 0,25 [40]. Однако в этом случае возникают трудности рассеивания тепла, так как идеальную среду с активным сопротивлением, очевидно, найти нельзя. Для эффективного смещения колебаний необходимы материалы, в которых могут развиваться нелинейные процессы, сопровождающиеся поглощением значительных мощностей. Приведем некоторые расчетные данные для схем, использующих в качестве нелинейных элементов диод и фотокатод [41, 42]. Расчетное значение к. п. д. при использовании диода составляет 0,8% [41].

Схема с фотокатодом предположительно является более приемлемой. Фотокатод в ней работает как квадратичный детектор. При воздействии на него излучения лазера возникает излучение, в котором имеется модулированная по плотности составляющая с частотой, равной разностной частоте двух оптических сигналов. Модулированный по плотности луч ускоряется, сигнал разностной частоты выделяется с помощью ответвителя Черенкова. При входной мощности 100 мвт расчетная выходная мощность составляет 1,5 мвт.

Реализация различных методов смещения ограничивается значительной дифракцией световых лучей, что затрудняет эффективное согласование в раскрыве [42].

Практическое значение метод смещения может получить, если к. п. д. систем, основанных на этом методе, будет значительно выше к. п. д. квантовых генераторов субмиллиметрового диапазона.

Генераторы на сверхпроводниковых туннельных переходах джозефсоновского типа

Свойства сверхпроводниковых переходов джозефсоновского типа позволяют создать генераторы малой мощности, способные работать на частотах до 1000 Гц [44]. Генерирование с помощью перехода Джозефсона впервые осуществлено И. К. Янсоном, В. М. Свистуновым и И. М. Дмитриенко [43]. В работе [44] рассматриваются возможности применения джозефсоновских переходов, приводятся результаты выполненных экспериментов и их теория.

Возможность создания генераторов основывается на предсказанных Джозефсоном двух квантовых эффектах, характеризующих прохождение постоянного и переменного сверхпроводящего тока через изоляционный слой между двумя слоями сверхпроводника. При малой толщине слоя диэлектрика ($\sim 10\text{\AA}$) на вольтамперной характеристике сверхпроводящего туннельного перехода имеется участок, на котором ток через переход, имеющий величину ниже определенного критического значения, протекает при нулевом падении напряжения на переходе. Однако, если величина тока превысит это критическое значение, на переходе возникает падение напряжения, и он в соответствии с нагрузочной прямой измерительной схемы переключается на вольтамперную характеристику туннели-

рования нормальных электронов. Существование тока при нулевом напряжении на переходе было предсказано Джозефсоном. Постоянный ток Джозефсона возникает из-за туннелирования электронных пар через слой окисла из одного сверхпроводника в другой без потерь напряжения на переходе.

Джозефсон также предсказал, что должен существовать переменный сверхпроводящий ток, возникающий, когда на переход подается напряжение смещения $E_{см}$. Частота этого тока определяется соотношением

$$f = \frac{2eE_{см}}{h}, \quad (1.4)$$

где h — постоянная Планка;
 e — заряд электрона.

Изменение частоты на каждый микровольт приложенного напряжения составляет 483,6 Мгц.

Таким образом, джозефсоновский переход генерирует электромагнитные волны при приложении к нему постоянного смещения, что можно использовать для создания мало-мощного генератора. При хорошем согласовании с элементами высокочастотной схемы от одного перехода может быть получена мощность порядка микроватта [44].

При экспериментах, в которых не были выполнены оптимальные условия генерации, на частоте около 9 Ггц при напряжении 20 мкв была получена выходная мощность примерно 10^{-11} вт. Частота излучения изменялась ступенями через 5 Ггц.

Верхний частотный предел генератора определяется свойствами материала, из которого выполнен переход. Например, для сплавов Рb — Вi этот предел лежит в интервале 800—1 000 Ггц.

Экспериментальные данные свидетельствуют, что генерируемый сигнал имеет узкую полосу частот [44], в нем существуют гармоники и субгармоники основной частоты. Возможно осуществить подавление нежелательных составляющих.

Поскольку частота выходного сигнала зависит от напряжения смещения, то ширина спектра будет определяться стабильностью источника смещения. Описанный в работе [44] прибор не имеет плавной перестройки частоты. Он генерирует только в узких частотных интервалах, лежащих вблизи резонансных частот резонатора, образованного

полосковой линией, состоящей из полосок сверхпроводника и изолятора между ними.

Мощность излучения перехода около 1 мквт . Для повышения мощности можно увеличить размеры перехода или применить параллельную работу большого числа переходов.

Рабочая температура прибора лежит намного ниже температуры сверхпроводящего перехода, т. е. соответствует температуре жидкого гелия, находящегося под откачкой. Величина внешнего магнитного поля должна быть примерно один гаусс.

Область применения таких генераторов из-за их малой мощности и необходимости использования сверхнизких температур, по-видимому, ограничена, однако в некоторых случаях они могут оказаться полезными.

Квазиквантовые приборы

Как уже упоминалось, квантовомеханические устройства субмиллиметрового диапазона относительно малоэффективны. Это связано, в первую очередь, с тем, что от активного элемента в квантовых приборах (от возбужденного атома или молекулы) можно отобрать энергию, равную лишь одному кванту. А энергия кванта в диапазоне субмиллиметровых волн на три порядка меньше, чем в оптическом диапазоне.

Это навело на мысль о создании приборов, подобных квантовым, в которых вместо возбужденных атомов и молекул используются электроны, движущиеся по периодическим траекториям. Эти приборы называют иногда «электронными лазерами» [45].

Исследования в области разработки приборов, принцип действия которых основывается на использовании вынужденного когерентного излучения классических осцилляторов—электронов, являются весьма перспективными и позволяют надеяться на создание мощных генераторов и усилителей субмиллиметрового диапазона [3, 34, 45—52]. Существует много различных типов электронных вакуумных генераторов и усилителей, различающихся механизмом группировки электронов и способом отбора энергии у возбужденных электронов. В этих приборах используется взаимодействие высокочастотных полей с потоками электро-

нов, движущихся по периодическим траекториям в макроскопических статических полях.

Преимуществом рассматриваемых квазиквантовых приборов является отсутствие принципиальной необходимости в электродинамических системах, имеющих элементы с размерами порядка длины волны усиливаемого или генерируемого излучения. В отличие от систем с замедляющей структурой, в них возможно взаимодействие между сравнительно медленным электронным пучком и высокочастотным электромагнитным полем, фазовая скорость которого равна или больше скорости света в свободном пространстве — «взаимодействие с быстрыми волнами».

В развитие теории и техники электронных мазеров большой вклад внесли советские ученые А. В. Гапонов, С. И. Тетельбаум, З. С. Чернов, Г. А. Бернашевский и другие [45].

Для генерирования мощных колебаний в субмиллиметровом диапазоне наиболее перспективными представляются электронные мазеры, основанные на использовании излучения электронов, вращающиеся в сильных магнитных полях. Такие приборы получили название «мазеров на циклотронном резонансе» (МЦР).

Идея создания приборов, в которых электроны могли бы взаимодействовать с незамедленными или слабозамедленными волнами, перемещаясь по трохлоидальным или винтовым траекториям в магнитном поле, была высказана С. И. Тетельбаумом и впоследствии развита его сотрудниками [50]; были проведены удачные эксперименты. В этих приборах для получения сгустков электронов использовалась сортировка, что снижало к. п. д. и делало практически невозможным использование приборов на субмиллиметровых волнах.

Аналогия между вынужденным излучением электронов, вращающихся в магнитном поле, на частотах, близких к циклотронной частоте или к одной из ее гармоник, и вынужденным излучением квантовых генераторов была независимо показана в работах [46, 47]. Следует отметить, однако, что А. В. Гапонов и его сотрудники не только разработали вопросы теории, но и провели большую экспериментальную работу. Ими же было найдено наиболее удачное в настоящее время конструктивное решение для МЦР [3].

В работе [45] дан обзор результатов теоретических и экспериментальных работ в области вынужденного излучения

электронов, вращающихся в постоянном магнитном поле (вынужденное циклотронное излучение) и приведена библиография.

Конструкция МЦР состоит из электронно-оптической системы, формирующей интенсивный поток электронов, обладающих большой колебательной энергией, и электродинамической системы, в которой осуществляется группировка электронов и отбор энергии.

Поток электронов, формируемый электронно-оптической системой МЦР, должен обладать большой колебательной энергией и достаточно малым отношением поступательной скорости v_{\parallel} к колебательной v_{\perp} . В такой системе электроны движутся по винтовым траекториям, вращаясь с циклотронной частотой

$$\omega_H = eH_0/mc, \quad (1.5)$$

где e — заряд электрона;

H_0 — напряженность магнитного поля;

m — масса электрона;

c — скорость света.

Благодаря зависимости массы электронов $m = m_0 [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$ (m_0 — масса покоя электрона) от скорости v их колебания являются неизохронными. Полагая, что частота колебаний $\omega = n\omega_H$ (n — номер гармоники), получаем следующую связь между напряженностью постоянного магнитного поля H_0 , кэ, и длиной волны генерируемого (усиливаемого) излучения:

$$\lambda \simeq \frac{10,7}{nH_0} \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right]^{-1/2} \text{ см,}$$

где $v^2 = v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2$.

Как видно из формулы, для генерирования колебаний в субмиллиметровом диапазоне при небольших n , необходима напряженность магнитного поля, достигающая сотен килоэрстед. Для получения постоянных магнитных полей такой напряженности необходимо использовать сверхпроводящие соленоиды.

Вынужденное излучение в такой системе обусловлено группировкой частиц под действием внешнего поля, т. е. появлением макроскопического переменного тока, и когерентным излучением образовавшихся сгустков.

Многообразие механизмов группировки электронов и способов отбора энергии весьма велико. Среди различных механизмов группировки возбужденных осцилляторов особое место занимают квадратичная фазовая и пространственная группировки. Благодаря им при неизохронных колебаниях электроны способны отдавать свою энергию полю практически произвольной структуры, а при наличии неоднородности переменного поля возбужденное излучение может преобладать над возбужденным поглощением в системе с любой степенью неизохронности [45]. Это позволяет использовать самые разнообразные электродинамические системы и допускает применение сравнительно простых способов инжекции и удержания колеблющихся электронных пучков. Исследование взаимодействия электронов с электромагнитными волнами в волноводах [45] показывает, что циклотронное излучение возможно как на циклотронной частоте, так и на ее гармониках, и что в области нормальных доплеровских частот ($n > 0$) излучение имеет место при любой фазовой скорости и структуре волны. Пространственная группировка связана со смещением электронов в направлении постоянного магнитного поля под действием либо высокочастотного магнитного поля, либо неоднородного электрического поля. Фазовая (азимутальная) группировка обусловлена релятивистской зависимостью циклотронной частоты от скорости электронов [45]. В случае винтовых электронных пучков преобладание того или иного вида группировки определяется только величиной фазовой скорости электромагнитной волны. Если $v_{\phi} > c$, то преобладает фазовая группировка, при $v_{\phi} < c$ — пространственная группировка, а при $v_{\phi} = c$ взаимодействие типа О (обусловленное фазовой группировкой) отсутствует.

Приведем качественное пояснение механизмов группировки электронов и отдачи ими энергии в быстрых волнах. В работе [49] дано качественное пояснение линейной группировки и накапливающегося взаимодействия вращающегося электронного пучка с бегущими волнами колебаний вида TE_{10} в стандартном волноводе.

Пусть в некоторый момент времени $t = 0$ электрон, вращающийся в поперечной плоскости с круговой частотой ω , находится в замедляющем высокочастотном поле E (рис. 1.13, а). Через полпериода ($t = \frac{\pi}{\omega}$) поле изменит знак, а электрон, пройдя половину окружности, будет продол-

жать отдавать энергию. Вблизи оси волновода составляющая поля с круговой поляризацией описывается выражением

$$\exp \left[j\omega t - j \left(\frac{\omega}{v_{\Phi}} \right) z - j p \Phi \right],$$

где ω — круговая частота поля;

v_{Φ} — фазовая скорость;

z — направление распространения поля;

p — целое число, определяющее периодичность высокочастотного поля вдоль азимутальной координаты;

Φ — азимутальная координата.

Электрон все время будет находиться в одной и той же фазе, если выполняется условие

$$\omega t - \frac{\omega}{v_{\Phi}} z - p \Phi = \text{const}$$

для $z = \pm \dot{z}_0 t$ и $\Phi = \dot{\Phi}_0 t$,

где $\dot{z} = v_{\parallel}$ — продольная составляющая скорости;

$\dot{\Phi}_0$ — постоянная составляющая угловой скорости, равная циклотронной частоте.

Знаки « \pm » обозначают, что высокочастотное поле может распространяться как в прямом, так и в обратном направлении. Произведя подстановки, находим

$$\omega = \frac{p \dot{\Phi}_0}{1 \pm \left(\frac{\dot{z}_0}{v_{\Phi}} \right)} = \frac{p \frac{e}{m} B}{1 \pm \left(\frac{\dot{z}_0}{v_{\Phi}} \right)}. \quad (1.6)$$

Для основной волны $p=1$ и при $z \ll v_{\Phi}$ получаем $\omega \approx \frac{e}{m} B$. Таким образом может установиться условие синхронизма.

Рис. 1.13, б иллюстрирует взаимодействие высокочастотного магнитного поля с азимутальной составляющей скорости электрона, обеспечивающее группировку электронов в продольной плоскости (пунктирные стрелки показывают направление сил, группирующих электроны). Электроны, азимутальное положение которых в поперечном сечении отличается на 180° , движутся в противоположных направлениях и группируются в местах, находящихся друг

от друга на расстоянии, равном $\lambda_B/2$. После того, как произошла группировка, возникают условия, при которых сгусток электронов в целом отдает энергию полю. Энергию электроны отдают поперечной составляющей электрического

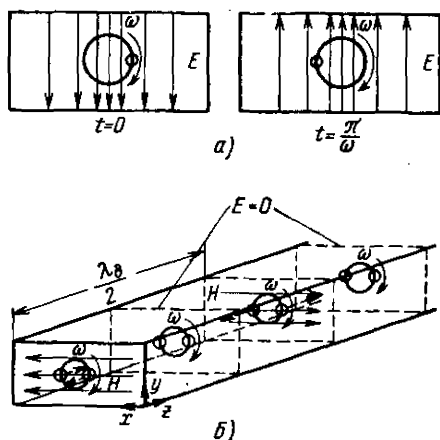


Рис. 1.13. Группировка электронов в высокочастотном электромагнитном поле.

поля, а группировка электронов обеспечивается поперечной составляющей магнитного поля.

Фазовая группировка (автофазировка) вращающихся электронов в электромагнитном поле происходит благодаря неизохронности вращения релятивистской частицы. Фазовая азимутальная группировка связана исключительно с релятивистскими эффектами.

Зависимость циклотронной частоты

$$\omega_H = \left(\frac{e}{m_0}\right) B_0 \sqrt{1 - (v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2) / c^2}$$

от скорости приводит к тому, что электроны, отдавшие энергию, вращаются быстрее, радиус их траектории уменьшается. Электроны, получившие энергию от поля, замедляются и радиус их траектории вращения увеличивается. В результате группировки электроны собираются в «фазовый сгусток».

Мощность излучения можно повысить путем увеличения объема «активной среды» (поперечного сечения электрон-

ного сгустка), что обуславливает переход к квазиоптическим электродинамическим системам открытого типа [51]. Теория электронных мазеров, работа которых основана на использовании циклотронного излучения в резонаторах (МЦР), развита главным образом применительно к мазерам с одним резонатором — монотронам. Так как в МЦР используются достаточно длинные цилиндрические резонаторы, в спектре которых есть собственные частоты, близкие к критическим частотам волновода, то выполняется неравенство $v_{\phi} \gg c$, и основную роль играет фазовая группировка. Упрощенное выражение для условий возбуждения МЦР (монотрона) при малых продольных скоростях электронов имеет вид [51]:

$$I \geq I_{\text{пуск}} \approx \frac{2 \cdot 10^4 V \rho_{\parallel}^3}{Q L^3 \rho_{\perp}^{2n}},$$

где I — электронный ток;
 Q , V и L — добротность, объем и длина резонатора;
 $\rho_{\perp} = \frac{v_{\perp}}{c}$ — параметр, характеризующий неизохронность вращения;

$$\rho_{\parallel} = \frac{v_{\parallel}}{c};$$

$n = \frac{\omega}{\omega_H} \simeq 1,2$ — отношение частоты генерируемого излучения к циклотронной частоте.

Нелинейная теория позволяет определить электронный к. п. д. МЦР. Численное интегрирование показывает, что при оптимальной длине пространства взаимодействия электронный к. п. д. МЦР-усилителя с бегущей волной может достигать 0,6—0,7, а МЦР-генератора на встречной волне — примерно 0,2.

Максимальные значения электронного к. п. д. монотрона с цилиндрическим резонатором при наличии только фазовой группировки для первых пяти гармоник имеют значения соответственно: 0,415; 0,295; 0,275; 0,17; 0,14. К. п. д. может быть выше, если группировка электронов происходит в относительно слабом, а отдача энергии в более сильном СВЧ поле. Максимально возможный к. п. д. оказывается ниже, если на разные электроны сгустка действует поле различной амплитуды.

Расчеты показывают, что с ростом номера гармоники увеличение пускового тока и снижение происходят не очень быстро, что позволяет генерировать колебания на более высоких гармониках, не увеличивая магнитное поле. Впервые вынужденное циклотронное излучение наблюдалось в МЦР на бегущих волнах [49]. Наибольшая мощность этих приборов (примерно 1 *квт*) была достигнута при использовании трохойдальных пучков; к. п. д. генератора составлял 0,1, усилителя 0,28 в непрерывном режиме при длине волны 8 *мм* [45].

Вынужденное циклотронное излучение наблюдалось также в МЦР (монотроне) с винтовым электронным пучком [51, 52]. В работе [52] также приводятся результаты по импульсной генерации субмиллиметровых волн. При длительности импульса тока пучка $\tau = 1$ *мсек* и импульсном магнитном поле около 100 *кгс* наблюдалось излучение в виде серии импульсов длительностью от 30 до 130 *мсек*, частоту которого изменением магнитного поля можно было переключать в диапазоне длин волн 0,95—2,2 *мм*. На волне $\lambda = 1$ *мм* в полосе частот шириной 30% максимальная мощность равнялась примерно 1 *вт*.

Наибольшая выходная мощность (200 *вт*) на второй гармонике циклотронной частоты ($\lambda = 1,2$ *см*) была получена в приборе с «адиабатической» пушкой, позволяющей формировать интенсивные электронные пучки [51]. Усовершенствованные конструкции МЦР-монотрона превосходят генераторы с бегущей волной по мощности и по к. п. д.

Режим прибора характеризовался следующими данными: $H = 4\ 500$ э; ток пучка $I = 320$ *ма*; напряжение анод—катод 19 *кв*; напряжение резонатор — катод 19 *кв*; излучение наблюдалось в бочкообразном открытом резонаторе с колебаниями вида TE_{021} .

На рис. 1.14 приведена принципиальная схема такого МЦР-генератора [51]. Электронный пучок создается аксиально-симметричной электронной пушкой с коническим катодом. Плавность изменения статических магнитного и электрического полей в области пушки и в пространстве дрейфа обеспечивала сохранение адиабатического инварианта W_{\perp} / ω_H , где W_{\perp} — вращательная энергия электронов; ω_H — циклотронная частота. Энергия электронов, покидающих катод,

$$W_{\perp,к} = (mc^2/2) (E_{к\perp}^2 / H_{к}^2),$$

где H_K — напряженность магнитного поля на катоде; $E_{K\perp}$ — составляющая электростатического поля, перпендикулярная направлению магнитного поля.

При последующем движении электронов в нарастающем магнитном поле их вращательная энергия увеличивается в H/H_K раз.

В генераторах используются цилиндрические и бочкообразные открытые резонаторы большого диаметра и большой длины, работающие с колебаниями вида TE_{0n1} .

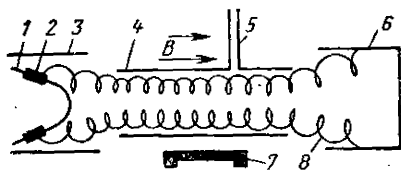


Рис. 1.14. Принципиальная схема МЦР-генератора с винтовым электронным пучком:

1 — катод; 2 — эмиттирующая поверхность; 3 — анод; 4 — резонатор; 5 — устройство для вывода ВЧ энергии; 6 — коллектор; 7 — магнит; 8 — траектория электронов.

При заданной длине резонатора его профиль выбирается так, чтобы получить требуемые добротность, селективность и нужное продольное распределение поля. Вывод энергии осуществляется либо через диафрагмы в стенках, либо дифракционным методом.

Таким образом, исследования советских ученых в области электронных мазеров привели к созданию приборов нового типа — МЦР, которые являются весьма перспективными усилителями и генераторами мощных сигналов в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах

1.4. РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Советский ученый В. Л. Гинзбург доказал, что колебания миллиметровых и субмиллиметровых волн можно генерировать, используя эффекты Допплера и Черенкова [54, 55]. Эти работы ускорили развитие электроники быстрых электронных потоков или, как ее называют, релятивистской электроники.

Теоретические расчеты показывают, что на основе релятивистской электроники можно получить мощное излучение во всем субмиллиметровом диапазоне. Высоковольтная электроника облегчает создание мелкоструктурных электродинамических систем, поэтому в 50-х годах она привлекла внимание широкого круга исследователей [2].

Одной из главных и самых трудных задач релятивистской техники является формирование электронных потоков с параметрами, позволяющими создавать эффективные генераторы, и группировка электронов в таких потоках.

Генераторные устройства релятивистской электроники состоят из ускорителя-группирователя, формирующего электронный поток, и излучателя — системы, вызывающей излучение электронов.

В качестве ускорителей-группирователей используются линейный ускоритель, ребатрон и микротрон [2, 3, 61, 94].

Отбор энергии на требуемой частоте может осуществляться с помощью гармодотрона, черенковских излучателей, магнитного ондулятора, генераторов переходного излучения, змейкового волновода и открытого резонатора [2, 3, 61, 94].

Возможность генерирования с помощью релятивистской электроники колебаний с длинами волн вплоть до субмиллиметровых подтверждена экспериментально [53]. К недостаткам генераторов высоковольтной электроники следует отнести сложность устройства, высокую стоимость, недостаточную эффективность. Достоинство таких генераторов заключается в том, что они позволяют осуществить стабилизацию частоты и управление частотой способами, применяемыми в сантиметровом диапазоне, так как к ускорителю-группирователю обычно подводят энергию от генераторов сантиметровых волн.

До последнего времени, несмотря на успехи других методов генерации, продолжались теоретические и экспериментальные исследования в области практического использования генераторных устройств релятивистской электроники субмиллиметрового диапазона [61]. Однако создание других источников колебаний субмиллиметрового диапазона привело к тому, что метод релятивистской электроники утратил свое практическое значение и представляет в основном научный интерес.

Излучатели

Использование эффекта Черенкова для генерирования субмиллиметровых волн.

Применить эффект Черенкова для генерирования электромагнитных волн впервые предложил В. Л. Гинзбург [54]. Он показал, что в случае, когда электронный пучок проходит вблизи поверхности диэлектрика и скорость электронов превышает скорость распространения колебаний

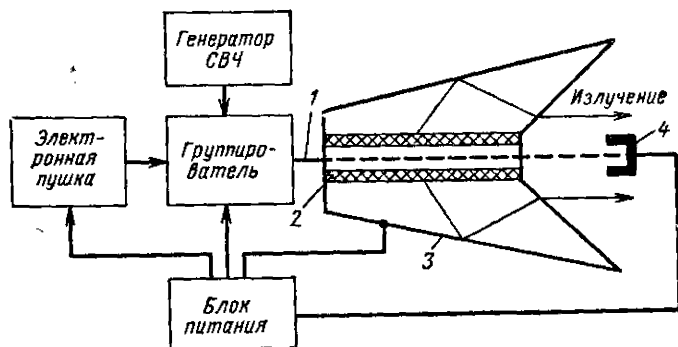


Рис. 1.15. Схема генератора, основанного на эффекте Черенкова, с предварительным группированием электронов: 1 — сгруппированный по плотности электронный луч; 2 — диэлектрический полый цилиндр; 3 — отражатель; 4 — коллектор.

в диэлектрике, можно получить излучение, лежащее в области радиодиапазона. Мощность излучения однородного пучка электронов, движущихся с большой скоростью вблизи поверхности диэлектрика, незначительна. Эффективность прибора для генерации субмиллиметровых волн может быть повышена тремя способами:

- предварительным группированием пучка электронов;
- использованием высокодисперсионных анизотропных сред;
- применением резонаторов.

На рис. 1.15 изображена схема генератора миллиметрового диапазона, основанного на эффекте Черенкова, в котором используется предварительная группировка электронов [8].

Сгруппированные в сгустки электроны под воздействием высокого напряжения приобретают большую ско-

рость. Пролетая в полом диэлектрическом цилиндре 2, они излучают энергию. Направленность излучения обеспечивается отражателем 3.

Такое устройство по своему принципу действия аналогично лампе с замедляющей структурой. Роль замедляющей структуры играет диэлектрик.

Эффект взаимодействия будет тем сильнее, чем плотнее электроны сгруппированы. Кроме того, при сгруппированном луче спектр излучения из непрерывного становится линейчатым, состоящим из частоты группирования и ее гармоник. Наибольшая эффективность излучения имеет место в том случае, если длина электронных сгустков меньше длины генерируемой волны. Эти условия справедливы для всех релятивистских устройств. На практике достигнуть степени группировки, обеспечивающей оптимальные условия для генерирования субмиллиметровых волн, оказывается чрезвычайно трудной задачей.

На частоте 37 ГГц с помощью генератора, основанного на использовании эффекта Черенкова, при токе пучка 0,04 а удалось получить колебания с выходной мощностью 1 вт [8].

Предложен основанный на эффекте Черенкова метод генерации субмиллиметровых волн, который предусматривает использование электронов проводимости или электронов плазмы твердого тела (рис. 1.16) [57].

На цилиндрический стержень из материала, характеризующегося большими дрейфовыми скоростями электронов, наносится покрытие из материала, для которого выполняется условие возникновения излучения Черенкова при заданных скоростях электронов:

$$\frac{v_0}{c} n > 1, \quad (1.7)$$

где v_0 — скорость электронов;

c — скорость света;

n — коэффициент преломления среды.

Если к этому цилиндру приложить электрическое поле, при котором скорость электронов удовлетворяет соотношению (1.7), возникает излучение электронов, движущихся в стержне вблизи поверхности покрывающего материала. Генерируемые волны с помощью конического отражателя направляются на резонансную систему, состоящую

из многослойных тонких пленок. Часть энергии отражается на поверхность стержня, в область черенковского излучения. Если выполняются фазовый критерий и критерий группировки (условия баланса фаз и амплитуд), система будет устойчиво генерировать. Перестройка частоты осуществляется в диапазоне, где выполняется условие (1.7).

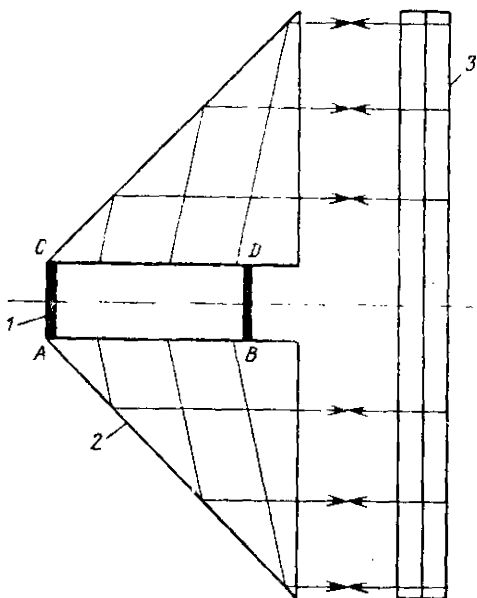


Рис. 1.16. Твердотельный генератор субмиллиметровых волн, основанный на использовании эффекта Черенкова:

1 — стержень из антимонида индия InSb (на торцах находятся электроды, к которым прикладывается ускоряющее напряжение); 2 — отражатель; 3 — оптический резонатор.

Если обратная связь недостаточна для возникновения генерации, система может работать как узкополосный усилитель. Внутренний стержень, являющийся источником быстрых электронов, может быть изготовлен, например, из антимонида индия InSb. Электроны проводимости в антимониде индия при температуре 77°K достигают дрейфовых скоростей $0,003c$ при электрических полях $100\text{--}400\text{ в/см}$. Аксиальное магнитное поле позволяет увеличить эти скорости в $2\text{--}3$ раза [57].

Значительные скорости электронов в плазме в твердом теле достигаются вследствие двухпоточковых и винтовых неустойчивостей. При скорости электронов $(0,003 \div 0,01) c$ минимальный коэффициент преломления n , связывающей среды для обеспечения генерации, должен быть больше $333-100$ или $\epsilon\mu > (10^4 - 10^5)$, где ϵ и μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости среды.

В субмиллиметровом диапазоне такие значения n могут быть получены в антиферромагнитных материалах при гиromaгнитном резонансе, обусловленном обменными полями.

Если скорость электронов в твердом теле удастся довести до величины $0,03c$, то требуемое для генерации значение $\epsilon\mu \approx 1000$ можно будет обеспечить с помощью плазмы в ряде твердых тел.

Для повышения эффективности взаимодействия сгруппированного электронного пучка с полем у поверхности диэлектрика можно использовать открытый резонатор специальной конструкции [58]. Высокая добротность

Q открытого резонатора в субмиллиметровом диапазоне делает осуществление такой системы реальным (рис. 1.17). Пучок электронов, пролетая через канал внутри диэлектрика, вызывает черенковское излучение. Диэлектрик заполняет открытый резонатор с двумя коническими зеркалами. Резонатор с таким профилем зеркал имеет конфигурацию поля, которая позволяет осуществить обратную связь [58].

Для эффективного взаимодействия колебаний резонатора и излучения необходим синхронизм между группами электронов и бегущей волной в диэлектрике.

Для получения значительного эффекта в такой системе коэффициент обратной связи должен быть достаточно большим — примерно $0,9$. Через отверстия связи с помощью квазиоптического излучателя часть энергии излучается.

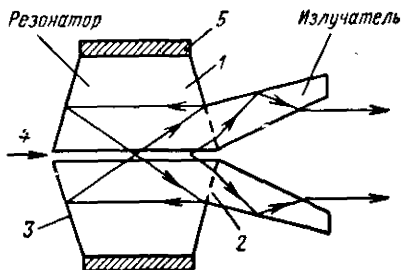


Рис. 1.17. Упрощенная схема генератора субмиллиметровых волн, основанного на эффекте Черенкова, в котором для повышения эффективности взаимодействия электронов с полем применен открытый резонатор:

- 1 — диэлектрик; 2 — отверстия в металле; 3 — металлическое покрытие; 4 — канал для пучка электронов; 5 — поглощающий материал.

Интенсивность излучения в подобной системе может быть увеличена на порядок по сравнению с системой, изображенной на рис. 1.15.

Использование эффекта Допплера для генерирования субмиллиметровых волн [2, 7, 55, 59, 94].

Одним из вариантов технической реализации этого метода преобразования частоты является магнитный ондулятор. На вход ондулятора, который с помощью системы магнитов создает переменное магнитное поле, подается сгруппированный поток электронов, обладающий большой энергией (десятки миллионов электронвольт). Магнитное поле переменной полярности заставляет пакеты электронов двигаться по синусоидальной траектории, а это движение вызывает электромагнитное излучение с частотой

$$\omega = \frac{2\pi\nu}{l_0 \left[1 - \frac{v \cos \theta}{c} \right]}, \quad (1.8)$$

где θ — угол, который образует нормаль к фронту волны с осью ондулятора;

v — скорость электронов;

c — скорость света;

l_0 — пространственный период распределения магнитного потока.

Когда скорость электрона близка к скорости света, а ускорения и замедления, испытываемые электронами в периодическом поле, велики, значительная часть излучаемой энергии приходится на высшие гармоники этой частоты и определяется максимальным мгновенным ускорением или замедлением. Интенсивность излучения пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля. Полезная часть излучения в 10%-ной полосе частот составляет 1/20 всего излучения [59].

С помощью магнитного ондулятора было получено излучение с импульсной мощностью более 1 *вт* и частотой 300 *Гц* в полосе 6%.

При этом энергия электронов составляла 3—5 *Мэв*, частота колебаний клистрона, питающего линейный ускоритель, 2,856 *Гц*, мощность 8 *Мвт*, длительность импульса 0,2 *мксек*. Наблюдалось также излучение с длиной волны короче 0,5 *мм* [2, 59]. Предельные возможности подобных устройств, которых можно практически достигнуть, пока еще не выяснены.

Достаточно прост излучатель в системе, использующей переходное излучение [8], однако эффективность работы этой системы по сравнению с другими низка.

Сгруппированный электронный пучок большой энергии при определенных условиях может возбуждать колебания в резонаторе. В миллиметровом диапазоне тип излучателя, представляющего собой объемный резонатор, через который пропускается сгруппированный пучок электронов, получил название гармонотрона [60].

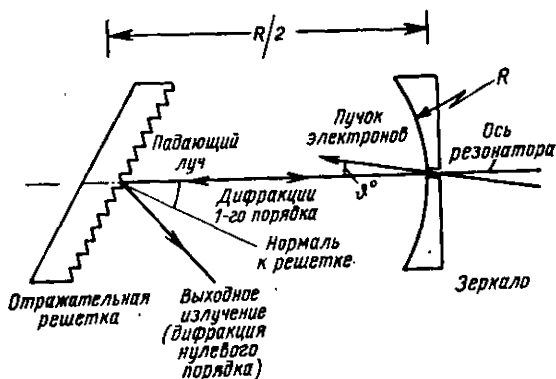


Рис. 1.18. Схема излучателя-резонатора Фабри — Перо.

В работе [61] приводится описание подобного метода генерирования с использованием открытого резонатора. Конструкция резонатора-излучателя поясняется рис. 1.18.

Сгруппированный электронный пучок из ускорителя через небольшое отверстие в зеркале попадает в резонатор. При соответствующем выборе расстояния от зеркала до ступенчатой отражательной решетки и угла наклона пучка к оси резонатора можно получить условия, при которых электроны пучка будут отдавать свою энергию на частоте настройки резонатора. Благодаря большой скорости пучка (близкой к скорости света) электроны сохраняют синхронность с волной, распространяющейся в резонаторе. Использование в резонаторе отражательной дифракционной решетки позволяет выводить излучение в ограниченном диапазоне. Шаг решетки и угол среза выбираются так, чтобы на длине волны, предназначенной для излучения, дифракции первого порядка соответствовал

высокий коэффициент отражения. Если длина волны в резонаторе сильно отличается от выбранной для излучения, то даже при оптимальном шаге решетки волна отразится не по оси резонатора. Резонатор вследствие расстройки будет вносить потери. Излучение выходит из резонатора в направлении, соответствующем нулевому порядку дифракции.

Средняя мощность, отдаваемая пучком полю резонатора, равна

$$P = \frac{1}{4} I_{\text{п}} E_0 L \alpha \operatorname{tg} \theta, \quad (1.9)$$

где $I_{\text{п}}$ — амплитуда гармоники тока пучка на частоте излучения;

E_0 — амплитуда напряженности электрического поля;

$L = k\lambda/2$ — длина резонатора;

θ — угол между электронным пучком и осью резонатора;

$$\alpha = \frac{\sin \left[\frac{k\pi}{2} \left(1 - \frac{c}{v \cos \theta} \right) \right]}{\frac{k\pi}{2} \left(1 - \frac{c}{v \cos \theta} \right)}. \quad (1.10)$$

В субмиллиметровом диапазоне сопротивление излучения такого излучателя на несколько порядков выше, чем у излучателя переходного излучения и черенковского излучателя. Предположительно метод отбора мощности от пучка электронов, ускоренных микротроном [61], с помощью квазиоптических структур типа Фабри — Перо позволяет генерировать в субмиллиметровом диапазоне излучение мощностью в десятки и сотни милливатт.

В ходе экспериментальных исследований излучателя-резонатора Фабри — Перо субмиллиметрового диапазона, возбуждаемого сформированным микротроном электронным пучком с энергией 6 Мэв при токе пучка 4 ма, было получено излучение мощностью 10—50 мквт в диапазоне длин волн 1—0,5 мм [108].

Ускорители-группирователи

Эффективность релятивистских генераторов в значительной степени определяется параметрами ускорителей-группирователей, формирующих сгруппированные потоки электронов высоких энергий.

Важное значение процесса группирования состоит в том, что пакет, содержащий n электронов, может излучать когерентно как единый заряд на частотах, при которых размеры пакета малы по сравнению с длиной волны.

Для релятивистских электронов расфокусирующие силы пространственного заряда уменьшаются пропорционально $\left(\frac{E_0}{E}\right)^2$, где E и E_0 — соответственно общая энергия и энергия покоя электрона. Следовательно, при скоростях электронов $v_0 \simeq c$ взаимное отталкивание электронов уменьшается. Используемые для разгона электронов напряжения столь велики, что при малых токах получается большая мощность, и явления, связанные с временем пролета, почти не возникают.

Для получения релятивистских потоков электронов можно использовать источники постоянного тока высокого напряжения.

На практике группирование и ускорение электронного потока осуществляются с помощью высокочастотных ускорителей. Значительная часть (до 75%) мощности передается пучку электронов в таких группирователях высокочастотным источником, работающим в сантиметровом диапазоне. Следовательно, ускоритель-группирователь вместе с соответствующей системой отбора энергии можно рассматривать как умножитель. Эффективность такого умножителя определяется интенсивностью высоких гармоник тока в пучке, которая зависит от конструкции и параметров ускорителей.

В качестве ускоряющего группирователя в первых опытах использовался линейный ускоритель [2, 94].

В 50-х годах Колменом был предложен новый тип группирователя — ребатрон [62]. В ребатроне используется скоростная, или пролетная, схема группирования, отличающаяся, однако, от группирования клистронного типа тем, что распределение скоростей электронов, сообщаемое им первоначально, в последующем изменяется.

Расчеты показывают, что с помощью ребатрона на частоте 1000 Гц можно генерировать колебания мощностью более 0,5 вт [63].

Эффективным группирователем является также микро-трон [61] или электронный циклотрон, предложенный акад. В. И. Векслером в 1944 г.

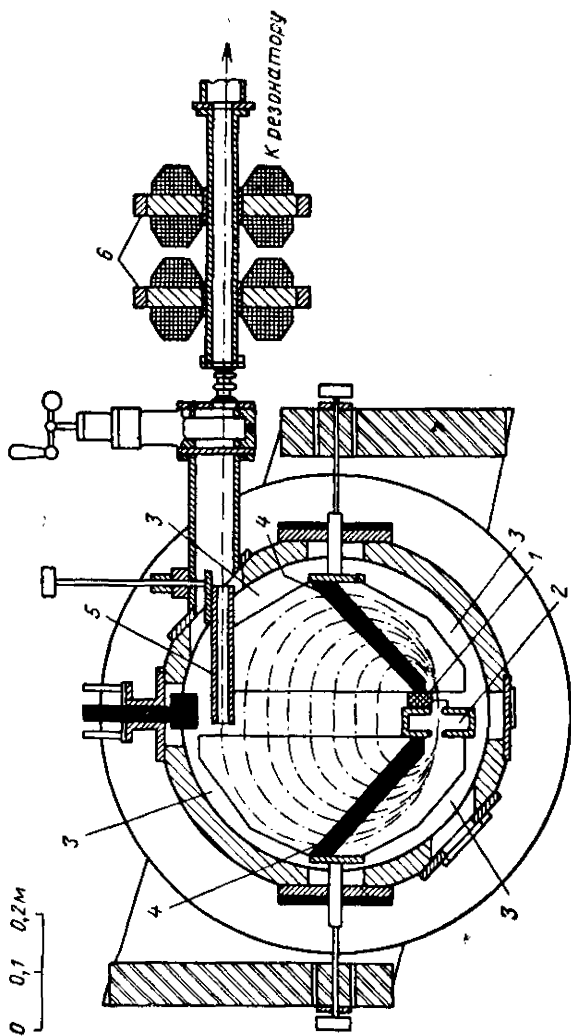


Рис. 1.19. Схематическое изображение микрофона с прямолинейными промежутками [61]:
 1 — электронная пушка; 2 — ускорительный резонатор; 3 — полюса магнита; 4 — магнитные экраны;
 5 — выводной канал; 6 — квадратные магнитные линзы.

Возможны различные варианты микротронов, в частности, с использованием прямолинейных участков траектории электронов (рис. 1.19). Микротрон (рис. 1.19), предназначенный для генерирования миллиметровых волн, обеспечивает энергию электронов пучка 6 Мэв при увеличении энергии за цикл примерно 750 кэв. После семи периодов обращения по круговой траектории 50% электронов сосредоточивается в сгустке длиной 0,3 мм, причем 20% — в сгустке длиной 0,1 мм. При возбуждении колебаний на частоте 2778 Мгц с помощью магнетрона мощностью 1 Мвт ток пучка составлял 40 ма. Окончательная группировка осуществляется с помощью квадрупольных магнитов. Имеется возможность значительно увеличить ток пучка [61].

1.5. СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ В СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ РАДИОВОЛН

Существующие генераторные приборы субмиллиметрового диапазона — ЛОВ имеют значительную крутизну частотной характеристики. При использовании обычных источников питания относительная нестабильность их частоты оценивается величиной 10^{-3} , которая оказывается недостаточной для решения многих практических задач, связанных как с чисто научными исследованиями, так и с созданием радиотехнических приборов и устройств.

Возникающая в связи с этим проблема стабилизации частоты является одной из важнейших, так как стабильность частоты генераторов определяет надежность, эффективность и ряд других параметров радиотехнических устройств, а также сам принцип их построения.

Практически стоят две задачи: обеспечить сравнительно несложными способами относительную нестабильность частоты порядка 10^{-5} — 10^{-6} генераторов для различных массовых применений и создать уникальные установки с высокой стабильностью частоты для научных исследований и других специальных целей.

Обеспечение высокой стабильности частоты колебаний в субмиллиметровом диапазоне осложняется следующими факторами:

1. Ухудшаются условия согласования в линиях передачи и увеличиваются потери.

2. Возрастают трудности обеспечения требуемых параметров высокочастотных элементов, являющихся составными частями схем стабилизации.

3. Резко ухудшаются параметры детекторов и умножителей.

4. Уменьшаются мощности генераторов и увеличиваются абсолютные значения нестабильности их частоты.

5. Сказываются специфические особенности генераторных приборов: у ЛОВ — значительные перепады мощности по диапазону, необходимость управления по коллекторной цепи (если используются схемы АПЧ); большая крутизна перестройки частоты; у квантовых генераторов — увеличение влияния механических дестабилизирующих факторов, особенности конструкции.

На основе анализа достижений техники СВЧ и некоторых экспериментальных исследований авторов по параметрической стабилизации и АПЧ на субмиллиметровых волнах можно сделать заключение о возможностях техники стабилизации частоты в диапазоне радиоволн 300—3000 Гц применительно к существующим генераторам и дать некоторые практические рекомендации.

Причины нестабильности частоты генераторов различных типов исследованы достаточно подробно [65], поэтому ниже эти вопросы не обсуждаются.

Параметрические методы стабилизации частоты

Методы параметрической стабилизации с точки зрения применимости к генераторам различных типов наиболее универсальны [65]. Основные принципы этих методов, разработанные для генераторов сантиметрового диапазона, найдут применение и в субмиллиметровом диапазоне, однако их возможности ограничены.

Известные способы уменьшения влияния на частоту генерируемых колебаний дестабилизирующих факторов (напряжения источника питания, температуры, механических деформаций деталей, влажности и давления) в субмиллиметровом диапазоне длин волн не претерпят существенных изменений [65].

В квантовых генераторах параметрическая стабилизация частоты применяется лишь как вспомогательная. Для уменьшения влияния механических воздействий эти гене-

раторы устанавливают на фундаменте и амортизаторах в специально оборудованных помещениях.

На стабильность частоты ЛОВ основное влияние оказывают изменения напряжения источников питания. Предъявление весьма жестких требований к стабильности источников питания повышает их стоимость. Как показывает эксперимент, при относительной нестабильности напряжения источника коллекторного питания менее 10^{-5} даже

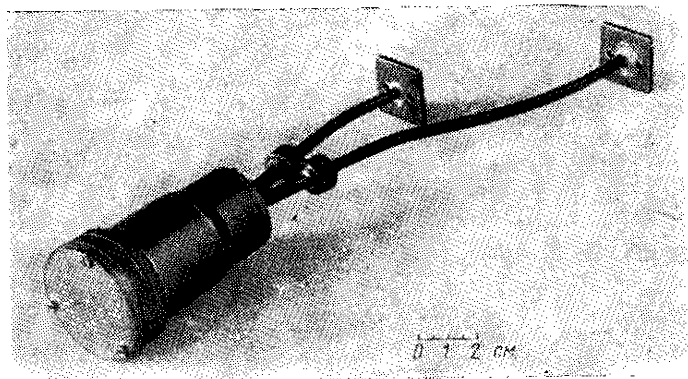


Рис. 1.20. Перестраиваемый открытый резонатор с двумя выводами.

в течение короткого времени не удастся получить стабильность частоты выше $5 \cdot 10^{-4}$. Повышение требований к стабильности источников питания выше $(5-10) \cdot 10^{-5}$ является нецелесообразным, так как не дает положительного эффекта.

К такому же результату приводит и стабилизация частоты с помощью внешнего высокочастотного резонатора, так как резонансные свойства замедляющих систем ЛОВ выражены весьма слабо.

Эксперимент показал, что частоту колебаний ЛОВ-1 (длина волны $\lambda = 1$ мм) и миллиметровых ЛОВ [11] можно стабилизировать открытым резонатором.

Однако этот метод не представляет практического интереса ввиду незначительной полосы стабилизации (0,01% при отборе полезной мощности менее 1%).

Использование внешней обратной связи через перестраиваемый открытый резонатор с двумя выводами (рис. 1.20)

в лампе типа ЛОВ-1 обеспечивает коэффициент стабилизации 10—15 при полосе стабилизации до 0,02% (рис. 1.21) Использование резонатора в цепи обратной связи позволяет повысить стабильность частоты примерно на порядок. В субмиллиметровом диапазоне с увеличением частоты эффективность применения открытого резонатора для стабилизации частоты снижается из-за увеличения потерь в цепи обратной связи и ухудшения условий согласования. Малая

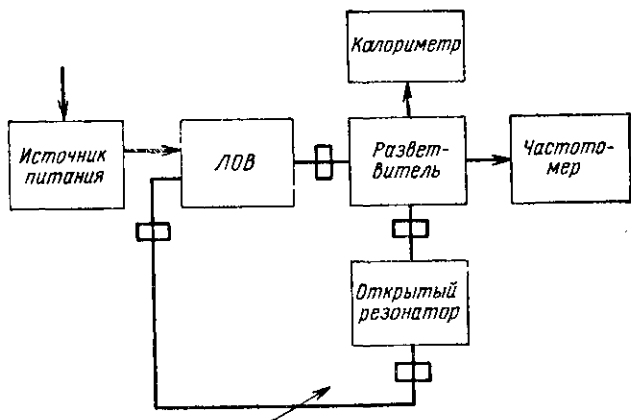


Рис. 1.21. Схема стабилизации ЛОВ внешним открытым резонатором, включенным в цепи обратной связи.

полоса схватывания, не обеспечивающая надежной работы в течение длительного времени, делает этот метод малоэффективным.

Более удобным и надежным способом параметрической стабилизации является применение резонансных ЛОВ. Резонансные ЛОВ обладают примерно на порядок большей стабильностью частоты при ширине зон генерации примерно 0,05%. Созданы опытные образцы резонансных ЛОВ на диапазон длин волн до 0,5 мм [11].

Резонансная частота открытых резонаторов, используемых для стабилизации частоты, должна быть неизменной.

Изменение внешних условий может влиять на величину добротности и резонансную частоту эталонного резонатора. Добротность резонатора может значительно уменьшиться, если в него проникают частицы пыли, происходит конденсация влаги, загрязнение и коррозия отражателей.

Расстройка резонатора может возникнуть вследствие изменения диэлектрической постоянной среды, расстояния между зеркалами и радиуса кривизны зеркал; с последним, очевидно, можно не считаться. Относительная нестабильность резонансной частоты в зависимости от изменения диэлектрической проницаемости и размеров деталей равна

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta \varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^3}} + \left[-\frac{1}{d} + \frac{1}{\pi b \sqrt{\frac{d}{b} \left(2 - \frac{d}{b}\right) \left(q + \frac{1}{\pi} \arccos \left(1 - \frac{b}{d}\right)\right)}} \right] \Delta d, \quad (1.11)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость среды;

d — расстояние между центрами зеркал;

b — радиус кривизны зеркал;

$q = 1, 2, 3, \dots$

Вторым членом, зависящим от d , можно пренебречь, так как число q обычно велико.

Тогда

$$\frac{\Delta f}{f_0} \approx -\frac{1}{2} \frac{\Delta \varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^3}} - \frac{\Delta d}{d}. \quad (1.12)$$

Диэлектрическая проницаемость среды ε изменяется под воздействием влажности и температуры окружающей среды, а расстояние d зависит от температуры и механических деформаций. Колебания проницаемости, влажности, давления и температуры воздуха в значительной мере влияют на частоту.

При колебаниях давления воздуха $\mp (20-40)$ мм рт. ст. и неизменной температуре $+20^\circ \text{C}$ проницаемость воздуха изменяется в пределах $\Delta \varepsilon = \mp (12-24) \cdot 10^{-6}$, и относительная погрешность частоты резонатора составляет $\frac{\Delta f}{f_0} = (6 \div 12) \cdot 10^{-6}$.

Если влажность повышается на 10% при температуре $+(20 \div 30)^\circ \text{C}$, диэлектрическая проницаемость воздуха изменяется на величину $(2 \div 3) \cdot 10^{-5}$, то относительное изменение частоты резонатора $\frac{\Delta f}{f_0} = (1 - 1,5) \cdot 10^{-5}$.

Если известен коэффициент линейного расширения материала резонатора α_l , то

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{\alpha_l \Delta t^0}{1 + \alpha_l \Delta t^0}.$$

Измеренное значение температурного коэффициента частоты (ТКЧ) эталонного резонатора с корпусом из чугуна на волне $\lambda = 0,8$ мм равно $1,5 \cdot 10^{-5}$ град $^{-1}$; у резонатора с деталями из суперинвара ТКЧ $5 \cdot 10^{-6}$ град $^{-1}$.

Проблема уменьшения влияния внешних дестабилизирующих факторов на резонансную частоту объемных резонаторов изучена достаточно подробно [65, 66]. Все основные методы ослабления влияния этих факторов, разработанные для объемных резонаторов, могут быть распространены на открытые резонаторы.

Радикальным способом повышения температурной стабильности эталона являются применение материалов с малым ТКР [плавленый кварц $\alpha_l = (0,3 \div 0,5) \cdot 10^{-6}$, суперинвар $\alpha_l = (0,03 \div 0,04) \cdot 10^{-4}$], вакуумирование (герметизация) и термостатирование. Расчеты показывают, что для обеспечения точности поддержания частоты эталона порядка 10^{-7} необходимо вакуумирование эталона и термостатирование с точностью не хуже $0,1^\circ$ С.

Стабилизация частоты методом синхронизации

На более благоприятные возможности осуществления синхронизации ЛОВ, по сравнению с генераторами других типов, впервые обратил внимание М. С. Нейман [67]. ЛОВ не содержат колебательных систем резонансного типа, вследствие чего полоса синхронизации может быть сделана достаточно большой при практически приемлемых значениях синхронизирующей мощности.

Полоса синхронизации приближенно выражается следующей зависимостью [65]:

$$2\Delta f_{\text{синхр}} = \frac{f_0}{Q \sqrt{\gamma^2 - 1}}. \quad (1.13)$$

Здесь Q — эквивалентная добротность колебательной системы генератора;

$$\gamma = \frac{1 + K^2}{2K},$$

K — модуль отношения синхронизирующего сигнала и сигнала, поступающего в нагрузку.

В рассматриваемом диапазоне возможно осуществить схемы синхронизации, изображенные на рис. 1.22.

Достоинством схемы рис. 1.22, а является простота, недостатком — обратное воздействие на синхронизирующий генератор и трудности обеспечения хорошего согласования в тракте синхронизации.

На рис. 1.22, б показана более сложная схема синхронизации ЛОВ. Эксперименты [65, 68, 69] подтверждают высокую эффективность метода синхронизаций в миллиметровом диапазоне радиоволн.

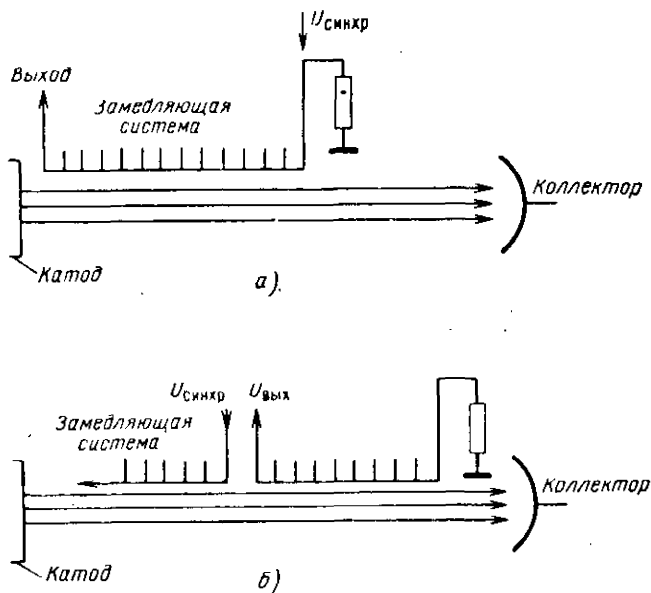


Рис. 1.22. Упрощенные схемы синхронизации ЛОВ в субмиллиметровом диапазоне.

Данных о способах синхронизации с помощью внешнего источника в субмиллиметровом диапазоне в настоящее время нет. В этом диапазоне возникнут осложнения вследствие ухудшения условий согласования и увеличения потерь. В коротковолновой части субмиллиметрового диапазона практическая реализация описываемого метода, очевидно, будет затруднена.

Стабилизация частоты методом синхронизации может найти широкое применение, если будут разработаны генераторы субмиллиметрового диапазона длин волн на лавин-

но-пролетных диодах (ЛПД) и диодах, работающих в режиме ОНПЗ (см. § 1.1). Эти генераторы весьма эффективно (полоса синхронизации примерно 10^{-3}) синхронизируются сигналами, которые на 20—30 дБ слабее генерируемых [103, 105].

Кварцевая стабилизация частоты

Высокая стабильность частоты кварцевых генераторов (порядка 10^{-5} — 10^{-10}) определила широкое распространение этого метода стабилизации [65]. Несмотря на трудности, связанные с необходимостью многократного умножения частоты, кварцевая стабилизация находит применение и на СВЧ, включая диапазон сантиметровых волн [65].

Возможности метода кварцевой стабилизации в субмиллиметровом диапазоне радиоволн определяются параметрами умножителей (см. § 1.2), фильтров и усилителей.

Теоретические значения коэффициентов передачи умножителей невелики и резко убывают с увеличением номера гармоники. На практике эти величины значительно меньше рассчитанных. С помощью умножения сигналов генераторов миллиметрового диапазона были получены колебания мощностью 10^{-7} — 10^{-9} *вт* с длиной волны до 0,38 мм [21]. Достигнутые значения коэффициентов передачи наиболее перспективных плазменных умножителей частоты составляют 1% от теоретических, можно надеяться, что в будущем мощность сигнала умножителей частоты будет увеличена на 1—2 порядка [25].

В качестве фильтров могут использоваться открытые резонаторы, решетки, призмы и эшелеттные устройства.

Усилительные устройства в субмиллиметровом диапазоне отсутствуют, вследствие чего мощность стабилизированных кварцем генераторов при известных параметрах умножителей будет составлять 10^{-7} — 10^{-12} *вт*, что для многих практических задач является недостаточным. Мощность колебаний, стабилизированных кварцем, можно увеличить, если использовать кварцованный сигнал в качестве эталонного для осуществления АПЧ ЛОВ субмиллиметрового диапазона (рис. 1.23).

Эксперименты подтверждают возможность преобразования частоты на высоких гармониках кварцевого гетеродина. С помощью смесителя на точечном диоде можно обеспечить преобразование на частотах, превышающих 1 500 Гц.

Если при умножении частоты используются дуговые умножители, то мощность гармоник субмиллиметрового диапазона возрастает, так как на вход таких умножителей можно подавать колебания значительной мощности (10—100 *вт*).

Осуществив кварцевую стабилизацию с помощью АПЧ мощного генератора, работающего в коротковолновой части миллиметрового диапазона (где задача автоподстройки частоты решается проще), можно получить большую мощность гармоник в субмиллиметровом диапазоне и обеспе-

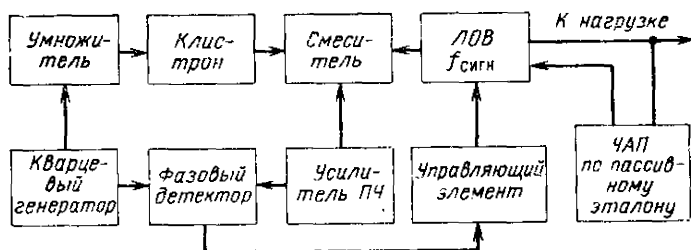


Рис. 1.23. Схема кварцевой стабилизации, в которой применено смещение кварцованного сигнала сантиметрового диапазона с сигналом стабилизируемого генератора. В схеме могут использоваться гармоники кварцевого генератора вплоть до 20-й.

чить их стабильность. Описываемый метод стабилизаций частоты найдет широкое практическое применение только в том случае, если будут разработаны эффективные умножители частоты.

При современном уровне техники кварцевая стабилизация частоты возможна в длинноволновой части субмиллиметрового диапазона, однако из-за большой сложности схемы стабилизации применение ее может быть оправдано только в уникальной аппаратуре.

Автоматическая подстройка частоты

Среди способов стабилизации частоты важную роль играют методы автоматического регулирования частоты. Гибкость и универсальность методов автоматического регулирования позволяют проектировать системы с высокой стабильностью частоты вне зависимости от природы деста-

билизирующих факторов, их численных и временных характеристик.

Стабилизирующие системы автоматического регулирования частоты принято называть системами автоматической подстройки частоты (АПЧ). Как известно, возможны два варианта АПЧ — фазовая автоподстройка частоты (ФАП) и частотная автоподстройка (ЧАП).

ФАП позволяет получить высокую стабильность частоты, близкую к стабильности частоты эталона. ЧАП характеризуется широкой полосой схватывания и высокой помехоустойчивостью.

Фазовая автоподстройка частоты. При проектировании ФАП необходимо стремиться к обеспечению минимальных запаздываний в тракте преобразования и усиления сигнала ошибки. При величине запаздывания больше некоторой величины $\tau_{з\text{кр}}$ — критического времени запаздывания, определяемого структурой системы, АПЧ становится неустойчивой.

Для простейшего случая, системы с однозвенным фильтром RC , критическое время запаздывания выражается зависимостью [72]

$$\tau_{з\text{кр}} = \frac{\frac{\pi}{2} - \text{arc tg } \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{1+4(\Delta\omega_{\text{уд}} RC)^2} - 1}}{\sqrt{\sqrt{1+4(\Delta\omega_{\text{уд}} RC)^2} - 1}}, \quad (1.14)$$

где $\Delta\omega_{\text{уд}}$ — полоса удержания системы ФАП;

RC — постоянная времени фильтра.

Выражение для $\Delta\omega_{\text{уд}}$ имеет вид:

$$\Delta\omega_{\text{уд}} = 2\pi K_{\text{пр}} U_{\text{эт}} U_{\text{сг}} K_{\text{уз}} S_{\text{у}},$$

где $S_{\text{у}}$ — крутизна перестройки генератора (крутизна управляющего элемента);

$K_{\text{пр}}$ — коэффициент передачи фазового детектора;

$U_{\text{эт}}$ — амплитуда эталонного сигнала;

$U_{\text{сг}}$ — амплитуда сигнала стабилизируемого генератора;

$K_{\text{уз}}$ — коэффициент усиления управляющего элемента.

Как видно из выражения (1.14), запаздывание приводит к необходимости ограничения полосы удержания $\Delta\omega_{\text{уд}}$.

Для более сложных случаев ФАП получают иные количественные соотношения [72, 75], однако физическая сущность явления сохраняется неизменной.

Малая мощность эталонных сигналов ($10^{-6} - 10^{-12}$ вт) и низкая эффективность преобразователей частоты требуют применения усилителей ПЧ с большим коэффициентом усиления ($10^5 - 10^{12}$), что увеличивает время запаздывания в тракте ФАП, а следовательно, приводит к сужению полосы схватывания.

Управление частотой ЛОВ производится обычно по коллекторной цепи, это ограничивает полосу пропускания управляющего элемента, увеличивает инерционность системы и сужает таким образом полосу схватывания.

Действительно, возрастание инерционности управляющего элемента можно представить как увеличение постоянной времени фильтра. Тогда в простейшем случае связь между постоянной времени фильтра τ_{ϕ} , полосой удержания $\Delta\omega_{уд}$ и схватывания $\Delta\omega_{сх}$ будет иметь вид

$$\tau_{\phi} \Delta\omega_{уд} = \left(\frac{\Delta\omega_{уд}}{\Delta\omega_{сх}}\right)^2 \left(\frac{4}{\pi}\right)^3 \sqrt{1-M_c^2-1}, \quad (1.15)$$

где $M_c = \frac{\Delta\omega_{сх}}{\Delta\omega_{уд}}$ — относительная полоса схватывания.

Таким образом, при ограниченной полосе усилителя и управляющего элемента с увеличением величины $\Delta\omega_{уд}$ полоса схватывания уменьшается. При наличии запаздывания в системе АПЧ полоса схватывания уменьшается в большей мере [72].

В субмиллиметровом диапазоне абсолютная нестабильность частоты Δf велика. Например, при $f_0 = 600$ ГГц и $\frac{\Delta f}{f_0} = 5 \cdot 10^{-4}$ она составляет 300 МГц. Естественно, для надежной работы системы ФАП полоса удержания должна превосходить это значение Δf . Для бесподстроечной системы ФАП, очевидно, и полоса схватывания должна иметь величину такого же порядка.

Расчеты показывают, что при требуемых значениях полосы удержания ограниченных полосах пропускания управляющих элементов (примерно 20 МГц) полоса схватывания лежит в пределах единиц — десятков мегагерц, что для практики является недостаточным.

Повышение промежуточной частоты с использованием ЛБВ в качестве усилителей ПЧ позволит уменьшить запаздывание в тракте ПЧ, но ухудшит стабильность частоты из-за больших фазовых флюктуаций ЛБВ. При ограничен-

ной полосе пропускания управляющего элемента (очевидно, 10—20 Мгц являются практическим пределом) полоса схватывания при этом увеличится незначительно.

Таким образом, при создании систем ФАП субмиллиметрового диапазона трудно получить достаточно широкие полосы схватывания и удержания. Поэтому на субмиллиметровых волнах система ФАП может использоваться лишь в сочетании с другой системой, которая обеспечивает достаточную ширину полос схватывания и удержания.

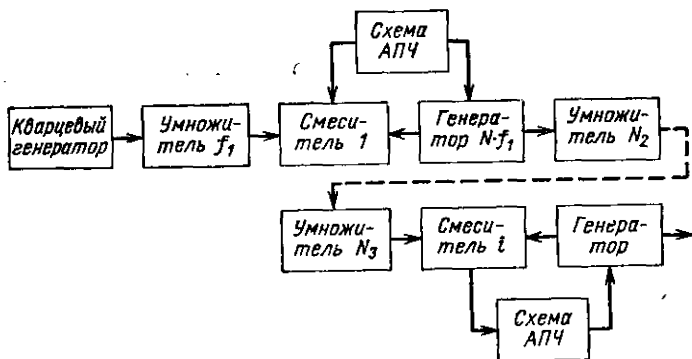


Рис. 1.24. Многоступенчатая схема АПЧ.

В длинноволновой части субмиллиметрового диапазона, несомненно, можно создать самостоятельную систему ФАП с небольшой полосой схватывания.

Источником напряжения эталонной частоты может служить кварцевый генератор с последующим умножением частоты его колебаний.

В длинноволновой части субмиллиметрового диапазона удобной может оказаться ступенчатая схема автоподстройки частоты по колебаниям кварцевого генератора (рис. 1.24). Коэффициент умножения N каждой ступени в этой схеме зависит от коэффициента передачи умножителя, который должен быть таким, чтобы получить сигнал, не требующий значительного усиления. Таким способом удастся уменьшить инерционность тракта каждого кольца АПЧ и расширить полосу схватывания схемы.

В качестве активного эталона частоты возможно использование молекулярного генератора — источника наиболее стабильных колебаний. Можно найти в субмиллиметровом

диапазоне ряд переходов, пригодных для создания молекулярного генератора. Простая схема автоподстройки частоты ЛОВ с помощью молекулярного генератора изображена на рис. 1.25.

«Грубая» стабилизация частоты осуществляется схемой ЧАП, обеспечивающей требуемую полосу схватывания и удержания. ФАП обеспечивает точную подстройку

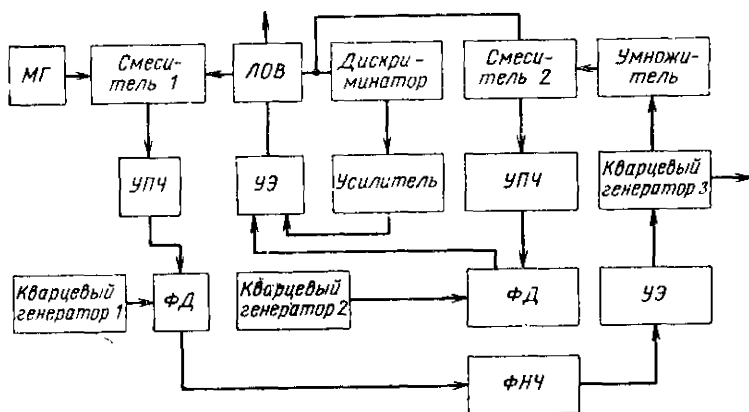


Рис. 1.25. Вариант блок-схемы стабилизации частоты ЛОВ по сигналам молекулярного генератора (МГ).

генератора. Необходимость предварительной «грубой» стабилизации с помощью ЧАП возникает во всех случаях осуществления ФАП в субмиллиметровом диапазоне.

Создание молекулярных эталонов частоты в рассматриваемом диапазоне представляет большие трудности из-за уменьшения чувствительности смесительных устройств и малой мощности генераторов.

Являясь более простыми и надежными устройствами, полупроводниковые смесители в субмиллиметровом диапазоне имеют большие потери, которые возрастают пропорционально квадрату частоты [76]. В субмиллиметровом диапазоне более высокой чувствительностью характеризуются низкотемпературные смесители [77, 78]. Для применения в ФАП пригодны только те из них, которые обладают малой инерционностью и обеспечивают достаточно высокую промежуточную частоту (например, германиевые). Естественно,

такие устройства отличаются сложностью конструкции и требуют для своей работы гелиевых температур.

В коротковолновой части субмиллиметрового диапазона использование низкотемпературных смесителей, вероятно, окажется необходимым.

Эталон частоты, который одновременно является и смесительным устройством, очевидно, может служить система с тремя и более квантовыми энергетическими уровнями (аналогичная трехуровневому квантовому генератору, в котором сигнал стабилизируемого генератора играет роль сигнала накачки). На идею такого эталона наталкивает предложенный недавно метод приема миллиметровых и субмиллиметровых волн [79].

Рассмотрим систему трех энергетических уровней (1, 2, 3). Если в состоянии термодинамического равновесия системы подать на нее стабилизированный кварцем сигнал, частота которого ν_{12} лежит в сантиметровом диапазоне и соответствует частоте перехода между уровнями 1 и 2, то сигнал будет поглощаться, поскольку населенность энергетического уровня 1 больше населенности уровня 2. Если в систему подать сигнал стабилизируемого генератора с частотой перехода ν_{13} , то разность населенностей уровней 1 и 2 ($n_1 - n_2$) сократится, а поглощаемая мощность уменьшится.

При оптимальных временах релаксации потери преобразования пропорциональны ν_{12}/ν_{13} . Если для преобразования использовать парамагнитное вещество, работающее при температуре жидкого гелия, то можно осуществить преобразование почти без внесения дополнительных шумов. По-видимому, в этом случае полезно ввести между преобразователем и вторым смесителем обычный квантовый генератор, работающий на частоте ν_{12} . Расчетные соотношения для подобной системы приведены в работе [80].

Понижающий преобразователь имеет входную полосу, ограничиваемую шириной линии ν_{13} , что может уменьшить полосы схватывания и удержания. Постоянная времени такого преобразователя может лежать в пределах 10^{-6} — 10^{-9} сек в зависимости от относительных величин скоростей тепловой релаксации и подаваемой мощности стабилизируемого генератора. В качестве рабочего материала в такой системе могут использоваться парамагнитные вещества, предложенные для квантовых генераторов. Можно найти вещество, пригодное для работы во всем субмиллиметро-

вом диапазоне [80]. Например, для стабилизации генератора с длиной волны $\lambda = 0,6$ мм можно использовать корунд с примесью ванадия ($V^{3+}Al_2O_3$); на частоте 1000 Гц — кионит с примесью хрома ($Cr^{3+}SiO_2Al_2O_3$). Имеется возможность перестраивать частоту изменением величины магнитного поля. В то же время стабильность частоты будет определяться точностью поддержания внешних условий (магнитного поля). Если удастся построить подобное устрой-

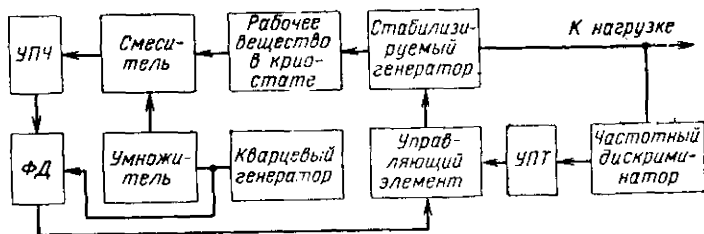


Рис. 1.26. Блок-схема системы АПЧ, использующей понижающий квантовый преобразователь.

ство, то его можно будет рекомендовать для работы в коротковолновой части субмиллиметрового диапазона (рис. 1.26).

В качестве эталонной частоты может использоваться также излучение стабилизированного оптического квантового генератора (ОКГ). Естественно, такая схема оправдана в случае, если мощность генератора, подстраиваемого по колебаниям ОКГ, значительно больше мощности ОКГ. В настоящее время нет экспериментальных данных по осуществлению ФАП в субмиллиметровом диапазоне. Окончательные выводы о возможностях реализации подобных схем может дать только эксперимент. Техническая реализация таких устройств представляет значительные трудности.

Частотная автоподстройка, являясь статической системой, обеспечивает меньшую точность, чем ФАП. Однако величина полосы схватывания при ЧАП не ограничивается запаздыванием в схеме автоподстройки. Запаздывание ухудшает лишь динамические свойства системы, в частности, ее быстродействие [72].

При частотной автоподстройке в диапазоне СВЧ могут быть использованы как активные, так и пассивные

эталон. Трудности осуществления системы ЧАП с активным эталоном и системы ФАП одни и те же.

В системе ЧАП субмиллиметрового диапазона полоса схватывания ограничивается в основном полосой пропускания усилителя ПЧ и поэтому не может быть очень большой. Этот недостаток можно устранить применением поисковой схемы АПЧ, однако при этом могут происходить кратковременные сбои в работе аппаратуры, которые не всегда допустимы.

В сантиметровом диапазоне находят широкое применение системы ЧАП по пассивным эталонам, обеспечивающие наибольшие полосы схватывания и удержания, достаточно высокую кратковременную нестабильность ($10^{-6} - 10^{-9}$) [65, 81]. Пассивными эталонами частоты служат спектры поглощения газов, молекулярные пучки, а также объемные резонаторы.

Анализ и экспериментальные данные подтверждают возможность разработки подобных устройств для субмиллиметрового диапазона длин волн.

Приведем соображения по использованию известных пассивных эталонов в диапазоне частот 10—3000 Гц.

Спектральные линии поглощения или излучения различных веществ находятся в СВЧ диапазоне. В частности, у линий поглощения, лежащих в диапазонах миллиметровых и субмиллиметровых волн, наблюдается увеличение интенсивности [27]. Это объясняется тем, что более высокочастотным переходам соответствуют состояния с более высоким квантовым числом. Применение в качестве эталонов спектральных линий поглощения газов, которые лежат в субмиллиметровом диапазоне, позволяет получить высокую долговременную стабильность (примерно, $10^{-7} - 10^{-9}$). Конструктивно эталон выполняется в виде камеры, заполненной газом. При достаточно малом давлении средняя частота линий поглощения является величиной постоянной. Точность, с которой может стабилизироваться генератор по линии поглощения, зависит от ширины спектральной линии.

Можно показать, что минимальное обнаруживаемое изменение частоты равно

$$\frac{\Delta f}{f} = 2e \frac{\Delta f'}{f_0} \left(\frac{2kT\Pi_{\text{д}}}{P_0} \right)^{1/2}, \quad (1.16)$$

где f_0 — резонансная частота спектральной линии;
 $\Delta f'$ — полуширина линии на уровне половинной интенсивности;
 e — основание натуральных логарифмов;
 k — постоянная Больцмана;
 T — абсолютная температура;
 Π_d — полоса пропускания частотного дискриминатора;
 P_0 — мощность СВЧ сигнала.

Из этого выражения следует, что ошибка при стабилизации частоты может быть уменьшена, если брать малыми величины $\Delta f'$ или T и большими f и P . Температуру T нельзя уменьшать беспрестельно, так как при слишком большом разрежении газа наступает эффект насыщения.

Верхний предел мощности СВЧ сигнала P_0 также ограничивается эффектом насыщения.

Ширина спектральной линии газа $2\Delta f'$ без уменьшения числа молекул не может быть сделана уже, чем это позволяет эффект Доплера. Таким образом, единственным методом получения сколь угодно малой ошибки является сужение полосы частот Π_d , что связано с уменьшением быстродействия.

Другим естественным эталоном частоты может быть устройство, основанное на применении молекулярных пучков, как в цезиевом стандарте частоты или в системе с квадропольным резонансом. Эталон на молекулярном пучке, использующий электрический резонанс, способен работать в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах и обеспечить стабильность частоты выше, чем цезиевый стандарт [82]. В основу построения эталона на молекулярном пучке следует положить метод Рамзея. Эталон позволяет добиться ширины спектральной линии, соответствующей добротности около $5 \cdot 10^8$ на частоте 217 Гц при использовании молекул сероводорода [82]. Переходы $1_{-1} \leftrightarrow 1_1$ соответствовали частоте 168,7 Гц и переходы $2_0 \leftrightarrow 2_2$ — частоте 216 Гц. Эталон характеризуется высокой добротностью резонансной линии, однако малая населенность вращательных энергетических уровней и низкая эффективность детектора с электрической бомбардировкой ограничивают его возможности. Этот метод может использоваться при спектроскопических исследованиях с высокой разрешающей способностью.

Известно несколько схем стабилизации с помощью спектральных линий [65, 83]. В миллиметровом и субмиллимет-

ровом диапазоне, учитывая большие уходы частоты генераторов, наиболее удобно применить схему, изображенную на рис. 1.27 [65].

Схема стабилизации рис. 1.27 позволяет производить перестройку частоты изменением промежуточной частоты, имеет широкие полосы схватывания и удержания; имеется возможность использовать линии поглощения в миллиметровом диапазоне (гармоники вспомогательного генератора). К недостаткам схемы относятся: значительная мощность вспомогательного генератора; сильная зависимость эффективности работы от величины подаваемой на детектор мощности; ограниченное быстродействие.

Схема стабилизации рис. 1.25 может также работать и в случае, когда в качестве эталона применен открытый резонатор.

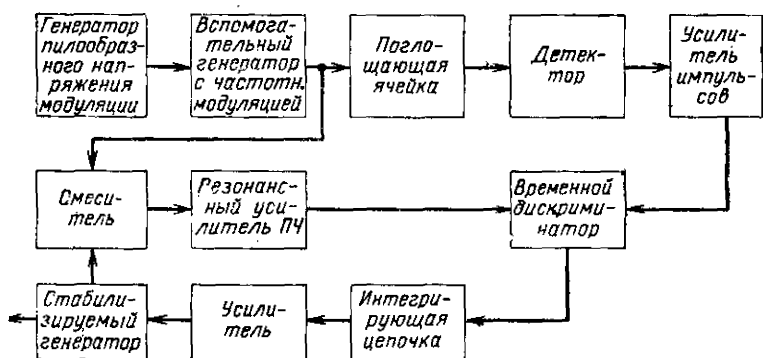


Рис. 1.27. Блок-схема системы АПЧ генератора по спектральной линии.

Способы стабилизации частоты с помощью пассивных эталонов на линиях поглощения газов, на пучках молекул, обеспечивая высокую точность подстройки (10^{-9} — 10^{-11}), имеют два существенных недостатка: значительную сложность схемы АПЧ и возможность работы только на одной частоте.

Как простые диапазонные эталоны открытые резонаторы наиболее перспективны. Эксперименты свидетельствуют о возможности разработки пассивных эталонов для работы в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. Наиболее

удобно в качестве эталонов использовать резонаторы со сферическими зеркалами благодаря их нечувствительности к юстировке.

Схемы ЧАП по пассивным эталонам [65] значительно проще других, обеспечивают большие значения полос схватывания и удержания. В то же время они в большинстве случаев будут являться составной частью более сложных и точных устройств (см. рис. 1.23).

Особенности стабилизации частоты квантовых генераторов. Наряду с внутренними процессами, обуславливающими уширение спектральной линии излучения квантовых генераторов [5], на стабильность частоты генерации влияют внешние факторы: механические вибрации, акустические воздействия, изменения температуры. Например, акустические воздействия приводят к девиациям частоты, составляющим десятки мегагерц [84]. Меры параметрической стабилизации (термокомпенсация, защита от вибраций, акустических воздействий и т. д.) позволяют ослабить влияние внешних дестабилизирующих факторов [84]. Однако высокая стабильность частоты может быть получена только с помощью системы АПЧ, применение которой является основным методом стабилизации частоты квантовых генераторов [86].

Влияние внешних дестабилизирующих факторов настолько значительно, что с помощью одной лишь АПЧ нельзя добиться требуемых полос схватывания и удержания. Поэтому в настоящее время высокая стабильность частоты получена только в стационарных лабораторных установках, так как при параметрической стабилизации требуются специально оборудованные помещения, изолирующие от тряски шлакобетонные подставки и амортизаторы.

В качестве дискриминаторов для субмиллиметровых квантовых генераторов могут быть использованы радиотехнические устройства [65].

Дискриминаторы оптических квантовых генераторов, использующие оптические принципы [85], в субмиллиметровом диапазоне будут характеризоваться более низкими показателями (см. § 1.6).

Возможно осуществление фазовой подстройки частоты лазеров. Один из вариантов системы ФАП квантового генератора по сигналу другого квантового генератора показан на рис. 1.28.

На выходе смесителя, который в данном случае является фазовым дискриминатором, вырабатывается напряжение, поступающее на пьезоэлектрический преобразователь и управляющее частотой стабилизируемого квантового генератора.

На волне 6318 \AA подобная система обеспечивала подстройку с точностью по фазе до $0,3^\circ$ при полосе удержания $\pm 50 \text{ Мгц}$ [84].

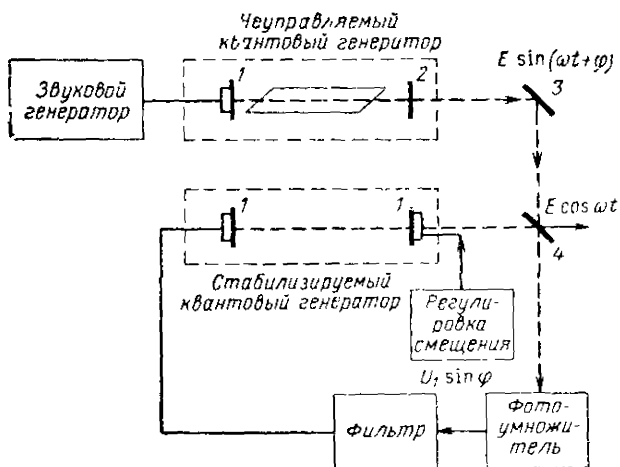


Рис. 1.28. Блок-схема системы ФАП квантового генератора:

1 — пьезоэлектрический преобразователь с зеркалом; 2, 4 — полупрозрачные зеркала; 3 — зеркало.

Для надежной работы системы ФАП в течение длительного времени необходимо применение параметрической стабилизации. Трудности осуществления ФАП, связанные с малой полосой схватывания и удержания, в этом случае усугубляются большой инерционностью управляющего элемента.

В настоящее время высокие показатели схем стабилизации квантовых генераторов получены только в стационарных и громоздких установках.

1.6. АВТОМАТИЧЕСКАЯ ПОДСТРОЙКА ЧАСТОТЫ В СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ С ПОМОЩЬЮ ПАССИВНЫХ ЭТАЛОНОВ

Системы АПЧ генераторов, работающие по принципу сравнения частоты стабилизируемого генератора с частотой эталонной колебательной системы, являются самыми простыми и надежными устройствами, обеспечивающими сравнительно высокую стабильность частоты [65]. В работе [99], например, описывается пассивный эталон на газовой ячейке. Для увеличения добротности эталона и уменьшения длины ячейки применен открытый резонатор со сферическими зеркалами, который помещается в кварцевую колбу с газом. Использовались линии ряда переходов газов HCN, OCS, CO, CH₃CN, что обеспечивало около 10 эталонных частот в диапазоне 1,3—4,4 мм. Ввод и вывод высокочастотной энергии осуществлялся с помощью расположенных друг против друга и перпендикулярно оси резонатора рупоров, а для возбуждения резонатора применялась диэлектрическая пленка, которая располагалась под углом 45° к оси резонатора.

Имеется несколько газов, линии переходов которых могут быть использованы в качестве эталонных частот в субмиллиметровом диапазоне [99]. Специфика субмиллиметрового диапазона затрудняет техническую реализацию систем АПЧ.

Трудности изготовления волноводных элементов, являющихся составными частями дискриминаторов систем АПЧ (двойных тройников, направленных ответвителей, развязок, фазовращателей и т. п.), ухудшение условий согласования, возрастание потерь осложняют и в ряде случаев делают невозможным применение многих известных типов дискриминаторов в субмиллиметровом диапазоне длин волн.

Резкое снижение чувствительности детекторов и малые мощности генераторов требуют большого усиления сигнала ошибки, что в свою очередь осложняет обеспечение требуемых динамических свойств системы.

Большие погрешности частоты требуют разработки управляющих элементов с чрезвычайно большим диапазоном управления (десятки гигагерц).

Перепады мощности по диапазону таких генераторов,

как ЛОВ, и сложный спектр их колебаний ухудшают точность и динамические свойства системы.

На субмиллиметровых волнах, как отмечалось ранее, объемные резонаторы — пассивные эталоны могут быть заменены открытыми резонаторами, имеющими высокую добротность и разреженный спектр. Большие размеры резонаторов облегчают технологию их изготовления.

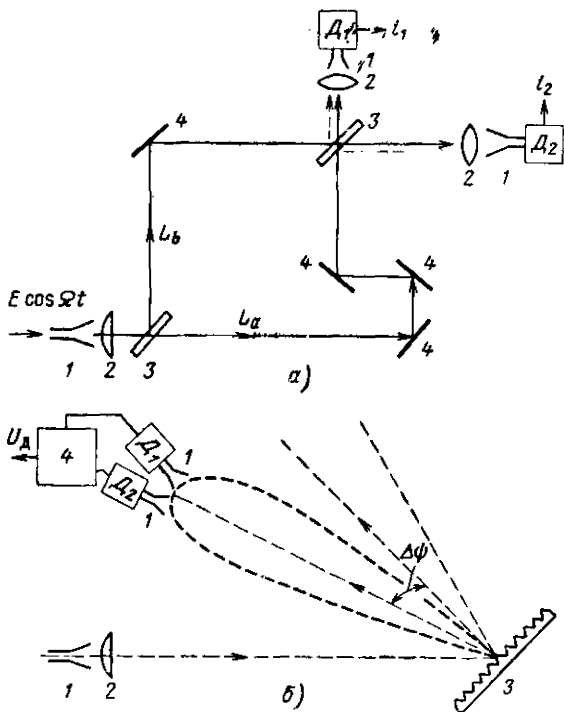


Рис. 1.29. Схемы дискриминаторов субмиллиметрового диапазона:

a — дискриминатор, выполненный по принципу интерферометра Майкельсона: 1 — рупоры; 2 — фокусирующие линзы; 3 — полупрозрачные зеркала; 4 — зеркала; *b* — дифракционный дискриминатор: 1 — рупоры; 2 — линзы; 3 — эшелетт; 4 — схема сравнения (L — пути луча; D — детекторы).

Данные экспериментальных исследований открытых резонаторов с вогнутыми зеркалами (гл. 3) позволяют разрабатывать пассивные эталоны с требуемыми характеристиками. Такие эталоны удобны тем, что имеют большую

разрешающую способность, разреженный спектр, и не критичны к юстировке. Эксперименты показывают, что в СБМ диапазоне можно разработать эффективные системы АПЧ с пассивными эталонами.

В настоящее время известно много различных типов дискриминаторов для диапазонов миллиметровых и сантиметровых волн [65, 87]. Однако анализ показывает, что большинство из этих дискриминаторов или не могут быть созданы в субмиллиметровом варианте, или их разработка для этого диапазона волн является нецелесообразной из-за ухудшения показателей. Для работы в субмиллиметровом диапазоне из известных типов дискриминаторов могут быть рекомендованы следующие:

- с двумя расстроенными резонаторами;
- с перестраиваемым резонатором или с частотной модуляцией стабилизируемого генератора;
- с компенсирующим источником.

Представляет интерес применение оптических устройств и принципов для разработки субмиллиметровых дискриминаторов. Такие устройства отличаются тем, что их размеры не ограничиваются малой длиной волны, следовательно, трудности изготовления, характерные для радиотехнических устройств, отпадают.

Очевидно, можно построить дискриминаторы, аналогичные устройствам, применяющимся при стабилизации частоты квантовых генераторов [85]. Известен дискриминатор, работающий по принципу интерферометра Майкельсона, а также дифракционный дискриминатор, использующий отражающие решетки—эшелетты (рис. 1.29, а, б).

Однако подобные дискриминаторы пока еще не имеют преимуществ по сравнению с дискриминаторами на открытых резонаторах, они сложны, громоздки, обладают худшими электрическими характеристиками.

Дискриминаторы

Дискриминатор с двумя расстроенными резонаторами. Когда эталоном частоты служит открытый резонатор, он является составной частью конструкции частотного дискриминатора (см. рис. 1.28). Рассматриваемый дискриминатор состоит из двух открытых резонаторов 1 и 2, настроенных на разные частоты, детекторов D_1 , D_2 и цепи сравнения (рис. 1.30).

Достоинствами дискриминатора [65] являются:

- простая регулировка полосы схватывания (удержания);
- малые изменения коэффициента передачи при расстройке резонатора;
- значительная диапазонность;
- большой коэффициент передачи.

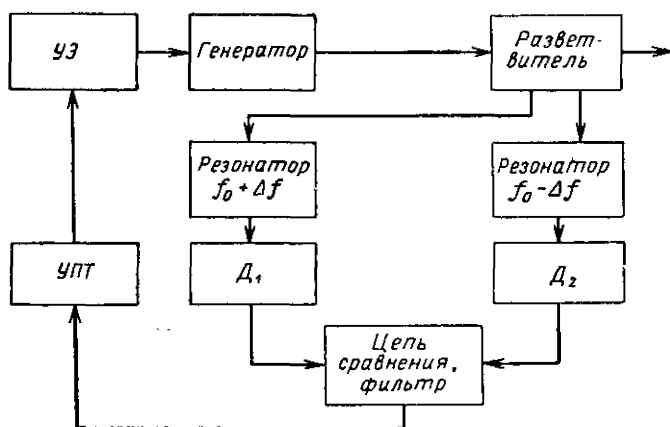


Рис. 1.30. Блок-схема АПЧ, в которой используется дискриминатор с двумя расстроенными открытыми резонаторами:

D_1, D_2 — детекторы; УПТ — усилитель постоянного тока; УЭ — управляющий элемент.

Конструктивное выполнение такого дискриминатора представляется сравнительно простым.

К недостаткам следует отнести:

- трудность сопряжений перестройки открытых резонаторов по диапазону и большие габариты конструкции;
- сложность регулировок и настройки;
- зависимость частоты настройки от точности балансировки, нарушение симметрии характеристики при неидентичности детекторов (недостатки двухдетекторных дискриминаторов);
- выход по постоянному току.

Усложнение схемы путем включения перед резонаторами модуляторов позволяет получить сигнал управления на переменном токе. Такая схема предпочтительней, чем ис-

пользование УПТ типа «модуляция—демодуляция», преобразователи которого имеют ограниченную чувствительность. Если возникнет необходимость развязки, в качестве таковой можно применить устройство на решетках. Наиболее удобным и простым является полупроводниковый модулятор (см. гл. 5).

Для разработки систем АПЧ необходимо знать статические характеристики дискриминаторов:

$$U_{\text{д}} = \Phi_{\text{д}}(\Delta f_1) = k P_{\text{вх}} \Psi_{\text{д}}(\Delta f_1), \quad (1.17)$$

где $U_{\text{д}}$ — напряжение на выходе дискриминатора;
 $\Phi_{\text{д}}$ — статическая характеристика дискриминатора;
 $\Psi_{\text{д}}$ — приведенная статическая характеристика дискриминатора;
 k — коэффициент, характеризующий чувствительность и коэффициент передачи детектора;
 $P_{\text{вх}}$ — подводимая мощность.

Вид этих характеристик определяется как типом дискриминатора, так и параметрами детектора. Действующие в схеме АПЧ напряжения с достаточной для практики точностью позволяют считать характеристику детектора квадратичной.

Тогда при условии идентичности параметров детекторов статическая характеристика рассматриваемого дискриминатора будет выражаться зависимостью

$$U_{\text{д}} = \Phi_{\text{д}} = \alpha P_0 \left[\frac{1}{1 + (a_0 - a_1)^2} - \frac{1}{1 + (a_0 + a_1)^2} \right], \quad (1.18)$$

где $U_{\text{д}}$ — напряжение на выходе дискриминатора;
 P_0 — мощность, подводимая к каждому детектору при резонансной частоте;
 α — коэффициент передачи детектора, *в/вт*;
 $a_0 = \frac{2\Delta f_0}{f_0} Q$ — обобщенная установочная расстройка резонаторов;
 f_0 — частота настройки дискриминатора;
 Q — добротность резонатора;
 $\Delta f_0 = |f_0 \pm f_p|$ — абсолютная установочная расстройка резонаторов;
 $a_1 = \frac{2\Delta f_1}{f_0} Q$ — обобщенная расстройка частоты генератора относительно частоты настройки дискриминатора;
 $\Delta f_1 = |f_0 \pm f_r|$ — абсолютная расстройка генератора.

На рис. 1.31 изображено семейство приведенных характеристик дискриминатора Ψ_d для различных значений параметра a_0 . Крутизна характеристики дискриминатора при $a_1 = 0$:

$$S_d = \left. \frac{dU_d}{da_1} \right|_{a_1=0} = \alpha P_0 \frac{4a_0}{(1+a_0)^2}. \quad (1.19)$$

На рис. 1.32 показана кривая зависимости крутизны от обобщенной расстройки резонаторов a_0 .

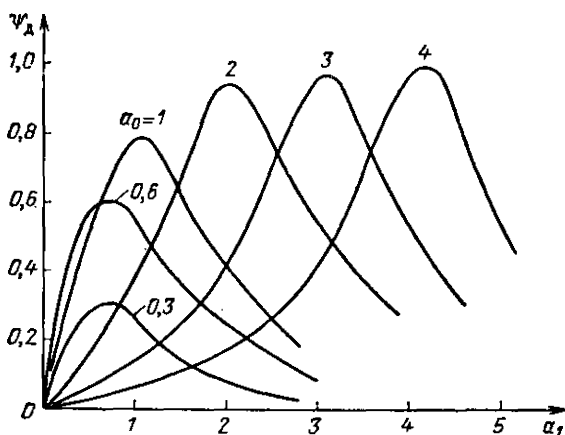


Рис. 1.31. Семейство приведенных статических характеристик дискриминатора с двумя расстроенными резонаторами

Для оценки и расчета схемы АПЧ важно знать зависимость полосы схватывания и полосы удержания от параметров дискриминатора.

Введем обозначения:

$$a_{сх} = \frac{2\Delta f_0}{f_0} Q$$

— обобщенная полуполоса схватывания;

$$a_{м} = \frac{2\Delta f_M}{f_0} Q$$

— обобщенная расстройка, соответствующая максимуму Φ_d ;

$$K_{\Sigma} = K_{yc} K_{y\alpha}$$

— суммарный коэффициент усиления сигнала ошибки;

K_{yc} — коэффициент передачи по напряжению тракта усиления с учетом всех промежуточных преобразований;

$K_{yэ}$ — коэффициент передачи управляющего элемента;

S_y — крутизна настройки генератора по напряжению, МГц/в;

P_1 — мощность, подводимая к каждому резонатору;

K_p — коэффициент передачи резонатора;

$$U_{\Sigma} = K_p \alpha P_1 K_{\Sigma}$$

— максимальное значение сигнала на выходе управляющего элемента при $\Psi_d = 1$.

$$S'_y = S_y \frac{2Q}{f} U_{\Sigma}$$

— приведенная крутизна настройки генератора;

$$S'_d = \frac{S_d f_0}{U_{\Sigma} 2Q}$$

— приведенная крутизна характеристики дискриминатора.

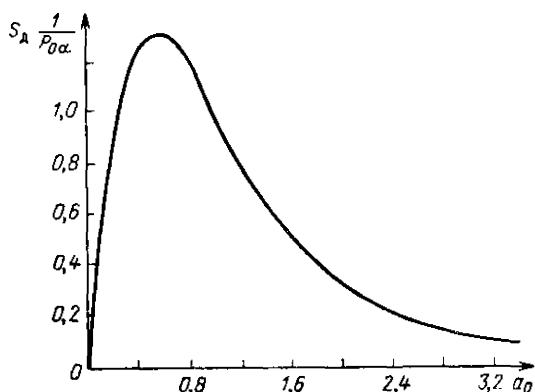


Рис. 1.32. Зависимость крутизны дискриминатора от параметра a_0 .

Тогда можно показать, что выражение для приведенной полосы схватывания имеет вид

$$2a_{cx} = \frac{4,96 a_0 S'_y}{\left[\sqrt{a_0 S'_y} \right]^3} \quad (1.20)$$

Если крутизна S'_y велика, что имеет место на практике, то для приведенной полосы удержания справедливо выражение

$$2a_{уд} = \frac{2a_{сх} \Psi(a_m) S'_y}{a_{сх} - a_m}. \quad (1.21)$$

Однодетекторные дискриминаторы с частотной модуляцией генератора и периодической перестройкой дискриминатора. В этих дискриминаторах номинальное значение частоты определяется в основном характеристиками резонансной цепи и совершенно не зависит от параметров детектора и его нагрузки. Эталонность дискриминаторов высокая [65]. Уменьшению ошибок способствует преобразование постоянного тока в переменный. Системы АПЧ с подобными дискриминаторами имеют свойства экстремальных систем.

При использовании открытых резонаторов в качестве эталона частоты дискриминаторы субмиллиметрового диапазона могут быть выполнены по двум простым схемам, показанным на рис. 1.33.

Основные достоинства подобных дискриминаторов:

- большая диапазонность;
- удобство наладки и эксплуатации;
- простота конструкции, наличие только одного детектора в схеме;
- переменное напряжение на выходе.

В некоторых случаях недопустима даже неглубокая частотная модуляция генератора, и тогда схема с частотной модуляцией (рис. 1.34) не может быть применена. Осуществив фазовую модуляцию сигнала, поступающего на систему АПЧ, можно избавиться от этого недостатка (рис. 1.35)

Предварительные эксперименты показывают, что фазовый модулятор, работающий в длинноволновой части субмиллиметрового диапазона, можно выполнить. Схема с перестраиваемым резонатором не имеет недостатка, свойственного предыдущей схеме. Частоту настройки резонаторов можно менять механическим путем или с помощью пьезоэлектрического регулятора (см. рис. 1.34).

В устройстве, выполненном по схеме рис. 1.36, одно из зеркал резонатора изготавливается из пьезокерамики с последующим напылением серебра. Конструкция подобного

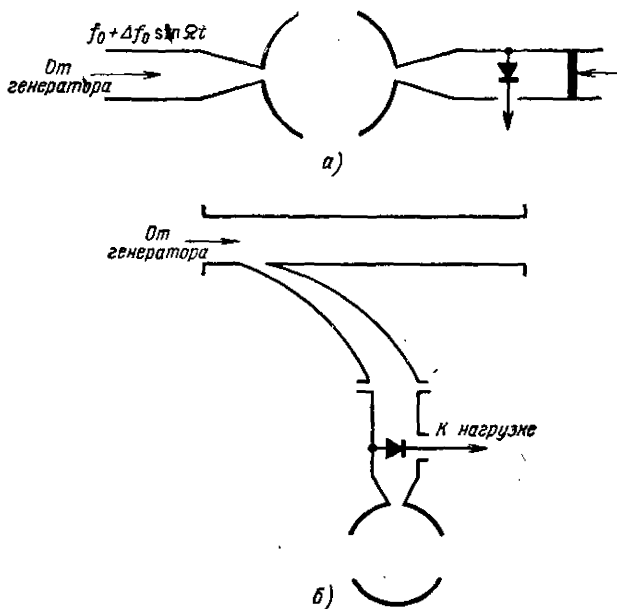


Рис. 1.33. Схемы дискриминаторов с открытыми резонаторами:

a — дискриминатор с резонатором, включенным по проходной схеме; *б* — дискриминатор с резонатором, имеющим один элемент связи.

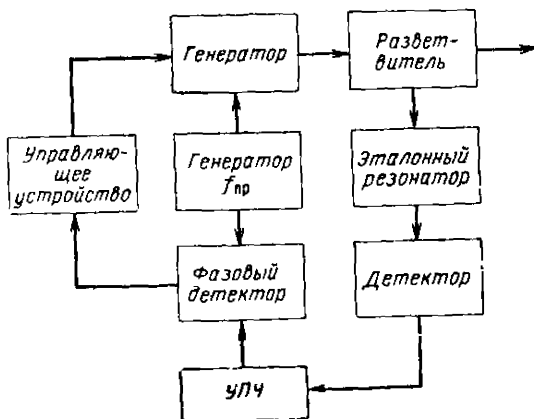


Рис. 1.34. Блок-схема АПЧ с частотной модуляцией стабилизируемого генератора.

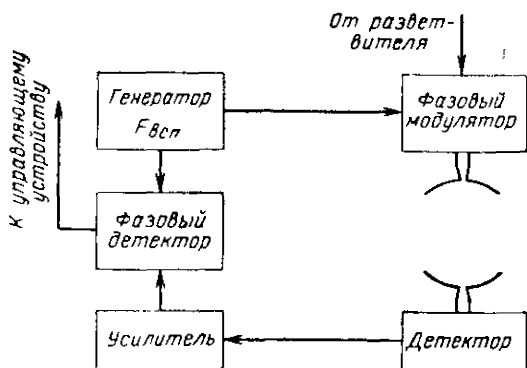


Рис. 1.35. Схема АПЧ с использованием фазовой модуляции частоты генератора в схеме дискриминатора.

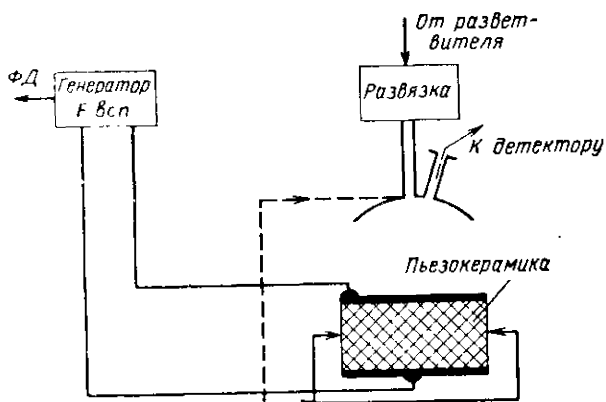


Рис. 1.36. Схема пьезоперестройки эталона на открытом резонаторе.

резонатора, работающего на волне $\lambda = 0,8$ мм, показана на рис. 1.37.

Напряжение на выходе дискриминатора (рис. 1.34):

$$U_{\text{д}} = \frac{\alpha P_0}{1 + (a_1 + a_0 \cos \Omega t)^2}, \quad (1.22)$$

где

$$a_0 = 2Q \frac{\Delta f_0}{f_0}$$

— обобщенная девиация частоты генератора (амплитуда перестройки резонатора);

Ω — частота модуляции или перестройки резонатора.

Статическая характеристика описывается выражением

$$\varphi_{\text{д}} = \frac{\sqrt{1 + (a_1 - a_0)^2} - \sqrt{1 + (a_1 + a_0)^2}}{\sqrt{[1 + (a_0 - a_1)^2][1 + (a_1 + a_0)^2]}} \times \\ \times \frac{1}{\sqrt{2V[1 + (a_1 - a_0)^2][1 + (a_1 + a_0)^2] + 2[1 + (a_1^2 + a_0^2)]}}. \quad (1.23)$$

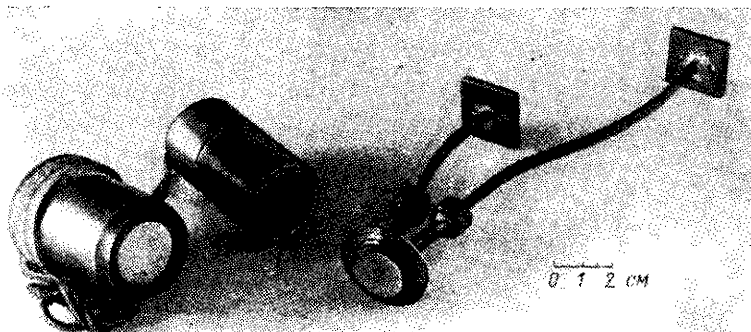


Рис. 1.37. Открытый резонатор с пьезоперестройкой (в разобранном виде).

Нормированные статические характеристики дискриминатора показаны на рис. 1.38.

Крутизна дискриминатора (рис. 1.39):

$$S_{\text{д}} = \left. \frac{dU_{\text{д}}}{da_1} \right|_{a_1=0} = \frac{2a_0}{\sqrt{(1+a_0^2)^3}}. \quad (1.24)$$

Чтобы выделить напряжение частоты модуляции, усилители должны иметь высокую избирательность и хорошо подавлять напряжение второй гармоники, которое максимально при $a_1 = 0$.

Коэффициент фильтрации $K_{\text{ф}}$ должен выбираться так, чтобы амплитуда гармоники была меньше нулевого напряжения на выходе детектора:

$$\frac{U_{\text{д}}}{K_{\text{ф}}} \leq U_{\text{ш}}. \quad (1.25)$$

Приведенная полоса схватывания определяется выражением

$$2a_{сх} = 4,18 \sqrt[4]{a_0 S_y'} \quad (1.26)$$

Выражение для полосы удержания совпадает с выражением (1.21).

Рассматриваемый тип дискриминатора является наиболее надежным и удобным в эксплуатации.

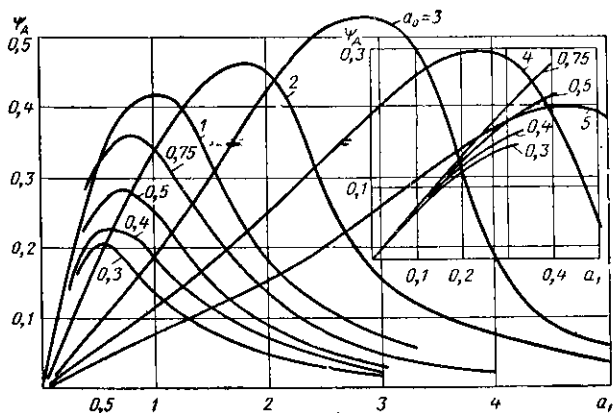


Рис. 1.38. Семейство нормированных статических характеристик дискриминатора, использующего частотную модуляцию генератора, для малых и больших значений параметра a_1 .

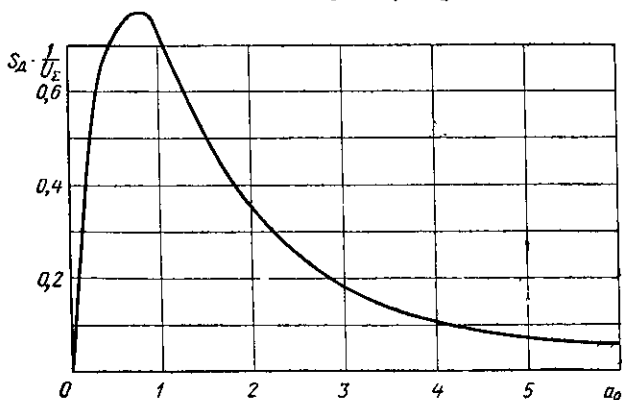


Рис. 1.39. Зависимость приведенной крутизны дискриминатора от параметра a_0 .

Однорезонансный дискриминатор с компенсирующим источником (рис. 1.40, 1.41).

Дискриминатор может быть выполнен как на постоянном токе, так и на переменном с (модуляцией). Дискриминатор весьма прост, но обладает рядом недостатков:

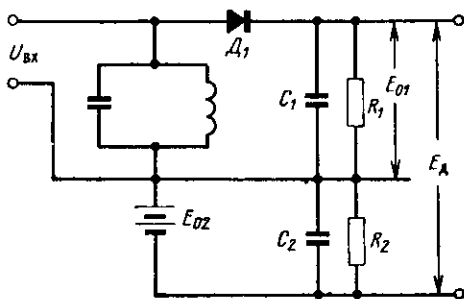


Рис. 1.40. Эквивалентная схема дискриминатора с компенсирующим источником.

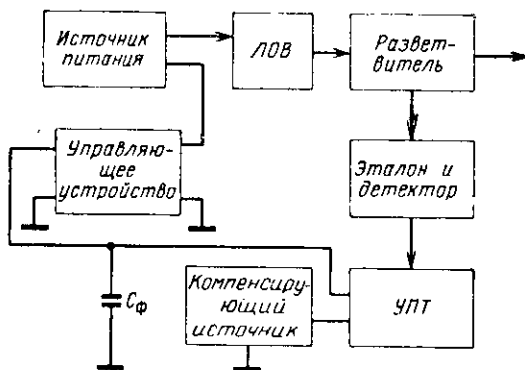


Рис. 1.41. Блок-схема системы АПЧ, использующей дискриминатор с компенсирующим источником.

- балансировка резонатора нарушается при изменении уровня мощности (что для ЛОВ весьма существенно);
- полосы схватывания и удержания системы АПЧ сравнительно узки;
- частота настройки зависит от изменения напряжения компенсирующего источника.

Введем обозначения (рис. 1.42):

- $a_0 = \frac{2\Delta f_0}{f_0}$ — относительная расстройка резонансной частоты эталона относительно нуля дискриминационной кривой при данной э. д. с. компенсации E_K ;
- b — точка границы эффективной работы схемы АПЧ при отрицательных расстройках;
- E_K — э. д. с. компенсирующего источника.

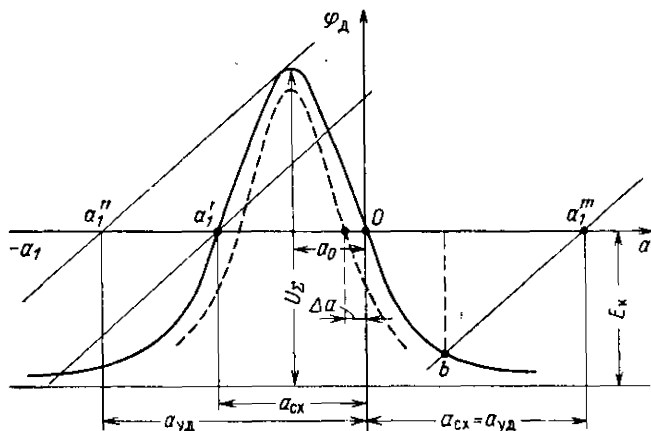


Рис. 1.42. Дискриминационная характеристика дискриминатора с компенсирующим источником.

Статическая характеристика дискриминатора описывается выражением

$$\varphi_d(a_0, a_1) = \alpha P_0 \left[\frac{1}{1 + (a_0 - a_1)^2} - d \right], \quad (1.27)$$

где

$$d = \frac{E_K}{\alpha P K_\Sigma} = \frac{E_K}{U_\Sigma}$$

— приведенная э. д. с. компенсации.

Величина d связана с a_0 соотношением

$$d = \frac{1}{1 + a_0^2}. \quad (1.28)$$

Крутизна статической характеристики

$$S_{\pi} |_{a_1=0} = \frac{2a_0}{[1+a_0^2]^2} U_{\Sigma}, \quad (1.29)$$

$$S_{\pi} = \frac{d\varphi_{\pi}}{da_1} = U_{\Sigma} \frac{2(a_0 - a_1)}{[1+(a_0 - a_1)^2]}. \quad (1.30)$$

Максимум крутизны соответствует значению $a_0 = \sqrt{\frac{1}{3}}$ и равен 0,65. Изменение мощности или усиления можно характеризовать величиной ΔU_{Σ} .

Тогда соответствующее этому случаю изменение частоты (рис. 1.42) равно

$$\Delta f = \frac{f}{2Q} \left[a_0 \pm \sqrt{a_0^2 + \frac{\Delta U_{\Sigma}}{U_{\Sigma}} (1 + a_0^2)} \right]. \quad (1.31)$$

При изменении напряжения компенсирующего источника приведенная частота настройки изменится на величину

$$\Delta a_1 = a_0 \pm \sqrt{a_0^2 - \frac{\Delta E_{\kappa}}{E_{\kappa} + \Delta E_{\kappa}} (1 + a_0^2)}. \quad (1.32)$$

При $a_0 = 0,58$; $Q = 10^3$; изменению э. д. с. E_{κ} на 1% соответствуют относительные изменения частоты $\frac{\Delta f}{f} \approx 6 \cdot 10^{-6}$, а при изменении U_{Σ} на 5% $\frac{\Delta f}{f} = 3 \cdot 10^{-5}$.

При отрицательных расстройках генератора приведенная полоса схватывания системы АПЧ

$$2a_{сх} = 2a_0. \quad (1.33)$$

При положительных расстройках

$$-a_{сх} = -a_{уд} = 1,34 - a_0 (d - 0,366) S_y'. \quad (1.34)$$

Полоса удержания при отрицательных расстройках

$$a_{уд} \approx a_0 + (1 - d) S_y'.$$

По сравнению с другими у рассматриваемого дискриминатора полоса схватывания и удержания уже и стабильность частоты ниже. Его целесообразно использовать в лабораторных условиях, когда важна простота устройства.

Для сравнения дискриминаторов по электрическим характеристикам необходим количественный критерий [88].

Наиболее удобно в качестве такого критерия выбрать зависимость крутизны от полосы схватывания системы АПЧ.

Аналитические выражения подобного критерия следующие:

1) для дискриминатора с двумя расстроенными контурами (рис. 1.30)

$$S'_d = \frac{0,105a_{cx}^4}{S'_y \left[1 + \left(\frac{a_{cx}^4}{19S'_y} \right)^2 \right]^2}; \quad (1.35)$$

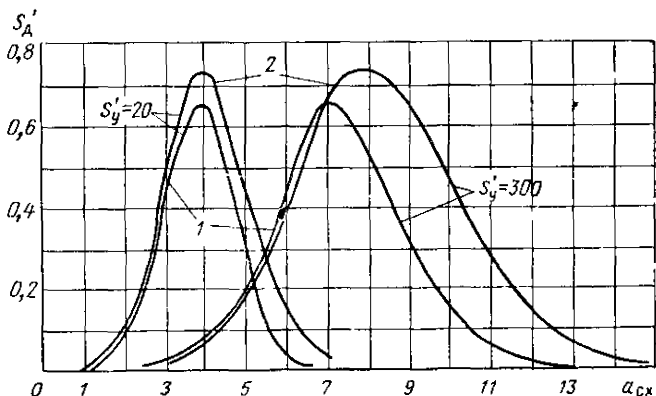


Рис. 1.43. Зависимость приведенной крутизны дискриминаторов с двумя расстроенными резонансами (кривые 1) и с частотной модуляцией источника (кривые 2) от полосы захвата и при различных значениях приведенной крутизны управляющего элемента.

2) для дискриминатора с перестраиваемым резонатором или с частотной модуляцией стабилизируемого генератора

$$S'_d = \frac{0,1055a_{cx}^4}{S'_y \sqrt{\left[1 + \frac{a_{cx}^8}{(19S'_y)^2} \right]^3}}; \quad (1.36)$$

3) для дискриминатора с компенсирующим источником

$$S'_d = \frac{a_{cx}}{\left[1 + \frac{1}{4} a_{cx}^2 \right]^2}. \quad (1.37)$$

Наилучшими электрическими характеристиками из трех рассмотренных дискриминаторов обладает дискриминатор с перестраиваемым резонатором или с частотной модуляцией стабилизируемого генератора. Очевидно, необходим поиск новых типов высокоэффективных дискриминаторов для субмиллиметрового диапазона.

Управляющие элементы

В длинноволновой части миллиметрового диапазона органами управления частотой стабилизируемого генератора могут служить устройства, использующиеся в сантиметровом диапазоне длин волн [65]. В субмиллиметровом диапазоне, где пригодными для практических целей генераторами являются только ЛОВ, возможности управления частотой ограничены. Управление частотой ЛОВ необходимо осуществлять по коллекторной цепи. При этом управляющий элемент (УЭ) должен включаться в цепь коллектора. Управлять частотой ЛОВ, используя систему стабилизации источника коллекторного напряжения, можно только в случае, когда от АПЧ не требуется большого быстродействия (когда время установления $t_{уст}$ измеряется секундами). Такие случаи на практике встречаются весьма редко. Управление по коллекторной цепи не обеспечивает достаточно большого быстродействия АПЧ, вследствие чего управляющее устройство нельзя считать безынерционным.

При разработке УЭ необходимо принимать меры по уменьшению паразитных емкостей и индуктивностей, располагать как можно ближе источник питания, управляющий элемент и ЛОВ; изготавливать выводы питания жесткими и короткими.

Очень важно правильно выбрать схему включения УЭ. Паразитные емкости будут наименьшими при включении УЭ по схеме рис. 1.44, а. Недостатком схемы является необходимость изоляции всей схемы управления от корпуса по высокому напряжению, что усложняет ее конструкцию. В случае включения УЭ по схемам, изображенным на рис. 1.44, б и в, паразитные емкости будут примерно одинаковыми. Но конструкция последнего варианта неудобна из-за необходимости водяного охлаждения ЛОВ. Разработку источника коллекторного питания необходимо вести с учетом конструкции управляющего элемента.

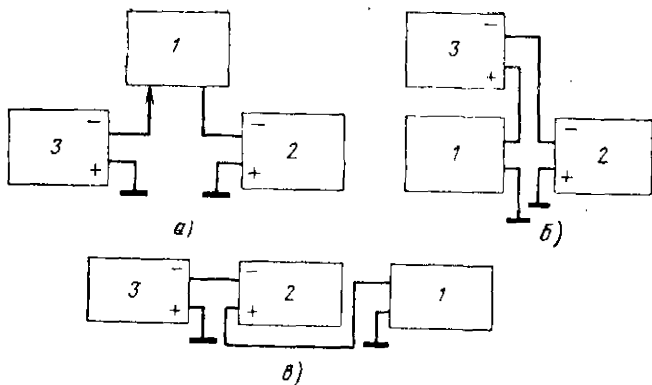


Рис. 1.44. Схемы включения управляющих элементов в коллекторную цепь ЛОВ:

1—управляющее устройство; 2—ЛОВ (минусовый вывод—катод, плюсовый—коллектор); 3—источник напряжения E_K .

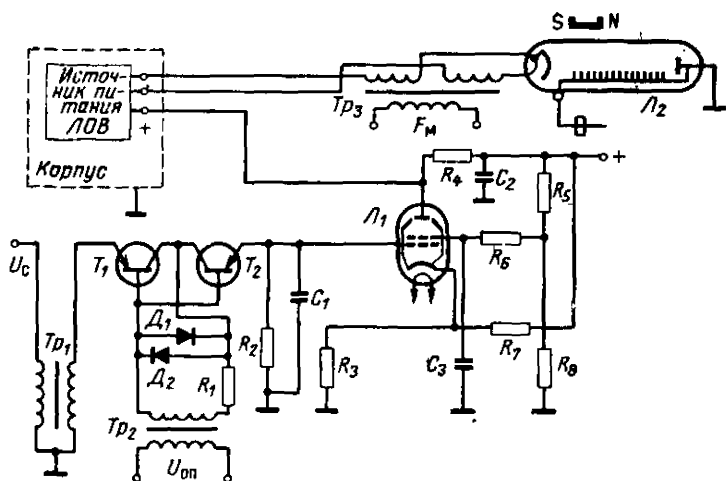


Рис. 1.45. Схема управляющего элемента.

Один из практических вариантов УЭ для дискриминатора со вспомогательной модуляцией изображен на рис.1.45. Роль управляющего элемента играет усилитель постоянного тока (L_1) с глубокой отрицательной обратной связью. Схема используется в дискриминаторе с частотной модуляцией стабилизируемого генератора и имеет пределы регулирования ± 110 в. При невысоких требованиях к пределам регулирования в качестве УЭ можно применить катодный повторитель.

Можно создать как электронные, так электромеханические и магнитные управляющие элементы. Разработка широкополосных управляющих элементов, обеспечивающих чрезвычайно большие пределы регулирования, является весьма сложной задачей.

Управлять частотой квантовых генераторов (лазеров) можно с помощью пьезоэлектрических или магнитострикционных регуляторов. В первом случае в одном из зеркал используют пьезоэлектрический материал или соединяют его с пластинкой из пьезодиэлектрика. Регулируя напряжение, подводимое к граням пьезодиэлектрика, меняют частоту настройки резонатора.

Во втором случае зеркала устанавливают в корпусе из магнитострикционного материала. Изменением тока в катушках электромагнита меняют расстояние между зеркалами.

Динамические свойства и точность систем АПЧ

При анализе работы системы автоподстройки частоты в диапазоне субмиллиметровых волн необходимо учитывать следующие факторы:

1. Усилитель сигнала ошибки должен иметь большой коэффициент усиления ($K_{yc} = 10^4 \div 10^{10}$), так как мощности генераторных приборов малы, а эффективность работы детекторов низкая [76—78].

2. Спектр $F_T(\omega)$ некоторых генераторных приборов субмиллиметрового диапазона сложен [14] и подвержен частотной модуляции с частотой напряжения накала.

3. Значительные перепады мощности в некоторых точках генерации ЛОВ (большая величина dP/df).

4. Управляющие элементы системы автоподстройки должны обеспечивать широкие пределы регулирования ($\pm \Delta f_y$).

Недостаточный коэффициент усиления приводит к существенному запаздыванию управляющего сигнала в кольце автоподстройки, а следовательно, к ухудшению устойчивости и быстродействия системы. Вторым и третьим факторы влияют на точность и качество переходных процессов в системе АПЧ и уменьшают полосы схватывания и удержания

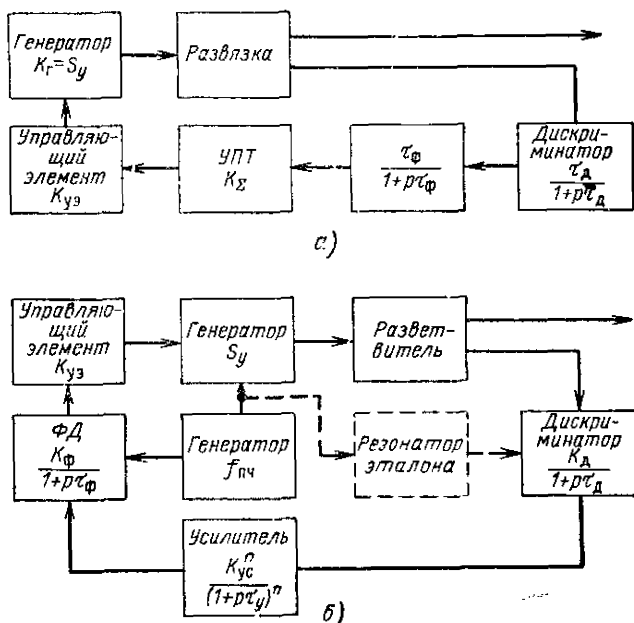


Рис. 1.46. Структурные схемы систем АПЧ с пассивными эталонами частоты.

[65, 72]. Последний фактор затрудняет создание систем фазовой автоподстройки (ФАПЧ), где необходимы значительные полосы пропускания УЭ.

Системы АПЧ с пассивным эталоном частоты в субмиллиметровом диапазоне в большинстве случаев можно свести к двум структурным схемам (рис. 1.46). Схему рис. 1.46, а целесообразно применять, когда обеспечивается требуемое значение K_{yc} с помощью УПТ.

В линейном приближении первому варианту структурной схемы соответствует уравнение замкнутой системы вида

$$[(1 + p\tau_d)(1 + p\tau_\phi) + K] \Delta f = [(1 + p\tau_\phi)(1 + p\tau_d)] \Delta F. \quad (1.38)$$

Второму варианту схемы (рис. 1.46, б) соответствует уравнение замкнутой системы:

$$\begin{aligned} & [(1 + p\tau_{\phi})(1 + p\tau_{д})(1 + p\tau_{у})^n + K] \Delta f = \\ & = [(1 + p\tau_{\phi})(1 + p\tau_{д})(1 + p\tau_{у})^n] \Delta F. \end{aligned}$$

В последних формулах:

$$K = K_{АПЧ} = K_{у}^n K_{фд} K_{уэ} K_{г} K_{д};$$

$K_{д} = S_{д}$ — крутизна дискриминатора;

$K_{у}^n$ — коэффициент усиления n -каскадного усилителя;

$K_{фд}$ — коэффициент передачи фазового детектора;

$K_{уэ}$ — коэффициент передачи управляющего элемента;

$K_{г} = S_{у}$ — крутизна перестройки генератора;

$\tau_{д}$ — постоянная времени дискриминатора;

$\tau_{у}$ — постоянная времени усилителя;

τ_{ϕ} — постоянная времени фильтра;

ΔF — уход частоты при разомкнутом контуре системы АПЧ.

Многие вопросы теории и практики автоматической подстройки частоты и общей теории регулирования весьма полно освещены в литературе. Обширная библиография приведена, например, в книге [65].

В настоящее время с достаточной для практики точностью может быть приближенно решено большинство задач, возникающих при проектировании систем АПЧ [65, 72, 89—91]. Для случая структурных схем вида рис. 1.46 в работах [65, 72, 89—91] приводятся результаты, которые могут быть использованы при создании систем АПЧ.

Рассмотрим соотношение между параметрами структурной схемы для интересующего нас случая. Управляющий элемент и стабилизируемый генератор (рис. 1.44, б) в большинстве случаев можно считать безынерционными.

Постоянная времени дискриминатора $\tau_{д}$ лежит в пределах (10^{-6} — 10^{-9}) сек, и будет значительно меньше постоянной времени усилителя $\tau_{у}$.

Постоянную времени τ_{ϕ} выбирают так, чтобы обеспечить достаточный запас устойчивости, минимум погрешностей из-за шумовых флюктуаций и заданное быстродействие (ограничение сверху).

Если полоса пропускания усилителя широкая (в несколько раз больше ширины спектра входного сигнала),

фазовую характеристику можно считать линейной и характеризовать инерционность системы временем запаздывания

$$\tau_3 = n \frac{\alpha_{\Delta}}{\pi} \frac{1}{\Pi}, \quad (1.39)$$

где α_{Δ} — функция, зависящая от типа каскадов усилителя.

В этом случае об устойчивости системы можно судить по критическому времени запаздывания $\tau_{кр}$. При этом оптимальный коэффициент передачи по времени переходных процессов значительно меньше предельного. В ряде работ [65] для различных частных случаев получены приближенные решения, связывающие коэффициент регулирования, время переходного процесса и постоянные времени системы, которыми можно воспользоваться при инженерных расчетах.

На систему АПЧ действуют дестабилизирующие факторы, которые можно свести к внешним и внутренним. Внутренние и внешние помехи приводят к увеличению ошибки и времени переходных процессов, что необходимо учитывать при расчетах [92,93].

При сложном спектре, действующем на входе дискриминатора, необходимо пользоваться в расчетах не статическими характеристиками дискриминатора, а эффективными. Связь между спектром сигнала $F_{\Gamma}(\omega)$, статической $\Psi_{\text{д}}$ и эффективной $\Phi_{\text{э}}(\Delta\omega)$ характеристиками дискриминатора следующая:

$$\Phi_{\text{э}}(\Delta\omega) = \alpha \int_0^{\infty} F_{\Gamma}(\omega, \omega_{\text{н}}) \Psi_{\text{д}}(\omega, \omega_{\text{н}} - \Delta\omega) d\omega. \quad (1.40)$$

При симметричном спектре $\Psi_{\text{д}}$ не искажается, но эффективной характеристике соответствует меньшее значение крутизны. Однако при несимметричном спектре и неидентичных параметрах детекторов дискриминаторов (двухдетекторных) характеристика $\Phi_{\text{э}}$ сильно искажается и может появиться неоднозначность отсчета.

Можно показать [93], что наличие шумовой помехи эквивалентно уменьшению крутизны дискриминатора в $\frac{1}{1 - e^{-m^2}}$ раз, где m — отношение сигнал/шум $\left(\frac{U_{\text{с}}}{U_{\text{ш}}}\right)$.

Очевидно, минимальная мощность, поступающая на схему АПЧ, должна выбираться из такого отношения сигнал/шум, при котором функция $(1 - e^{-m^2})$ близка к единице.

Во многих случаях оптимальный путь повышения $K_{\text{АПЧ}}$ за счет увеличения мощности, поступающей на систему АПЧ, в диапазоне субмиллиметровых волн неприемлем.

С повышением частоты труднее обеспечить требуемый коэффициент усиления $K_{\text{АПЧ}}$ при заданом $t_{\text{уст}}$. Приходится применять корректирующие элементы в системе АПЧ [65, 93]. Введение в закон регулирования производных или скоростной обратной связи уменьшает время установления частоты при заданном значении $K_{\text{АПЧ}}$.

Применение электромеханической системы АПЧ позволяет также повысить значение предельного коэффициента регулирования и уменьшить ошибки [65].

При повышенных требованиях к полосам схватывания и удержания необходимо применять поисковую систему АПЧ. Проектирование систем с коррекцией и поиском можно осуществлять, пользуясь известными работами в этой области [65].

Воздействие внешних дестабилизирующих факторов и внутренних помех приводит к уходам частоты. Ошибки систем АПЧ, обусловленные суммарным действием этих факторов Δf_{Σ} , можно разделить на статические $\Delta f_{\text{ст}}$ и динамические $\Delta f_{\text{д}}$. При достаточно большом коэффициенте стабилизации ошибки могут быть малыми. В работах [65, 89—91] исследованы ошибки систем АПЧ при воздействии на системы различного рода дестабилизирующих факторов.

Статическая ошибка

$$\Delta f_{\text{ст}} = \frac{\Delta f_{\text{м}}}{1 + K_{\text{АПЧ}}}, \quad (1.41)$$

где $\Delta f_{\text{м}}$ — расстройка при разомкнутом контуре АПЧ.

Для уменьшения динамической ошибки система АПЧ должна проектироваться так, чтобы она была практически безынерционной на частоте возмущающего воздействия. Тогда

$$\Delta f_{\text{д}} \simeq \frac{\Delta F_0}{K}, \quad (1.42)$$

где ΔF_0 — амплитуда гармонического возмущающего воздействия.

При воздействии случайных помех на систему АПЧ ошибка слежения является случайной функцией времени. Количественной оценкой динамической точности АПЧ при дей-

ствии случайной помехи может служить среднеквадратичное значение отклонения частоты стабилизируемого генератора, равное [65].

$$\sqrt{\overline{\Delta f^2}} = \sqrt{\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \Delta f^2(t) dt}. \quad (1.43)$$

В теории следящих систем разработан метод определения среднего значения квадрата ошибки по известной корреляционной функции $R(\tau)$ или спектральной плотности $S(\tau)$, соответствующей случайному возмущающему воздействию [65].

Оценим предельную точность автоподстройки, считая, что максимальная точность ограничивается только внутренними шумами системы АПЧ.

Для интересующего нас случая справедливы следующие соотношения между постоянными времени схемы (см. рис. 1.46, а, б).

$$\tau_{\phi} \gg \tau_d; \tau_{\phi} \gg \tau_p.$$

Можно показать, что тогда

$$\overline{\Delta f^2} = \frac{S_{\text{ш}} K^2}{2\pi K_d^2 \tau_{\phi}^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{\frac{K^2}{\tau_{\phi}} + \omega^2} = \frac{S_{\text{ш}} K}{2K_d^2 \tau_{\phi}}.$$

В качестве примера найдем среднеквадратичную ошибку системы АПЧ, обусловленную действием шумов лампы резонансного усилителя и детектора для $f = 400$ Гц:

$$K_{\text{АПЧ}} = 1500; P_{\text{АПЧ}} = 0,5 \text{ мвт}; K_p = 10 \text{ дб.}$$

$$K_d = 7,5 \cdot 10^{-10} \frac{\text{в}}{\text{гц}}; \tau_d = 10^{-7} \text{ сек}; \tau_{\phi} = 0,1 \text{ сек.}$$

$$\alpha = 10^2 \frac{\text{в}}{\text{вт}}; P_{\text{ш}} = 1,6 \cdot 10^{-11} \frac{\text{вт}}{\text{гц}}; S_{\text{ш}} = 1,6 \cdot 10^{-15} \frac{\text{в}^2}{\text{гц}}.$$

Тогда

$$\sqrt{\overline{\Delta f^2}} = \frac{1,6 \cdot 10^{-15} \cdot 1,5 \cdot 10^3}{2(7,5 \cdot 10^{-10})^2 \cdot 0,1} = 2,14 \cdot 10^7 \text{ гц}^2.$$

Среднеквадратичная ошибка системы АПЧ равна

$$\sqrt{\overline{\Delta f^2}} = 4600 \text{ гц.}$$

Предельная точность систем АПЧ в субмиллиметровом диапазоне, как видно из примера, меньше, чем в сантиметровом.

Наряду с рассмотренными в системах АПЧ могут возникать и другие ошибки, обусловленные различными причинами. В системах АПЧ с двухдетекторными дискриминаторами могут быть ошибки из-за неидентичности параметров детекторов [65]. При использовании дискриминатора с компенсирующим источником появляются ошибки, обусловленные изменением напряжения компенсирующего источника E_k и мощности P_0 .

Наличие участков с большой величиной $\frac{dP}{df}$, характерное для ЛОВ, будет эквивалентно искажению динамической характеристики дискриминатора Φ_d , что приведет к уменьшению полосы схватывания и удержания, а при сложном входном спектре — к дополнительным ошибкам.

Некоторые рекомендации по проектированию диапазонных пассивных эталонов частоты

Результаты экспериментальных исследований открытых неконфокальных резонаторов со сферическим профилем зеркал позволяют сформулировать следующие рекомендации по проектированию эталонов частоты для миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов:

1. Наиболее целесообразно использовать неконфокальную конструкцию открытого резонатора со сферическим профилем зеркал (см. § 3.1). При отступлении от конфокальности относительное расстояние между зеркалами $\nu = d/b$ следует брать в пределах:

$$\nu = 0,7 - 0,95; \quad \nu = 1,05 - 1,3.$$

Из этих соображений выбирается диапазон перестройки.

2. Добротность Q_0 при $\nu < 1$ увеличивается с увеличением d и может достигать при слабой связи с нагрузкой ($\delta_{св} \approx 10^{-3}$) и хорошей обработке проводящей поверхности зеркал ($\Delta = 0,001\lambda$) значительных величин, примерно $10^5 - 10^6$.

3. Если элементы связи выполняются в виде плавных переходов волноводов на щель, то для правильного выбора параметров C_0 и ν в диапазоне перестройки можно воспользоваться экспериментальными кривыми для коэффициента передачи, приведенными в гл. 3 (рис. 3.13). Выбирают такие C_0 и ν , при которых коэффициент передачи изменяется плавно при изменении расстояния между зеркалами.

4. Толщина серебряного покрытия зеркал может составлять примерно 1—5 мкм (Класс чистоты обработки поверхности зеркал 13.)

5. При длине волны $\lambda = 0,6$ мм и короче предпочтительнее использовать детекторы на базе монокристаллического сурьмянистого индия. На более длинных волнах можно применять поликристаллические пленки кремния на графитовой основе.

6. Внешние дестабилизирующие факторы сильнее всего влияют на величину диэлектрической постоянной ϵ , поэтому эталоны частоты необходимо вакуумировать. В этом случае для перестройки могут использоваться сильфонные конструкции. Наряду с улучшением эталонности вакуумирование повышает добротность, что весьма важно, особенно для эталонов субмиллиметрового диапазона.

Чтобы улучшить ТКЧ резонатора, необходимо для изготовления его элементов использовать материалы с малым ТКЛ (плавленный кварц, суперинвар).

Для обеспечения нестabilityности частоты эталона примерно 10^{-7} (при вакуумировании) точность поддержания температуры в термостате должна быть не хуже $0,1^\circ$.

Толщину рефлекторов и способ их крепления следует выбирать так, чтобы не происходила деформация апертуры.

7. Если требуется уменьшить добротность резонатора или увеличить подавление высших мод, можно воспользоваться диафрагмами из поглощающего материала.

Для коротковолновой части субмиллиметрового диапазона радиоволн могут быть рекомендованы методы возбуждения и связи с нагрузкой через полупрозрачные зеркала и с помощью тонких диэлектрических пленок. Вакуумирование эталонов частоты является в этих случаях обязательным вследствие большой величины поглощения радиоволн в атмосфере.

1.7. ПРИМЕНЕНИЕ АПЧ ДЛЯ СТАБИЛИЗАЦИИ ЧАСТОТЫ В ДЛИННОВОЛНОВОЙ ЧАСТИ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Автоматическая подстройка частоты ЛОВ-1 (см. табл. 1.5) по пассивному эталону при длине волны $\lambda = 0,8$ мм обеспечивает кратковременную нестabilityность частоты выше 10^{-6} при полосах схватывания и удержания соответственно 50—200 Мгц и 3—8 Ггц. Ухудшение долговременной стабильности частоты в основном обусловлено изменением параметров открытого резонатора под воздействием температуры и влажности. Изготовление деталей резонатора из суперинвара и вакуумирование эталона частоты повышают долговременную стабильность частоты.

Изменение мощности по диапазону весьма отрицательно сказывается на работе АПЧ, сужая полосы схватывания и удержания.

В качестве примера приведем описание измерительного передающего устройства, работающего на частоте $f \approx \approx 400$ Ггц [110].

Функциональная схема устройства изображена на рис. 1.47. Применение гетеродинного частотомера для установки, контроля и точного отсчета частоты генерируемых

минимальной пульсации с частотой сети $\Delta U_{II} \leq 20$ мв. Высоковольтный выпрямитель изолирован от корпуса, и в разрыв цепи плюс выпрямителя — корпус включен управляющий элемент системы АПЧ, который представляет собой усилитель постоянного тока с глубокой отрицательной обратной связью. Пределы линейного регулирования частоты составляют ∓ 6 Гц ($\pm \Delta U_{\gamma} = \mp 110$ в). Частотная модуляция с девиацией $\Delta f_{д} \approx 1$ Мгц осуществляется с помощью высоковольтного трансформатора Tr , включенного в коллекторную цепь ЛОВ.

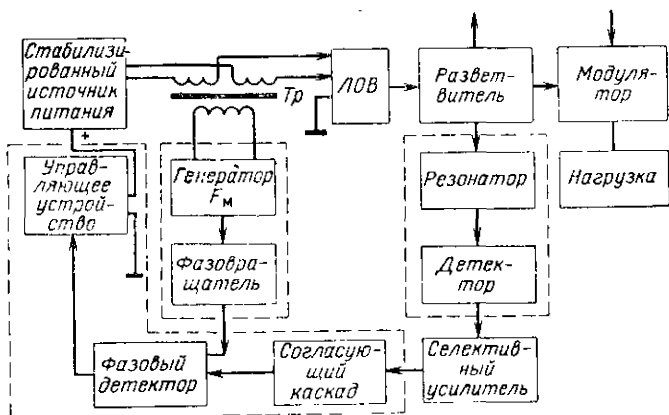


Рис. 1.48. Блок-схема системы АПЧ передатчика с частотной модуляцией генератора.

Принципиальная схема высокочастотной части передатчика изображена на рис. 1.49, а конструкция (без антенны) — на рис. 1.50. Лампа обратной волны L_1 помещена в магнитное поле постоянного магнита. Юстировочное устройство $Ю$, смонтированное на полюсах магнита, позволяет выбирать оптимальную ориентацию фокусирующего поля. Треть мощности с разветвителя $Э_1$ поступает на вход открытого резонатора $Э_2$, а десятая часть — на гетеродинный частотомер.

Детектор размещен в корпусе резонатора (эталона частоты). Элементы конструкции резонатора изготовлены из суперинвара. Перестройка осуществляется микрометрическим винтом. Вариант конструкции перестраиваемого пассивного эталона с двумя элементами связи показан на рис. 1.51.

Частотная модуляция генератора производится с частотой $F_{м} = 50$ кгц. Общий коэффициент передачи резонансного селективного усилителя, согласующих каскадов и фазового детектора $K_{\Sigma} \approx \approx 5 \cdot 10^6$.

Крутизна характеристики дискриминатора с учетом суммарного усиления равна $S_{д} = 2,3 \frac{в}{Мгц}$. Система АПЧ обеспечивает коэффи-

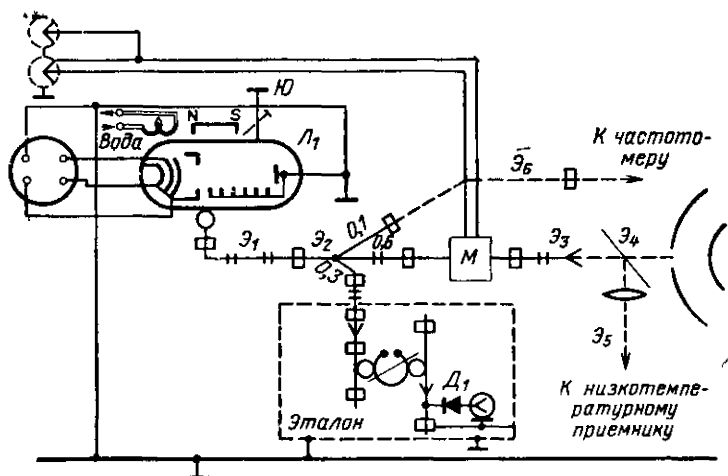


Рис. 1.49. Принципиальная схема высокочастотного блока измерительного передатчика.

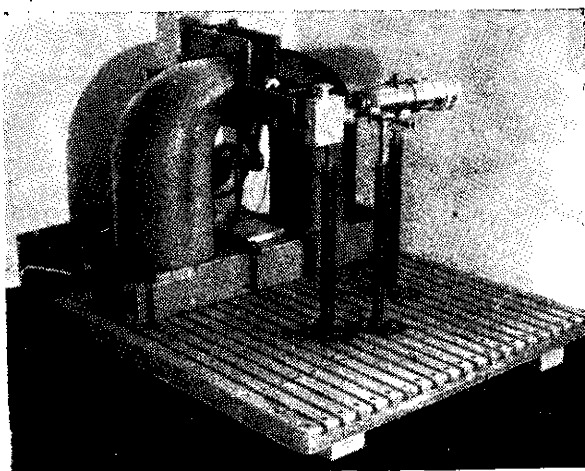


Рис. 1.50. Высокочастотный блок измерительного передатчика.

цент стабилизации $K_{АПЧ} \geq 1000$ при полосах схватывания и удержания в рабочем диапазоне соответственно 70—160 Мгц и 3—8 Ггц. Кратковременная нестабильность средней частоты при этом менее 10^{-5} .

Конструктивно источник питания ЛОВ и низкочастотная часть системы АПЧ выполнены в виде отдельной стойки.

С выхода разветвителя энергия поступает на полупроводниковый модулятор M (см. рис. 1.49).

Принцип действия модулятора основан на использовании модуляции проводимости полупроводника путем инжекции неравновесных неосновных носителей с помощью p - n перехода.

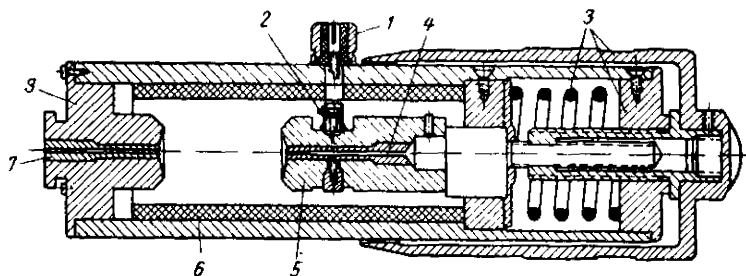


Рис. 1.51. Конструкция перестраиваемого пассивного эталона с двумя элементами связи.

1—детали разъема; 2—узел детектора; 3—элементы системы перестройки; 4—волновод; 5—основа подвижного зеркала; 6—поглотитель; 7—волновод; 8—основа неподвижного зеркала.

Модулятор обеспечивает глубину модуляции $m \geq 80\%$ на частотах $F_M \geq 10$ кгц при управляющем токе $I_y \leq 30$ ма. Начальные потери модулятора составляют около 2,5 дб.

С помощью рупорных облучателей формируется диаграмма направленности шириной 2—5°.

Потери в рупорах и одноволновом фильтре составляют около 2 дб. Небольшая часть энергии (0,1%) с помощью полистироловой пленки Э₄ посылается на фокусирующую линзу низкотемпературного контрольного приемника.

Все элементы волноводной линии передачи выполнены на базе волноводов повышенного сечения — $2,4 \times 1,2$ мм.

Суммарные потери в линии передачи составляют примерно 10 дб.

Антенное устройство представляет собой двухзеркальную систему из большого параболического и малого гиперболического зеркал с диаметрами соответственно $D_1 = 950$ мм ($F = 364$ мм) и $d = 95$ мм. Ориентация антенны производится с помощью юстировочного устройства.

Установка, контроль и отсчет частоты осуществляются с помощью гетеродинного частотомера, описанного в гл. 6.

Передачик характеризуется следующими данными: — диапазон волн $\lambda = 1,2—0,73$ мм;

- излучаемая мощность $P_{\text{изл}} = 1 \text{ мвт}$;
- нестабильность частоты $\approx 5 \cdot 10^{-5}$;
- нестабильность мощности $\frac{\Delta P}{P_{\text{изл}}} \approx 1\%$;
- вспомогательная девиация $\Delta f_{\text{д}} \approx 1 \text{ Мгц}$;
- частота амплитудной модуляции $F_{\text{м}} \approx 10 \text{ кгц}$;
- глубина амплитудной модуляции $m \approx 80\%$;
- ширина диаграммы направленности антенны всей системы на уровне $0,5 \theta \approx 7,5'$.

Повышенная стабильность частоты обусловила улучшение стабильности мощности.

Передатчик может работать совместно с низкотемпературным приемником, использующим детектор на сурьмянистом индии.

Вакуумирование и термостатирование эталона, осуществление модуляции настройки его частоты позволяют улучшить параметры передатчика подобного класса, повысить стабильность частоты и значительно расширить области его применения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шевчик В. И. Основы электроники сверхвысоких частот. Изд-во Советское радио», 1959.
2. «Миллиметровые и субмиллиметровые волны». Под ред. Р. Г. Мирманова. Изд-во иностранной литературы, 1959.
3. Девятков Н. Д., Голант М. Б. Пути развития электронных приборов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волны. «Радиотехника и электроника», 1967, т. XII, № 11, стр. 1973—1988.
4. Жаботинский М. Е. Молекулярные генераторы и усилители. Госэнергоиздат, 1958.
5. «Лазеры». Сб. под ред. М. Е. Жаботинского и Т. А. Шамова. Изд-во иностранной литературы, 1963.
6. Файн В. М., Ханин Я. И. Квантовая радиофизика. Изд-во «Советское радио», 1963.
7. Геккер И. Р., Юрьев В. И. Субмиллиметровые волны, Госэнергоиздат, 1961.
8. Coleman P. D. State of the art: background and recent development-millimeter and submillimeter waves. IEEE Trans., 1963, Sept., MTT-11, № 5, p. 271—283.
9. Shergalis, Laurence D. Millimeter waves, Electronics, 1961, v. 35, № 41.
10. Yeu Ta. Generation des ondes millimetriques et Submillimetriques. Tubes pour hiperfrequences. Traveaux du 5-e Congress International, Paris, 1964.
11. Голант М. Б. и др. Серия широкодиапазонных генераторов малой мощности миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн. «Приборы и техника эксперимента». 1965, № 4, стр. 136—139.
12. Виноградов Е. А., Дьяков Е. М., Ирисова М. А. ЖЭТФ (письма в редакцию), 1965, т. 2, № 7, стр. 323.
13. «Радиотехника за рубежом», 1965, вып. 46, стр. 10—14 (EDN, 1965, IX, № 11, стр. 122—129).

14. Новоселец В. И. Спектральное распределение шумов ламп обратной волны типа О. «Вопросы радиоэлектроники», 1960, сер. 1, вып. 10, 12.
15. Голант М. Б. и др. Начало взаимного перекрытия диапазонов, осваиваемых лазерами и лампами обратной волны. «Радиотехника и электроника», 1966, т. 11, № 7, стр. 1321—1322.
16. Бернашевский Г. А., Богданов Е. В., Кислов В. Я., Чернов З. С. Плазменные и электронные усилители и генераторы СВЧ. Изд-во «Советское радио», 1965.
17. Swartz G. A. New millimeter Wave Device-Beam Plasma Amplifier. Electronics, 1963, № 45.
18. Ohl R. S., Budenstein P. P., Burrus C. A. Improved diode for the harmonic generation of millimeter and submillimeter waves. Rev. Sci. Instr., Sept., 1959, v. 30, p. 765.
19. Ihonson C. M., Slager D. M., King D. D. Rev. Sci. Instr., 1945, March 25.
20. Gordy W., Smith W. V., Trambarulo R. F. Microwave Spectroscopy, J. Mily., Sons, Inc., New-York, 1953.
21. Page C. H. Harmonic generation with ideal rectifiers. Proc. IRE, 1958, v. 46.
22. Gordy W., King W. C. Submillimeter Wave Spectroscopy. Phys. Rev., 1954, v. 93, № 4, Febr. 15.
23. Bauer R. J., Cohn M., Cotton J. M., Paschard Jr. R. F. Millimeter Wave Semiconductor diode Detectors, Mixers and Frequency Multipliers. Proc. IEEE, 1966, v. 54, № 4.
24. Charles A., Burres Jr. Millimeter-wave. Point-Contact and junction Diodes. Proc. IEEE, 1966, v. 54, № 4.
25. Froome K. D. Microwave harmonic generator Capable of frequencies in excess of 600 Gc/S. Phys., Rev., 1962, v. 193, March, 24.
26. Кнапп Р. Н., Мартин Д. Н. Submillimeter Spectroscopy Using Froome Harmonic Generator. Proc. IEEE, 1966, v. 54, № 4.
27. Таунс Ч., Шавлов Р. Радиоспектроскопия. Изд-во иностранной литературы, 1959.
28. Gardy V., Cowan M. Propose molecular amplifier and coherent generator for millimeter and Submillimeter waves, J. Appl. Phys., 1961, v. 34, № 5.
29. Варнес Ф. С. Квантово-механические устройства и миллиметровые волны. Proc. IEEE, 1963, v. 51, № 1.
30. Saul M., Bergman. Submillimeter wave maser. J. Appl. Phys., 1960, v. 31, № 2, p. 275.
31. Жаботинский М. Е., Золин В. Ф. Молекулярные генераторы на галогеноводородах. «Радиотехника и электроника», 1959, т. 4, вып. 11.
32. Hadded G. I., Krumm C. F. Puramagnetic materials for millimeter and Submillimeter-wave detection. Presented at the Boulder millimeter and Far Infrared Conference, Estes Park, Cola, August, 1965.
33. Akitt D. P., Jeffers W. Q., Coleman P. D. Water Vapon Gas Laser Operating at 118-microns wavelength. Proc. IEEE, 1966, v. 54, № 4.

34. Gabbic H. A., Stone N. W. B., Findlay F. D. A stimulated emission sources at 0,34 millimeter wave length. Nature, 1964, May 16.
35. Mc. Farlane R. A., Eause W. L., Patel C. K. N. Gas maser operation at wavelenghs out to 28 microns. Quantum Electronics III, N. V. Columbia v. p. 1964, 571.
36. Flesher G. T., Miller W. M. Submillimeter Gas Laser. Proc. IEEE, 1966, v. 54, № 4.
37. Crocher A., Gebbie H. A., Vinmit M. T., Mathios L. E. S. Stimulated emission in the far infrared. Nature, 1964, v. 201.
38. Mathias L. E. S., Crocher A. Stimulated emisias the far infrared from water vapor and deuterium oxide discharges. Phys. Letters, 1964, v. 13—1, Nov. 1, p. 35—36.
39. Дюбко С. Ф., Свич В. А., Валитов Р. А. Субмиллиметровый газовый лазер непрерывного действия. Письма в редакцию ЖЭТФ, 1967, т. 6, вып. 3.
40. Fontana J. R., Pantell R. H. Теоретическое рассмотрение задачи генерирования миллиметровых и субмиллиметровых волн путем смещения оптических частот. Electronics, 1962, v. 56, № 8.
41. Pantell R. H. General power relationship for positive and negative nonlinear resistive elements. Proc. IRE, 1958, v. 46.
42. Dusing J., Blembergen M. Influence of finite cross section and divergence of laser Beams in lighth mixing experiments. Submitted to Appl. Phys., 1962, Nov.
43. Янсон И. К., Свистунов В. М., Дмитренко И. М. Экспериментальное наблюдение туннельного эффекта для куперовских пар с излучением фотонов. ЖЭТФ, 1965, т. 15, март.
44. Langenberg D. H., Scalapino D. J., Taylor V. N. Josephson Type Superconducting Tunnel junctions as Generators of microwave and submillimeter wave Radiation. Proc. IEEE, 1966, v. 54, № 4.
45. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. Ю. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. «Известия вузов СССР», Радиофизика, 1967, т. X, № 9—10.
46. Гапонов А. В. «Известия вузов СССР», Радиофизика, 1959, т. 2, № 3, стр. 450.
47. Schneider. Phys. Rev. Letters, 1959, 2, № 12, 504.
48. Гапонов А. В. «Известия вузов СССР», Радиофизика, 1960, № 1.
49. Pantell R. H. Proc. IRE, 1946, v. 47, № 6. Show K. K., Pantell R. H. Proc. IRE, 1960, v. 48, № 11.
50. Тетельбаум С. И. и др. Про один випадок руху електронних зарядів у електромагнітному полі. Доповіді АН УРСР, 1953, т. 6.
51. Гапонов А. В. и др. Индуцированное излучение электронов в полых резонаторах. Письма в редакцию ЖЭТФ, т. II, вып. 9, 1 ноября 1965.

52. Bott I. B. Tunable of millimeter and Submillimeter Electromagnetic Radiation. Proc. of the IEEE, 1964, v. 52, № 3.
- Bott I. B. Phys. Letters, 1965, v. 14, № 4, p. 293.
53. Schzier R. L., Johnson C. C. Proc. IEEE, 1966, v. 54, № 12.
54. Гинзбург В. Л. ДАН СССР, 1947, т. 56, № 3.
55. Гинзбург В. Л. «Известия АН СССР», сер. Физика, 1947, т. 11, № 2.
56. Джелли Дж. Черенковское излучение и его применение. Изд-во иностранной литературы, 1960.
57. Hoping W. Submillimeter Cherenkov wave Generation Solids. Proc. IEEE, 1965, v. 53, № 2, Febr.
58. Tredcu E. B. The Two-Cone Open Resonator. Proc. IEEE, 1966, v. 54, № 4.
59. Motz H. «Эффект Черенкова и излучение ондулятора». Trans. IRE, 1956, № 3.
60. Coleman P. D., Siskis M. D. Гармодотрон — прибор, использующий гармоники пучка и высшие типы волн для генерирования миллиметровых и субмиллиметровых колебаний. J. Appl. Phys 1955, v. 26, № 11.
61. Sells V., Choо F. C., Браппен Е. Ф., Фроелич Н. Р. Генерирование миллиметровых волн с помощью микротрона с прямолинейными промежутками. Proc. IEEE, 1966, v. 54, № 4.
62. Kaufman I., Coleman P. D. Конструирование и оценка ребатрона для диапазона 10 см. J. Appl. Phys., 1957, v. 28, № 9.
63. Обзор сообщений зимней сессии Американского института инженеров-электриков. Electronics, 1962, № 7.
64. Froelich H. R., Brauppen E. A racetrack microtron for millimeter and submillimeter wave generation. IEEE Trans. on microwave Theory and Techniques, 1963, v. MTT-1, Sept.
65. Бычков С. И., Буренин Н. И., Сафаров Р. Т. Стабилизация частоты генераторов СВЧ. Изд-во «Советское радио», 1962.
66. Krein K. M., Villicers E. Метод изготовления объемного резонатора сантиметрового диапазона, нечувствительного к атмосферному давлению и температуре. Rev. Sc. Instr., 1957, v. 28, № 8.
67. Нейман М. С. О некоторых особенностях применения метода принудительной синхронизации частоты автогенераторов обратной волны. «Известия вузов СССР», Радиоэлектроника, 1958, № 3.
68. Рапопорт Г. И. Приближенный анализ синхронизации автоколебаний ЛОВ типа О слабым сигналом. «Радиотехника и электроника», 1964, № 1.
69. «Вестник Московского университета». Физика, Астрономия, 1961, с. III, № 2.
70. «Об использовании полупроводниковых диодов для умножения частоты в диапазоне СВЧ». Обзоры состояния отдельных вопросов радиоэлектроники, 1961, № 25.
71. Stranch R. G., Miesch R. A., Supp R. E. Submillimeter wave harmonic mixing. IEEE Trans. of microwave and Techn., 1965, v. TTT-13, Nov.

72. Капладов М. Р., Левин В. А. Автоматическая подстройка частоты. Госэнергоиздат, 1962.
73. Немировский М. С. Помехоустойчивость системы ФАП, «Вопросы радиоэлектроники», 1966, сер. X, вып. 1.
74. Белкин А. П. Действие помех на систему автоматической подстройки частоты. «Научные доклады высшей школы». «Радиотехника и электроника», 1958, № 3.
75. Шахгильдян В. В., Ляховкин А. Л. Фазовая автоподстройка частоты. Изд-во «Связь», 1966.
76. Гинзтон Э. А. Измерения на сантиметровых волнах. Изд-во иностранной литературы, 1960.
77. Попов Е. И. Радиометры субмиллиметрового диапазона с приемным элементом из сурьмянистого индия. «Известия вузов», Радиофизика, 1965, т. VIII, № 5.
78. Agams F., Allen C., Peutava B., Send E. Millimeter mixing and Detection in Bulk InSb. Proc. IEEE, 1966, v. 54, № 4.
79. Басов Н. Г., Карлов Н. В. О широкополосном резонаторе с квантовым преобразователем спектра. «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, апрель.
80. Krumm C. F., Haddad G. T. Millimeter and Submillimeterwave Quantum Detectors. Proc. IEEE, 1966, v. 54, № 4.
81. Nosek J., Šternice B. Slabobproudny Obzor, 1959, v. 11, № 11.
82. Андерсон, Бейкер, Рамзей. Многолучевые молекулярные пучки. «Приборы для научных исследований», 1965, т. 36, № 1.
83. Lamont H. R. L., Nichen E. Brit. J. Appl. Phys., 1952, v. 3., № 6.
84. Aploe L. H., Pedda J. L. Laser Phase-Locked Loop. Proc. IEEE, 1965, v. 53, № 2.
85. Phys. Letter, 1963, № 4.; Appl. Opt., 1964, № 3. J. Appl. Opt., 1965, v. 4, № 12.
86. Белов Н. Г., Летохов В. С. Оптические стандарты частоты. «Успехи физических наук», 1968, т. 96, вып. 4.
87. «Частотные и фазовые дискриминаторы» (библиографический указатель № 1107), 1960.
88. Левин В. А. Критерий оценки работы частотного дискриминатора в системе ЧАП. «Вопросы радиоэлектроники», 1965, сер. X, вып. 5.
89. Фельдбаум А. Электрические системы автоматического регулирования. Оборонгиз, 1957.
90. Перов В. П. Расчет радиолокационных следящих систем с учетом случайных воздействий. Судпромгиз, 1961.
91. Пугачев В. С. Теория случайных функций и ее применение к задачам автоматического управления. Физматгиз, 1966.
92. Ларьков В. А., Тихонов В. И. Экспериментальные исследования работы АПЧ при наличии шума. «Электросвязь», 1961, № 11.
93. Калмыков В. Б. Расчет электронных систем АПЧ по принимаемому сигналу при наличии эффекта запаздывания. «Вопросы радиоэлектроники», 1965, сер. XII, вып. 18.

94. Анисимова Ю. В., Бернашевский Г. А., Выставкин А. Н., Лэнлизе Л. Г. Исследование в миллиметровом диапазоне волноводных излучателей, возбужденных релятивистским электронным потоком. «Радиотехника и электроника», 1960, № 5, 6.

95. Two advances speeding 10 *mc* klystron tube. Electron News, 1965, 10.

96. Тетельбаум С. И. Фазохронный генератор обратной волны. «Радиотехника и электроника», 1957, т. 2, № 6.

97. Heunisch H. Der Resonanz Rückwärtswellen oscillator ein Generator für Mikrowellen. Archiv der elektrischen Übertragung, 1960, Dez., Bd. 14, H. 12.

98. Русин Ф. С., Богомолов Г. Д. Генерация электромагнитных колебаний в открытом резонаторе. ЖЭТФ. Письма в редакцию, т. IV, вып. 6, 15 сек. 1966.

99. Schulten G. Simple molecular Frequency standards for millimeter waves. Microwave J., 1967., v. 10, № 12.

100. V. Iregan B. B., Kupers W. Experimental C. W. Klystron multipolier for Submillimetric waves. Philips, 1965, v. 20, № 4, p. 462—468.

101. Мельников А. И. и др. Прессованные катоды на основе алюминатов и вольфрамов бария-кальция «Известия АН СССР», сер. Физика, т. 22, 1958.

102. «Электроника больших мощностей». Изд-во «Наука», 1968, № 5.

103. Sorland J. A., GaAs bulck oscillators stir millimeter waves. Electronics, 1967, № 12.

104. Волков А. Ф., Коган Ш. М. Физические явления в полупроводниках с дифференциальной проводимостью. «Успехи физических наук», 1968, т. 96, вып. 4.

105. Таггер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. Изд-во «Советское радио», 1968.

106. Bowman L., Burgess C. Pulsed Silicon *p-n* junction avalanche oscillators for the 0,9-to 20 mm band. IEEE Trans., v. ED-14, 1967, № 8.

107. Новый вид СВЧ колебаний в арсениде галлия. Electronics, 1967, v. 40, № 25.

108. Sells V., Choо F. C., Brannen E., Froelich. Generation of Submillimeter Radiation by a Racetrack microtron Beam in a Fabry — Perot Resonator. Proc. IEEE, 1967, v. 55, № 5.

109. Дюбко С. Ф., Свич В. А., Валитов Р. А. Субмиллиметровый лазер на SO₂, генерирующий на волнах 0,141 и 0,193 мм. Письма в редакцию ЖЭТФ, 1968, т. 7, вып. 11.

110. Бабкин Ю. С., Валитов Р. А., Дюбко С. Ф., Кузьмичев В. М., Макаренко Б. И., Соколов А. В., Свич В. А., Строганов Л. И., Шмитд В. В. Аппаратура для исследования распространения радиоволн субмиллиметрового диапазона. «Приборы и техника эксперимента», 1968, № 1.

ПРИЕМНИКИ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

В спектре электромагнитных колебаний субмиллиметровые волны занимают участок от 1 до 0,1 мм, т. е. с одной стороны они примыкают к миллиметровому диапазону длин волн, а с другой — к инфракрасному и видимому. Поэтому для индикации излучения в диапазоне субмиллиметровых волн используются как радиотехнические методы, так и методы, применяемые в оптических диапазонах. Однако ввиду особенностей субмиллиметрового диапазона и радиотехнические и оптические методы имеют в нем определенные ограничения, которые следует рассмотреть на конкретных типах детекторов.

2.1. ДЕТЕКТОРЫ С ТОЧЕЧНЫМ КОНТАКТОМ

Современные полупроводниковые диоды с точечным контактом являются весьма чувствительными, простыми и быстродействующими детекторными устройствами. И хотя для длин волн короче 1 см параметры точечных диодов ухудшаются, эти диоды еще используются в качестве видеодетекторов и смесителей до длин волн примерно 0,3 мм.

Диоды изготавливаются путем создания выпрямляющего контакта между заостренной металлической иглой и поверхностью полупроводника.

В общем случае контактное усилие выбирается настолько малым, насколько позволяет механическая стабильность.

Малая площадь контакта особенно важна для детекторов субмиллиметрового диапазона, где необходимо получить минимальные емкости перехода. Предельная частота диода зависит как от площади перехода, так и от свойств полупроводника. Исследования показали, что чем выше проводимость вещества, тем короче длина волны, на которой начинают резко ухудшаться свойства детектора. Проводимость полупроводника повышается с увеличением по-

всей видимости, технологическими трудностями при изготовлении детекторов для столь малых сечений волноводов ($0,5 \times 0,2$ мм и меньше).

Конструкции видеодетекторов в общем примерно одинаковы. Выпрямляющий контакт располагают в отрезке одноволнового волновода так, чтобы взаимодействие его

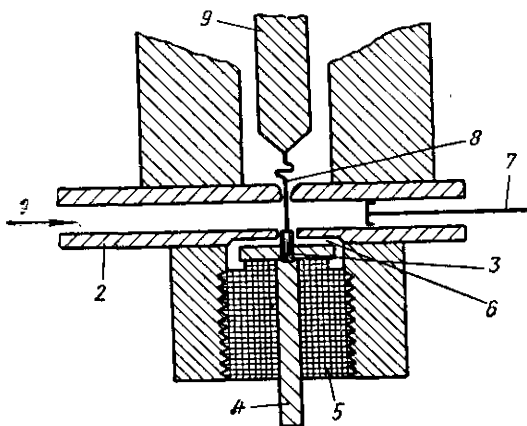


Рис. 2.1. Схематическое изображение детекторной головки субмиллиметрового диапазона:

1—входной сигнал; 2—волновод; 3—полупроводник; 4—металлический замыкатель; 5—изолятор; 6—шунтирующий конденсатор; 7—поршень; 8—металлическая контактная игла; 9—держатель с микрометрическим винтом.

с полем было максимальным. Металлическая игла и полупроводник приводятся в соприкосновение при помощи дифференциального или обычного винта.

Видеосигнал через коаксиальный вывод снимается с незаземленной части диода. Иногда детекторную головку снабжают короткозамыкающим настроечным поршнем. Один из возможных вариантов конструктивного оформления детектора субмиллиметрового диапазона показан на рис. 2.1

Детекторы «разового» применения бывают обычно герметизированными и не имеют органов настройки. Для лабораторных исследований, как правило, изготавливаются разборные детекторы, допускающие возможность смены иглы и полупроводника, а также многократного выбора рабочей точки с максимальной чувствительностью.

В детекторах на диапазон волн 0,5 мм и короче нет возможности разместить пружинящий изгиб внутри волновода, поэтому он вынесен наружу. Игла вводится в волновод через малое отверстие в широкой стенке волновода.

Схематическое устройство видеодетектора на диапазон волн 0,5 мм, разработанного в Харьковском государственном университете, показано на рис. 2.2, а его внешний вид — на рис. 2.3.

Как быстродействующие нелинейные элементы полупроводниковые диоды могут использоваться в качестве смесителей супергетеродинных приемников субмиллиметрового диапазона. Основным недостатком супергетеродинного приемника субмиллиметрового диапазона состоит в том, что для него требуется дополнительный весьма стабильный по частоте источник мощности рабочего диапазона.

Важнейшими характеристиками детектора, работающего в качестве смесителя, является эффективность преобразо-

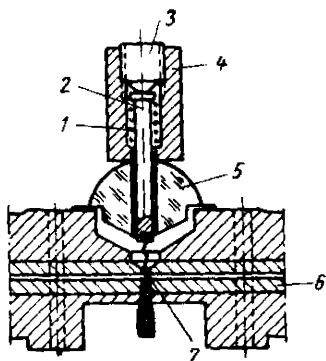


Рис. 2.2. Конструкция детектора:

1 — пружина; 2 — шток с иглой; 3 — настроечный винт; 4 — стакан; 5 — изолятор (стекло); 6 — волновод; 7 — полупроводниковый материал.

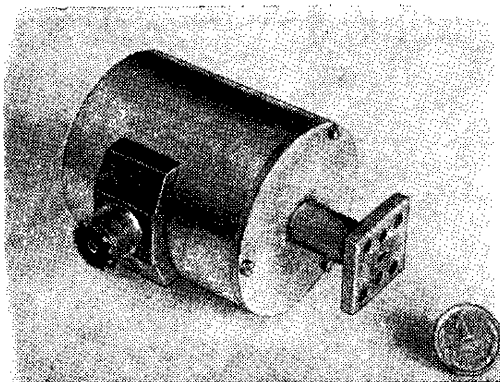


Рис. 2.3. Внешний вид детекторного узла.

вания и уровень шумов. Минимальная мощность сигнала, которая может быть обнаружена с помощью супергетеродинной схемы, равна

$$P_{\text{мин}} = NkT\Delta f, \quad (2.1)$$

где $kT = 4 \cdot 10^{-21} \text{ вт/гц}$ (при комнатной температуре);

Δf — полоса пропускания;

N — коэффициент шума преобразователя, определяемый, как

$$N = \frac{N_{\text{пч}} + t - 1}{G}.$$

Здесь $N_{\text{пч}}$ — коэффициент шума усилителя промежуточной частоты; t — относительные шумы преобразователя и G — эффективность преобразования.

Эффективность преобразования определяется как отношение мощности, поступающей в цепь промежуточной частоты, к мощности сигнала высокой частоты.

Идеальный супергетеродинный приемник имел бы ЭМШ, равную $4 \cdot 10^{-21} \text{ вт}$. К сожалению, в диапазоне субмиллиметровых волн приблизиться к таким значениям ЭМШ супергетеродинного приемника невозможно, так как с укорочением длины волны растет энергия кванта, а необходимым условием работы супергетеродина является когерентность излучения. Поэтому такой приемник способен обнаруживать лишь группы квантов. Полагая число квантов в группе 10^3 , Патли [6] приводит следующие предельные значения ЭМШ для супергетеродинного приемника в зависимости от длины волны:

| λ , мм | ЭМШ, вт |
|----------------|--------------------|
| 10 | $4 \cdot 10^{-21}$ |
| 1 | $2 \cdot 10^{-18}$ |
| 0,1 | $2 \cdot 10^{-17}$ |

Мереди и Уорнер в диапазоне 2 мм получили ЭМШ супергетеродинного приемника $7 \cdot 10^{-15} \text{ вт}$ в пересчете на полосу 1 гц [4]. Впервые обширные сведения о смесителях субмиллиметрового диапазона на точечных диодах представили Бауер и др. [5]. Приведем некоторые данные из этой работы. На рис. 2.4 показана зависимость потерь преобразования на первой гармонике для смесителя из арсе-

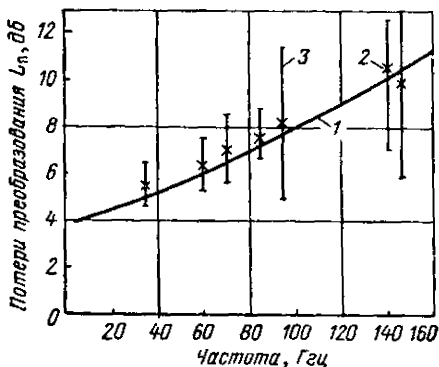


Рис. 2.4. Зависимость потерь преобразования от частоты:

1—расчетная кривая; 2—усредненные экспериментальные значения (крестики); 3—разброс экспериментальных значений.

нида галлия от частоты. При малых уровнях мощности гетеродина потери преобразования сильно зависят от напряжения смещения, прикладываемого к смесителю в прямом направлении (рис. 2.5). Диоды не выгорали при увеличении мощности гетеродина до 10 мвт в диапазоне 2 мм. Относительные шумы диодного смесителя велики при сравнительно низких значениях первой промежуточной частоты и достигают значений 1,5—1,6 на промежуточной частоте 3 ГГц (рис. 2.6).

Описанные смесители использовались в радиометрах на диапазон 300 ГГц. Определенные косвенным путем потери преобразования на этой частоте составляли 12,5 дб.

Поскольку гетеродин приемника субмиллиметрового диапазона весьма громоздкое, дорогое и ненадежное устройство, то часто оказывается целесообраз-

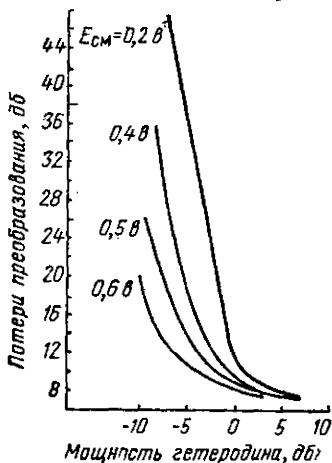


Рис. 2.5. Зависимость потерь преобразования диодного смесителя на основной частоте от величины прямого смещения и мощности гетеродина. Частота гетеродина 94 ГГц, частота сигнала 92 ГГц.

ным в этом диапазоне применять преобразование на высших гармониках сравнительно низкочастотного гетеродина. При этом, естественно, появятся дополнительные потери преобразования.

Конструктивно смесители на гармониках, как и умножители, оформляются в виде волноводного креста так, что мощность гетеродина поступает в волновод большего сече-

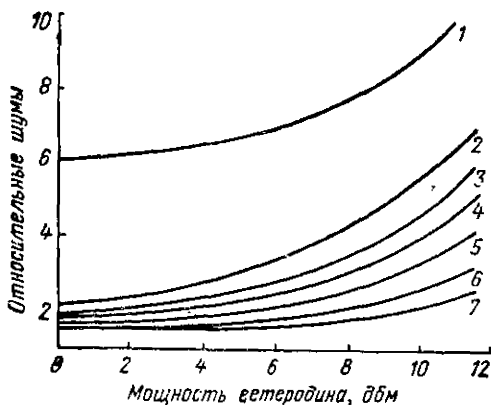


Рис. 2.6. Зависимость относительных шумов смесителя на основной частоте от мощности гетеродина при различных промежуточных частотах $f_{\text{ПЧ}}$ и полосах пропускания Δf ;
 1) $f_{\text{ПЧ}} = 750$ Мгц, $\Delta f = 36$ Мгц; 2) $f_{\text{ПЧ}} = 950$ Мгц;
 3) $f_{\text{ПЧ}} = 1250$ Мгц; 4) $f_{\text{ПЧ}} = 1500$ Мгц; 5) $f_{\text{ПЧ}} = 1750$ Мгц; 6) $f_{\text{ПЧ}} = 2000$ Мгц (для кривых 2—6 $\Delta f = 16$ Мгц); 7) $f_{\text{ПЧ}} = 3000$ Мгц, $\Delta f = 2000$ Мгц.
 Частота гетеродина 94 Ггц, прямое смещение на диод $0,5$ в.

ния, а принимаемый сигнал — в волновод с меньшими размерами. Полупроводниковый кристалл монтируется в широкой стенке сигнального волновода, а металлическая игла является общей для обоих волноводов. Во избежание потерь на стыках часто волноводные элементы смесителей выполняют как одно целое с приемной антенной. Обычно все волноводные элементы смесителей изготавливаются методами гальванического наращивания.

В работе [5] описаны диодные смесители на гармониках. В них применены диоды из арсенида галлия с концентрацией носителей 10^{17} см⁻³, подвижностью 3 000—4 000 см/в·сек

и удельным сопротивлением $0,015 \text{ ом}\cdot\text{см}$. Игла была изготовлена из фосфористой бронзы. После приведения ее в соприкосновение с полупроводниковым материалом на диод подается внешнее напряжение, достаточное для сплавления конца иглы с полупроводниковым материалом. Смесители подвергали герметизации в атмосфере сухого азота во избежание быстрого разрушения арсенидо-галлиевого диода в обычной атмосфере.

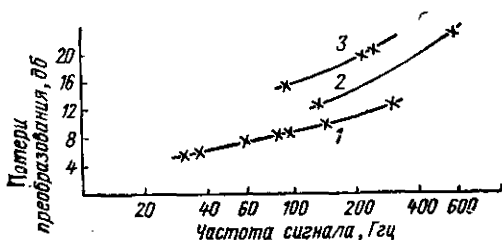


Рис. 2.7. Зависимость потерь преобразования диодного смесителя от частоты (диод арсенидогаллиевый):

кривые 1, 2, 3 относятся соответственно к случаям преобразования на 1-й, 2-й и 3-й гармониках.

При преобразовании на второй гармонике потери преобразования такого смесителя были всего на 3 дБ выше, чем при преобразовании на первой гармонике, а на третьей на 4 дБ выше, чем на второй гармонике [5] (рис. 2.7).

Смеситель, работающий на второй гармонике, с успехом был использован в чувствительном радиометре при частотах порядка 600 Гц [3]. Коэффициент шума радиометра составлял 33,2 дБ.

Потери преобразования смесителя на кремниевом диоде, разработанного в Харьковском университете, приведены на рис. 2.8. Внешний вид этого смесителя изображен на рис. 2.9.

Одним из основных недостатков обычных точечных диодов является нестабильность их характеристик и чувствительность к перегрузкам. Значительно лучшими являются недавно разработанные диоды с «горячими» носителями. Анализ работы и некоторые экспериментальные данные по таким диодам приводят Гаррисон и Цукер [8]. На частоте 70 Гц их диоды обладали чувствительностью 5—10 мВ/мВт. Приборы были испытаны на частотах вплоть до 210 Гц.

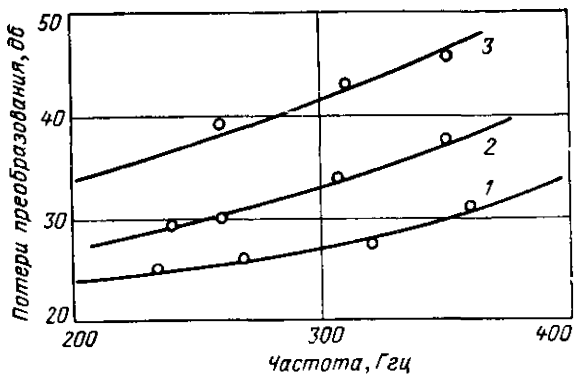


Рис. 2.8. Зависимость потерь преобразования на гармониках для диода из кремния: кривые 1, 2, 3 относятся соответственно к случаям преобразования на 2-й, 3-й и 4-й гармониках.

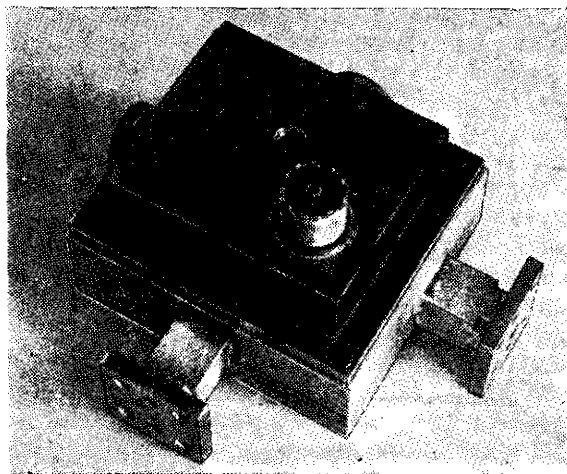


Рис. 2.9. Внешний вид смесительной головки, применяемой в гетеродинном частотомере.

Авторы утверждают, что не было замечено ухудшения чувствительности по мере увеличения частоты. Диоды выдерживали перегрузки, намного превосходящие допустимые уровни для обычных диодов. Предполагается, что чувствительность детекторов будет повышаться с понижением температуры. Никаких сведений о работе таких диодов в субмиллиметровом диапазоне не имеется.

В заключение о приборах субмиллиметрового диапазона с точечной геометрией можно сказать следующее. Чрезвычайно малые размеры и незначительные активные объемы приводят к большим технологическим трудностям. Такие детекторы способны выдерживать очень небольшие мощности. Они частотнозависимы, плохо согласуются с типичными для субмиллиметрового диапазона канализирующими устройствами — лучевыми волноводами, нестабильны во времени и плохо воспроизводимы. Однако чрезвычайно малая инерционность, сравнительно высокая чувствительность, габариты и работоспособность при обычных температурах способствуют широкому использованию этих детекторов по крайней мере в длинноволновом участке субмиллиметровых волн. Очевидно, что успехи в развитии технологии изготовления полупроводниковых приборов будут способствовать улучшению параметров детекторов этого типа.

2.2. ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ

Пироэлектрические детекторы относятся к классу тепловых приемников излучения. Они, как и все тепловые приемники, не обладают избирательностью, их частотная характеристика определяется только свойствами поглощающего слоя. Принцип действия приемника основан на пироэлектрическом эффекте, который состоит в том, что самопроизвольная поляризация некоторых анизотропных твердых тел зависит от температуры. Если температура образца, обладающего пироэффектом, возрастает или снижается, то поляризация уменьшается или увеличивается и на обкладках образованного конденсатора появляются заряды. Знак зарядов зависит от того, в какую сторону изменилась температура. Если же температура образца постоянна, то вследствие нейтрализации заряда свободными зарядами окружающей среды и утечек в объеме образец остается электрически нейтральным.

Пироэлектрический эффект наблюдается у монокристаллов титаната бария, триглицинсульфата, сенетовой соли, турмалина и других веществ, а также у некоторых керамических материалов, например у титаната бария, цирконата титаната свинца и т. п. Ферроэлектрические материалы обладают пироэлектрическим эффектом только в определенном интервале температур. Так, например, керамические материалы из титаната бария при температуре выше точки Кюри (для BaTiO_3 температура точки Кюри $T_K = 120^\circ \text{C}$) не поляризуются. Если образец охлаждать до температур ниже точки Кюри без наложения электрического поля, то возникает структура с хаотическим расположением доменов (диполей), т. е. образец в целом остается электрически нейтральным. При охлаждении же в сильном электрическом поле в образце большое число диполей ориентируется одинаково, вследствие чего возникает сильная поляризация. Эту поляризацию можно снять либо нагреванием образца до температуры точки Кюри, либо воздействием сильного электрического поля противоположного направления.

Термочувствительные образцы имеют обычно вид дисков, стержней, пластинок и т. п. Плоскости образца, перпендикулярные направлению поляризации, металлизируют, получая таким образом электроды для снятия заряда.

Если термочувствительный элемент нагреть, то на его электродах появится заряд

$$\Delta Q = A\rho\Delta T,$$

где A — площадь электродов;

ΔT — изменение температуры;

ρ — пироэлектрический коэффициент.

Зависимость коэффициента ρ от температуры для монокристаллов титаната бария и триглицинсульфата показана на рис. 2.10.

Как видно из этих графиков, в некотором диапазоне температур величина ρ не зависит от температуры. При приближении температуры к точке Кюри пироэлектрический коэффициент резко возрастает, а затем падает до нуля.

О чувствительности пироэлектрических датчиков можно судить из следующего примера. У диска из титаната бария толщиной 1 мм с площадью поверхностей 1 см² при нагревании на 1° С на электродах возникает напряжение примерно 20 в. Для сравнения можно указать термопару медь—

константан, развивающую при таком же перепаде температуры э. д. с. 50 мкв. Таким образом, чувствительность пирозлектрических датчиков по напряжению на 5—6 порядков выше, чем у обычных термопар.

Одной из проблем при использовании пирозлектрических датчиков является измерение напряжения на образце. Если электроды разряжать через нагрузочное сопротивление, возникнет импульс тока, после чего образец вновь

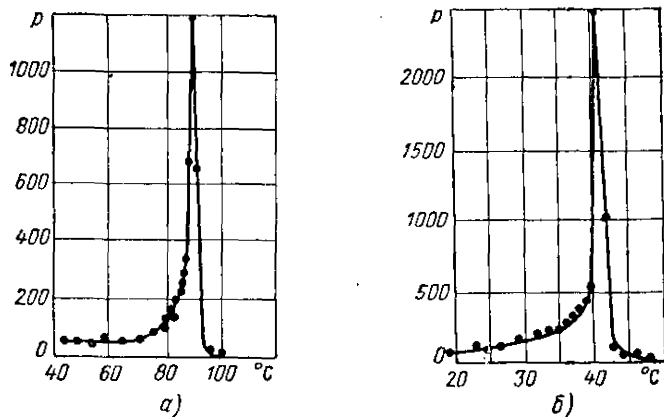


Рис. 2.10. Зависимость пирозлектрического коэффициента ρ , выраженного в единицах системы CGSE, от температуры: а—для монокристаллов титаната бария; б—для триглицинсульфата.

станет электрически нейтральным, несмотря на то, что на него падает поток излучения. Чтобы ток протекал все время, необходимо падающий поток мощности промодулировать. В этом случае в нагрузке возникает ток, величина которого определяется генератором тока

$$I = pA \frac{dT}{dt}.$$

Наряду с большой вольтваттной чувствительностью, пирозлектрические приемники обладают весьма высокой пороговой чувствительностью. Пороговая чувствительность термопар ограничена шумом Джонсона, а в болометрах к этим шумам добавляются еще и токовые шумы. Предельная чувствительность пирозлектрических приемников излучения ограничена в основном уровнем теплового шума,

т. е. малыми случайными флуктуациями температуры около среднего значения.

Конструкция и внешний вид пироэлектрического детектора с волноводным входом показаны на рис. 2.11 и 2.12.

Термочувствительный элемент детектора изготовлен из монокристалла триглицинсульфата. Он представляет собой пластину толщиной 0,2 мм с размерами 6 × 3 мм. Со стороны падающего потока мощности кристалл методом вакуумного распыления покрыт слоем серебра толщиной 300—600 Å и слоем металлической черни. Противоположная сторона покрыта слоем серебра толщиной 1 000—5 000 Å.

Чтобы полоса пропускания была максимальной, а чувствительность не зависела от типа волны, кристалл 1 перекрывает срезанный под углом волновод 8 сечением 1,2 × 2,4 мм. Такой выбор сечения волновода обусловлен соответствующим размером выходного волновода генератора. Кристалл крепят к срезу волновода токопроводящим клеем, изготовленным из мелкого порошка серебра, разведенного на эпоксидной смоле. Этим же клеем к тыльной стороне кристалла приклеивают тонкую серебряную проволочку, предназначенную для снятия заряда.

Уплотняющая шайба 7 (из тефлона) является держателем лепестка, к которому с одной стороны припаивается центральный провод экранированного кабеля, а ко второму — вышеупомянутая проволочка.

После сборки детектор заключают в алюминиевый корпус-экран 6, на дне которого имеется слой силикагеля 9, поглощающего пары воды.

Входной фланец детектора герметизируют обычным методом, принятым для детекторов миллиметрового диапазона длин волн, с той лишь разницей, что слюда заменена тефлоновой пленкой толщиной 0,1 мм.

Герметизация детектора на триглицинсульфате обеспечивает стабильность его работы в течение длительного времени. Разгерметизированный детектор вследствие адсорбции влаги на боковых гранях пироэлектрического кристалла вначале резко увеличивает уровень низкочастотных шумов, а затем вообще может потерять работоспособность.

Окончательным этапом в изготовлении детектора является поляризация пироэлектрического элемента. Для этого на вход детектора подают постоянное напряжение 300 в и медленно подогревают детектор до температуры 50°C, затем охлаждают его до комнатной температуры под напря-

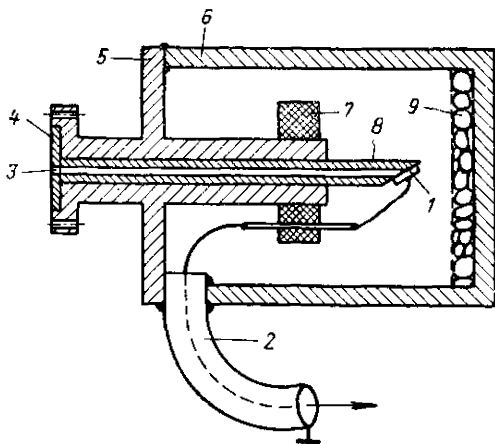


Рис. 2.11. Конструкция волноводного пьезоэлектрического детектора, разработанного в Харьковском госуниверситете:

1—пьезоэлектрический кристалл; 2—экранированный проводящий кабель, подводящий напряжение к катодному повторителю; 3—тефлоновое окно; 4, 7—уплотняющие шайбы; 5—крышка корпуса; 6—корпус; 8—волновод; 9—силикагель.

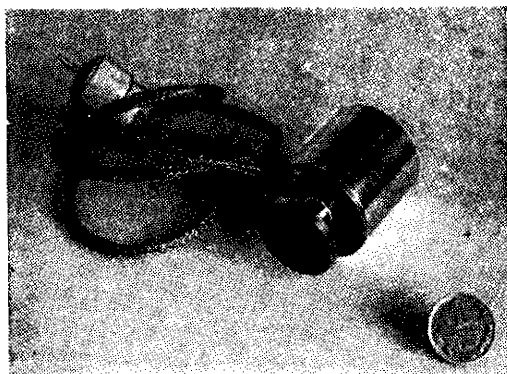


Рис. 2.12. Внешний вид пьезоэлектрического детектора, разработанного в Харьковском госуниверситете.

жением. Описываемый детектор использовался при различных измерениях в диапазоне длин волн 1—0,5 мм совместно с усилителем В6-4. Согласование высокоомного выхода детектора со входом усилителя В6-4 осуществлялось с помощью согласующего усилителя (рис. 2.13). Для модуляции потока применялись как полупроводниковые модуляторы, так и механические.

Зависимость вольтваттной чувствительности одного из таких детекторов от частоты модуляции потока мощности

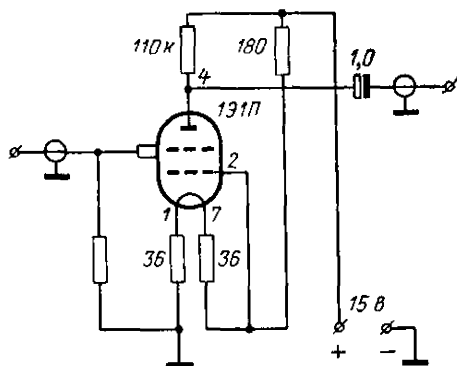


Рис. 2.13. Схема согласующего усилителя, питаемого от аккумулятора напряжением 15 в.

при различных значениях сопротивления нагрузочного резистора показана на рис. 2.14. При больших нагрузочных сопротивлениях чувствительность падает обратно пропорционально частоте модуляции, а при малых — чувствительность уменьшается, но остается постоянной в некотором диапазоне частот модуляции вплоть до предельной частоты, определяемой тепловой постоянной приемника, зависящей от толщины и теплоемкости поглощающего слоя, условий теплоотвода и других факторов.

Линейность детектора проверялась в интервале значений мощности от 100 мквт до 10 мвт. Мощность на входе контролировалась абсолютным калориметром (рис. 2.15). Линейность при малых уровнях мощности не удалось исследовать вследствие большого разброса показаний калориметра. При уровнях мощности 30—50 мвт наблюдается нарушение линейности. Вольтваттная чувствительность

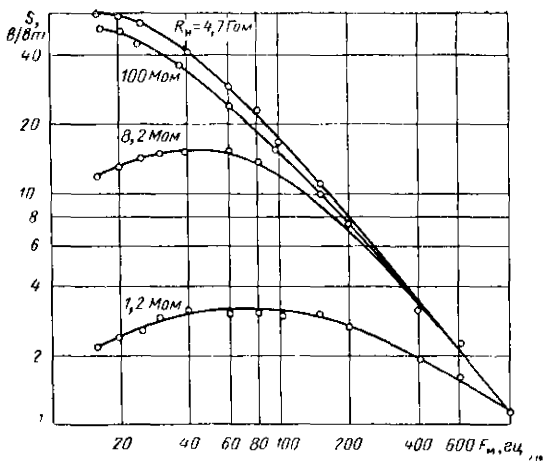


Рис. 2.14. Зависимость вольтваттной чувствительности пироэлектрического детектора от частоты модуляции.

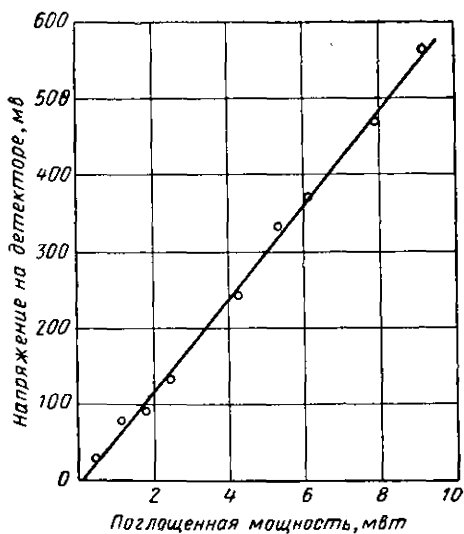


Рис. 2.15. Характеристика линейности пироэлектрического детектора.

индикатора увеличивается при дальнейшем увеличении мощности в соответствии с зависимостью пирозлектрического коэффициента от температуры. При уровнях мощности больше 100 мвт детектор выходит из строя. Для работы с уровнями мощности, превышающими 50 мвт, вместо пластинки триглицинсульфата использовались соответствующих размеров образцы из керамики цирконат-титаната свинца ($T_k = 330^\circ\text{C}$).

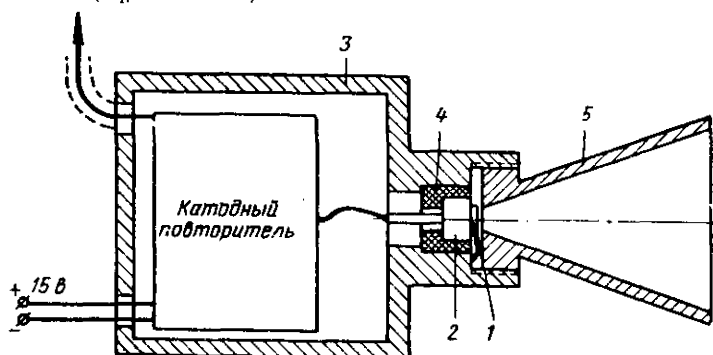


Рис. 2.16. Устройство пирозлектрического детектора для квазиоптических линий:

1 — чувствительный элемент (кристалл); 2 — держатель кристалла; 3 — корпус-экран; 4 — изолятор (тефлоновая втулка); 5 — фокусирующий рупор.

Пороговая чувствительность индикатора совместно с усилителем В6-4 при частоте модуляции 20 гц составляла 10^{-8} вт/гц для триглицинсульфата и $6 \cdot 10^{-8}$ вт/гц для пластинки цирконат-титаната свинца.

Для работы с квантовым генератором субмиллиметрового диапазона был применен пирозлектрический детектор несколько иной конструкции (рис. 2.16). Размеры термочувствительного элемента были $2 \times 2 \times 0,1$ мм, он был укреплен на массивном латунном основании. Излучение на элемент фокусировалось медным полированным конусом.

В этой конструкции приемник и катодный повторитель объединены, что позволило свести к минимуму уровень наводок со стороны сети. Небольшие размеры термочувствительного элемента обеспечили хорошую чувствительность и незначительную инерционность. Прибор работал на частоте модуляции 100 гц. С его помощью был обнаружен ряд линий генерации лазера на парах воды и других газах в диапазоне длин волн 10 — 337 мкм.

2.3. НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Очень перспективными являются работы, проводимые в Англии Патли [9 — 13] и Роллином [14—15], которые создали детекторы миллиметровых и субмиллиметровых волн на основе полупроводникового материала InSb n -типа, охлажденного до температуры кипения жидкого гелия $4,2^\circ \text{K}$. Одновременно подобные работы были начаты и в Советском Союзе. Общие принципы работы детекторов этого типа были

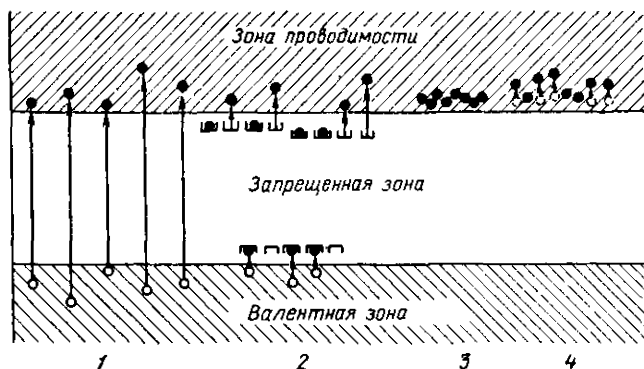


Рис. 2.17. Энергетические уровни в полупроводнике и возможные пути изменения его проводимости:

1 — переход электронов в зону проводимости; 2 — ионизация примесей; 3 — свободные носители в тепловом равновесии; 4 — свободные носители при поглощении излучения.

разработаны группой сотрудников Института радиотехники и электроники АН СССР [16, 17, 21—23], а теоретические вопросы исследованы достаточно подробно в работах [18—21].

Так как эти фотодетекторы работают на основе квантовых эффектов, приводящих к изменению проводимости полупроводников, а не тепловых, то кратко рассмотрим основные принципы их работы.

В данной модели фотопроводимость в полупроводниках может быть трех видов. На рис. 2.17 показаны энергетические уровни полупроводника и возможные пути изменения его проводимости. В левой части рисунка показано возбуждение электронов из валентной зоны в зону проводимости полупроводника. При этом возрастает проводимость

как за счет электронов, так и за счет образовавшихся дырок. Энергия кванта излучения должна быть достаточной, чтобы вызвать это возбуждение. Если ΔE есть минимальная энергия, соответствующая ширине запрещенной зоны или энергии активации примесных полупроводников, показанных в середине рисунка, то существует следующая связь с частотой излучения f , приводящей к собственной или примесной проводимости:

$$\Delta E = hf = \frac{hc}{\lambda},$$

где $h = 6,6 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек = $4,13 \cdot 10^{-15}$ эв·сек — постоянная Планка;

c — скорость электромагнитных волн;

λ — длина волны излучения.

Таким образом, существует длинноволновый порог, определяемый шириной запретной зоны. Чтобы осуществлялась собственная или примесная фотопроводимость при длинах волн 0,1 мм и больше, запретная зона должна быть меньше 0,012 эв.

Единственным пока известным полупроводниковым соединением с нужной шириной запретной зоны является BiSb. При 7% Sb энергетический зазор составляет 0,004 эв, что соответствует длинноволновому порогу собственной фотопроводимости для $\lambda = 0,31$ мм. Но исследования фотопроводимости этого соединения пока не проводились.

Примесная фотопроводимость возникает при ионизации примесных уровней, лежащих внутри запрещенной зоны. Поэтому спектральная область чувствительности сдвигается в сторону больших длин волн, чем у собственной фотопроводимости. Вот почему примесные полупроводники представляют интерес с точки зрения создания детекторов субмиллиметрового диапазона. Только в германии, легированном примесями элементов III и V групп, имеются уровни энергии, разность между которыми 0,01 эв (табл. 2.2).

С перечисленными примесями в германии можно создать детекторы, чувствительные к излучению с длиной волны примерно 0,1 мм. Детектор с примесью бора в германии имел чувствительность 10^{-11} вт при длине волны около 0,1 мм. Приемник работал при температуре 4° К, его постоянная времени 1 мксек.

Существует и третий вид фотопроводимости, обусловленный поглощением излучения свободными электронами. Этот

Таблица 2.2

Примеси элементов III и V групп в германии

| Примесь | Донор (Д) или акцептор (А) | Энергия, эв |
|---------|----------------------------|-------------|
| P | Д | 0,0120 |
| As | Д | 0,0127 |
| Sb | Д | 0,0097 |
| B | А | 0,0104 |
| Al | А | 0,0102 |
| Ga | А | 0,0108 |
| In | А | 0,0112 |

эффект имеет место при очень низких температурах, когда средняя энергия электрона под действием энергии излучения становится значительно больше тепловой энергии, так

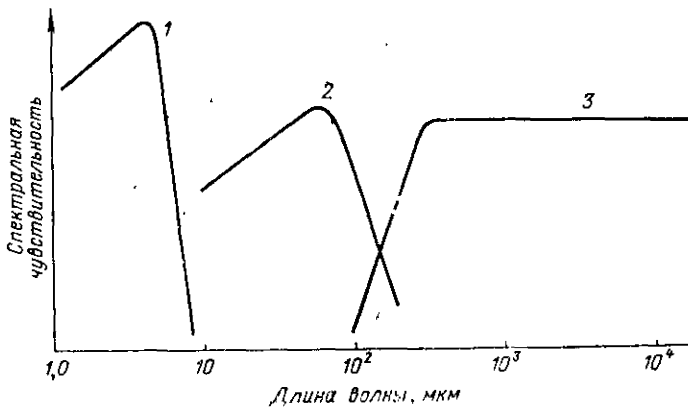


Рис. 2.18. Спектральная чувствительность трех видов фотопроводимости:

- 1 — собственная проводимость; 2 — примесная фотопроводимость; 3 — фотопроводимость, обусловленная свободными носителями.

как взаимодействие между электронами и решеткой кристалла при этом очень мало. Поглощение высокочастотной энергии свободными электронами приводит к изменению их подвижности, а следовательно, и проводимости кристалла.

На рис. 2.18 показан характер спектральной чувствительности трех типов фотопроводимости полупроводника.

Собственная фотопроводимость наблюдается в основном в коротковолновой части инфракрасного диапазона. Примесная фотопроводимость имеет место при $\lambda = 10 - 100$ мкм. Субмиллиметровый и миллиметровый диапазоны перекрываются фотодетекторами третьего типа.

В полупроводниковых материалах с малой эффективной массой носителей и большой их подвижностью наличие магнитного поля влияет на фотопроводимость. Во-первых, сильное магнитное поле уменьшает взаимодействие между примесями и значительно понижает энергию ионизации их. Магнитное поле изменяет и эффект горячих электронов, увеличивая сопротивление кристалла и падение напряжения на нем при постоянном токе, что приводит к увеличению чувствительности. При температуре $1,35^\circ \text{K}$ в образце InSb *n*-типа большинство носителей находится на примесных уровнях. Наличие магнитного поля, превышающего определенную критическую величину, повышает сопротивление кристалла и увеличивающееся электрическое поле ионизирует примеси, что приводит к очень резкому изменению тока при постоянном напряжении и увеличению чувствительности.

Сильное магнитное поле расщепляет зону проводимости на серию подполос или уровней Ландау. Физически это означает, что движение свободных электронов будет представлять собой вращение в плоскости, перпендикулярной полю, а в направлении поля оно будет оставаться беспорядочным. Движение электрона теперь можно рассматривать как гармонический осциллятор, который обладает системой квантованных уровней, отличающихся по энергии на величину $h\nu$, где ν — частота вращения или циклотронная частота, определяемая величиной магнитного поля. Когда частота падающего электромагнитного излучения совпадет с циклотронной частотой, будет происходить сильное поглощение энергии и изменение проводимости образца за счет эффекта горячих электронов. Поглощение происходит в полосе резонансной кривой, а положение резонансной кривой может изменяться магнитным полем, что приводит к возможности создания чувствительного узкополосного настраиваемого инфракрасного приемника. Для таких приемников необходимо магнитное поле до 100 кгс, что достигается в настоящее время использованием сверхпроводящих соленоидов, которые работают также при гелиевых температурах.

Известны и другие типы фотоэффектов — фототермоэлектрический и фототермомагнитный. Первый заключается в том, что электромагнитное излучение поглощается передней поверхностью толстого образца, что приводит к температурному градиенту в электронном газе и возникновению фототермоэлектрической э. д. с. Во втором случае к такому же образцу прикладывается магнитное поле, перпендикулярное направлению температурного градиента. Так как на передней грани электроны получают большую дополнительную энергию, чем на задней, то появляется направленный поток носителей, который в магнитном поле создает электрическое поле в кристалле, перпендикулярное магнитному полю и температурному градиенту. Фототермомагнитный эффект по своей величине сравним с эффектом фотопроводимости «горячих» электронов, а фототермоэлектрический эффект — на порядок меньше.

Блок-схема типичного приемника, использующего свойства «горячих» электронов, изображена на рис. 2.19. Детекторный элемент изготавливается из сурьмянистого индия n -типа с концентрацией свободных носителей $n = (5 \div 10) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью носителей $\mu = 5 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{в}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$ при температуре 77° К . Поверхность вырезанного кристалла шлифовали и к его концам с помощью индиевого припоя припаивались выводы.

Кристалл помещался у задней стенки резонатора на слюдяной прокладке. Резонатор работает на многих типах колебаний и из-за низкой добротности, обусловленной наличием кристалла, он имеет перекрывающиеся резонансные кривые, что обеспечивает достаточную широкополосность системы.

При исследовании приемника амплитудно-модулированный сигнал в резонатор подается от генератора через систему контроля мощности по мельхиоровому многоволновому волноводу, который используется с целью получения хорошей термоизоляции гелиевого криостата. Уменьшение фона окружающей среды достигается использованием охлаждаемого фильтра. Высокочастотная энергия поглощается приемным элементом после многократных отражений. Поэтому большое внимание следует уделять согласованию детектора с высокочастотным трактом.

Продетектированный сигнал через повышающий согласующий трансформатор и экранированный кабель подается на усилитель и далее на ламповый вольтметр.

Резонатор с мельхиоровым многоволновым волноводом и повышающий трансформатор помещаются в гелиевый криостат, нижняя часть которого располагается между

полюсами электромагнита. Повышающий и согласующий трансформатор, охлажденный до температуры жидкого гелия, позволяет повысить чувствительность приемника почти на порядок вследствие уменьшения шумов на входе усилителя.

Основными параметрами любого приемника являются минимальная обнаруживаемая мощность сигнала, постоянная времени и широкополосность. Минимальная обнаруживаемая мощность сигнала $P_{\text{мин}}$ определяется чувствительностью устройства и уровнем шумов системы. Для получения высокой чувствительности необходимо, чтобы:

- 1) поглощение излучения, приходящееся на один свободный носитель тока, было возможно максимальным;
- 2) подвижность носителей тока в большой степени зависела от их энергии;

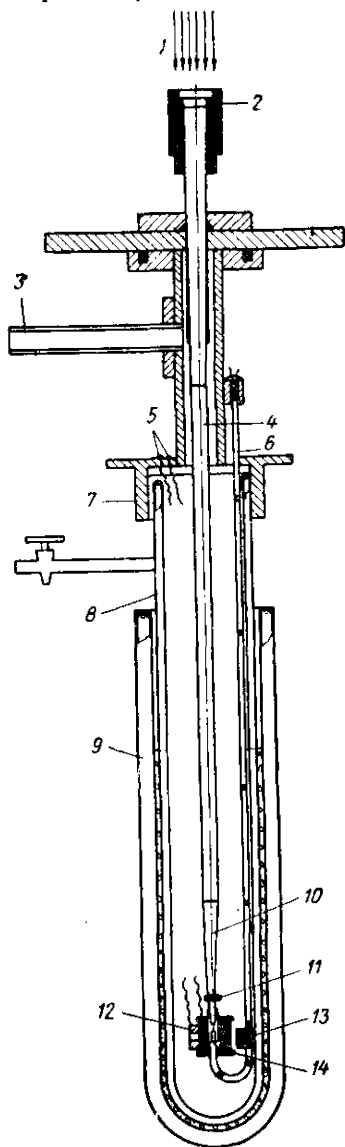


Рис. 2.19. Устройство приемника, использующего эффект «горячих» электронов:

1 — падающее излучение; 2 — уплотняющее полиэтиленовое кольцо; 3 — отвод к системе откачки; 4 — мельхиоровый световод; 5 — вводы магнита и соленоида; 6 — экранирующая трубка, через которую проходят выводы от детектора; 7 — крышка Дьюара; 8 — внутренний гелиевый дьюар ($T < 1,5^{\circ}\text{K}$); 9 — внешний азотный дьюар; 10 — суживающийся медный световод; 11 — охлаждаемый фильтр; 12 — магнит для разрушения состояния сверхпроводимости соленоида; 13 — детектор из InSb; 14 — сверхпроводящий соленоид из ниобиевой проволоки.

3) обмен энергией между носителями тока и решеткой кристалла был незначительным.

Этим условиям в настоящее время более всего удовлетворяет сурьмянистый индий InSb n -типа, охлажденный до температуры жидкого гелия.

Чувствительность детектора может быть определена как изменение напряжения на образце dU , возникающее при поглощении мощности излучения dP .

Достигнутая экспериментально чувствительность на образцах с концентрацией носителей тока $n \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ составляет $\frac{dU}{dP} = 500 \text{ в/вт}$. Такая чувствительность получена в отсутствии магнитного поля. Наличие магнитного поля повышает чувствительность, но при этом возрастают трудности, связанные с усилением.

Учитывая одинаковое воздействие на характер изменения подвижности μ как постоянного электрического поля, так и поглощаемого высокочастотного излучения, чувствительность можно найти из статических вольтамперных характеристик приемного элемента, зная отклонение сопротивления кристалла от закона Ома:

$$\frac{dU}{dP} = -\frac{U}{\mu} \frac{d\mu}{dP}.$$

Типичные значения величины чувствительности, полученные при измерении на постоянном токе, составляют $(10^2 \div 10^3) \text{ в/вт}$.

Прежде чем перейти к предельно малой обнаруживаемой мощности, рассмотрим основные источники шумов в приемнике.

1. Джонсоновский шум детектора, не зависящий от частоты, создает следующие среднеквадратичные флуктуации напряжения:

$$\Delta U = \sqrt{4kTR \Delta f},$$

где R — сопротивление детектора;

k — постоянная Больцмана;

T — абсолютная температура;

Δf — полоса пропускания измерительной системы.

2. Низкочастотный или контактный шум детектора, который обратно пропорционален частоте модуляции и может быть сведен к минимуму тщательным выполнением как самого кристалла, так и конструкции всего устройства.

3. Генерационно-рекомбинационный шум фотоионизации детектора, который возникает вследствие флюктуации концентрации свободных носителей, вызванных разными скоростями ионизации и рекомбинации свободных носителей.

4. Флюктуации излучения фона, падающего на детектор.

5. Флюктуации измеряемого излучения, поглощаемого детектором.

6. Флюктуации эффективной температуры «горячих» электронов детектора, появляющиеся из-за отсутствия теплового равновесия между электронным газом и решеткой кристалла.

7. Шумы усилителя, следующего за детектором. Необходимо учитывать, что усилитель работает при комнатной температуре, а детектор при гелиевой температуре. Лучшие усилители имеют сопротивление входной цепи около 100 ом при комнатной температуре, что эквивалентно сопротивлению 7500 ом при $T = 4^\circ \text{ К}$. Поэтому необходимо, чтобы сопротивление детектора было значительно больше 10 ком . Это можно сделать, но тогда трудно добиться малых времен релаксации. Заманчивым было бы создание усилителя, работающего при температуре жидкого гелия. Одним из подобных решений является использование повышающих трансформаторов, охлажденных до температуры жидкого гелия. Использование регулируемого узкополосного трансформатора существенно повышает чувствительность, однако делает приемник непригодным для регистрации быстропеременных непериодических процессов и, таким образом, остается нереализованной его малоинерционность, которая является одним из основных достоинств чувствительных элементов такого типа.

Минимальная обнаруживаемая мощность полезного сигнала при пренебрежении всеми видами шумов, кроме джонсоновского, определяется следующим выражением:

$$P_{\text{мин}} = \frac{\sqrt{4kTR \Delta f}}{dU/dP}.$$

При $R = 300 \text{ ом}$, $dU/dP = 500 \text{ в/вт}$ и $\Delta f = 1 \text{ гц}$ типичное значение $P_{\text{мин}} = 2 \cdot 10^{-13} \text{ вт}$, т. е. значительно меньше, чем у других детекторов данного диапазона длин волн.

Инерционность детектора определяется временем передачи избыточной энергии электронов кристаллической решетке. Так как теплоемкость свободных электронов зна-

чительно меньше теплоемкости кристаллической решетки, то такой детектор обладает очень малой инерционностью. Экспериментальная оценка инерционности детектора дает величину порядка $3 \cdot 10^{-7}$ сек.

Благодаря своей широкополосности (0,1—10 мм), высокой чувствительности, устойчивости к перегрузкам, малой инерционности и большому динамическому диапазону измеряемых потоков излучения низкотемпературные приемники на основе сурьмянистого индия *n*-типа находят широкое применение в технике и физических исследованиях в области миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн.

2.4. ТЕПЛОВЫЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЙ

В основе работы тепловых приемников инфракрасного излучения лежит зависимость физических свойств чувствительной поверхности от изменения ее температуры под действием излучения. Особенности тепловых приемников являются постоянная спектральная чувствительность в широком интервале спектра и довольно большая постоянная времени. Тепловые приемники являются самыми первыми устройствами, которые использовались для обнаружения инфракрасного излучения. Они широко применяются для обнаружения и измерения излучений в субмиллиметровом диапазоне радиоволн.

Основные параметры, которыми характеризуются приемники теплового излучения, следующие.

1. *Интегральная чувствительность* R — отношение среднеквадратичного напряжения на выходе приемника к среднеквадратичному значению мощности лучистого потока, упавшего на него, измеряемая в вольтах на ватт (*в/вт*). Величина этого параметра зависит от частоты модуляции падающего потока и формы сигнала.

2. *Относительная спектральная чувствительность* R_λ — отношение чувствительности приемника к излучению с заданной длиной волны к чувствительности приемника при длине волны λ_0 , соответствующей максимальной чувствительности.

3. *Пороговый поток мощности* $P_{\text{мин}}$ — величина электромагнитного излучения, вызывающая на выходе приемника сигнал, среднеквадратичное значение которого равно среднеквадратичному уровню шумов приемника. Пороговый поток представляет собой минимальный уровень мощности,

который может быть обнаружен приемником при отношении сигнал/шум, равном единице.

4. Пороговая чувствительность D — отношение интегральной чувствительности к средисквадратичному напряжению шума приемника:

$$D = \frac{1}{P_{\text{мин}}}.$$

Пороговая чувствительность, отнесенная к единице полосы пропускания и к единице площади приемника, равна

$$D^* = D (A \Delta f)^{1/2} \text{ см} \cdot \text{гц}^{1/2} \cdot \text{вт}^{-1},$$

где A — площадь приемника;

Δf — полоса пропускания усилителя приемника.

Такая форма определения пороговой чувствительности удобна при сравнении приемников с различными площадями и различными полосами пропускания усилительных устройств.

5. *Постоянная времени τ* . Большинство тепловых приемников имеет следующую зависимость интегральной чувствительности от частоты модуляции:

$$R(f) = \frac{R_0}{[1 + (2\pi f \tau)^2]^{1/2}},$$

где R_0 — интегральная чувствительность на постоянном потоке излучения.

Следовательно, каждый приемник характеризуется своей постоянной времени τ , которая определяет допустимую частоту модуляции потока излучения.

Пороговый поток приемника ограничивается шумами. Шумы приемника могут вызываться флюктуациями самого измеряемого сигнала, флюктуациями излучения окружающих предметов, флюктуациями температуры приемного элемента, дробовым шумом усилителя, шумом Джонсона, токовым шумом и микрофонным шумом. Остальные источники шума могут быть легко сведены к минимуму.

Если все источники шума сведены к минимуму, кроме флюктуаций самого измеряемого сигнала, флюктуаций излучений окружающих приемник тел, которые для него не отличимы от флюктуаций сигнала, и температурных шумов приемного элемента, то такой приемник называют «идеальным». Для «идеального» приемника, размещенного в вакуумной полости, у которого теплообмен с окружающей средой

происходит только через теплоизлучение и поверхность обладает коэффициентом теплоизлучения, равным единице, минимальная обнаруживаемая мощность определяется выражением

$$P_{\text{мин}} = 4 (\sigma k)^{1/2} T^{5/2} (A \Delta f)^{1/2},$$

где σ — постоянная Стефана—Больцмана;

k — постоянная Больцмана;

T — абсолютная температура.

Если площадь поверхности приемной площади $A = 1 \text{ см}^2$, полоса усилителя $\Delta f = 1 \text{ гц}$ и абсолютная температура $T = 300^\circ \text{ К}$, то минимальная обнаруживаемая мощность $P_{\text{мин}} = 5,5 \cdot 10^{-11} \text{ вт}$. При уменьшении площади поверхности чувствительного элемента до 1 мм^2 минимальная обнаруживаемая мощность уменьшается на порядок. Значительно понизить пороговый поток можно путем понижения рабочей температуры приемного элемента. В этом случае трудно избавиться от фонового сигнала окружающих предметов, который вместе с полезным сигналом поступает на вход приемника. Повышение чувствительности можно достигнуть использованием охлаждаемых фильтров.

К тепловым приемникам субмиллиметрового диапазона относятся термоэлементы, в которых для регистрации изменения температуры используется эффект Зеебека, болометры, изменяющие проводимость при нагреве, и оптико-акустические приемники, использующие эффект расширения газа при его нагреве.

Термоэлементы

Термоэлементы были самыми первыми приемниками инфракрасного излучения. Термоэлементы представляют собой обычные термодпары с малой теплоемкостью и малой поверхностью, чтобы значительно изменять свою температуру при поглощении излучения (рис. 2.20). Измеряемое излучение поглощается приемной площадкой, которая находится в хорошем тепловом контакте с горячим спаем термоэлемента. Холодный спай обычно соприкасается с телом, которое имеет большую теплоемкость и находится при температуре окружающей среды. Возникающая термо-э. д. с. прямо пропорциональна приращению температуры и, следовательно, поглощенной мощности. Работа термоэлектрических приемников подробно описана в работе [24].

Из чистых металлов наибольшая термо-э. д. с. наблюдается у сурьмяно-висмутового спая (10^{-4} в/град° С). Спай из полупроводниковых материалов обладают в несколько раз большей чувствительностью.

Приемная площадка обычно изготавливается из золотой фольги, на которую наносится поглощающий слой черненого золота, получаемого распылением в плохом вакууме.

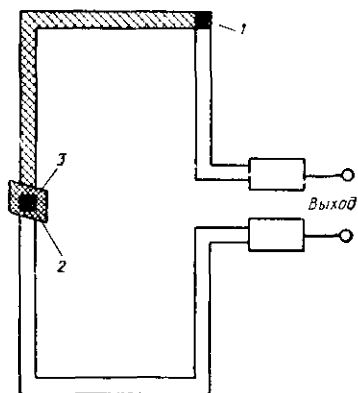


Рис. 2.20. Схема термоэлемента:

1 — холодный спай; 2 — горячий спай; 3 — черненная пластинка.

Некоторое повышение чувствительности достигается последовательным включением нескольких идентичных термопар, образующих термостолбик.

У современных термоэлементов минимальная обнаруживаемая мощность составляет примерно $2 \cdot 10^{-11}$ вт, постоянная времени — несколько десятков миллисекунд.

Основными видами шумов, ограничивающих чувствительность термоэлемента, являются: тепловой шум Джонсона, связанный с сопротивлением спая, температурный шум и фотонный шум поглощения и излучения лучистого потока.

Несмотря на большие габариты и инерционность, термоэлементы используются в инфракрасных спектрометрах благодаря высокой стабильности характеристик и спектральной широкополосности. Понижение температуры термоэлемента не дает выигрыша в чувствительности, так как с уменьшением теплоемкости уменьшается постоянная времени.

Болометры

Действие болометра основано на изменении сопротивления металлической нити при нагревании поглощенной электромагнитной энергией. Материал болометра должен обладать большим температурным коэффициентом сопротивления и быть стабильным во времени. К таким мате-

риалам относятся: платина, никель, золото и некоторые другие. Часто используют полупроводниковые пленки, обладающие большим отрицательным температурным коэффициентом сопротивления.

Болометр включается в схему, чувствительную к изменению сопротивления, которая питается от источника постоянного тока. На болометр подается модулированный поток излучения и сигнал с него усиливается усилителем.

Повышение чувствительности болометра достигается уменьшением полной теплоемкости. Изготавливают очень тонкие проволочки или наносят тонкие пленки вакуумным испарением. Уменьшение постоянной времени получается при уменьшении отношения полной теплоемкости к полным тепловым потерям. Увеличение тепловых потерь уменьшает интегральную чувствительность, но увеличивает широкополосность. Увеличить тепловые потери можно путем помещения болометра в объем с газом, имеющим большую теплопроводность, или нанести пленку на массивную подложку, которая быстро отводит тепло [25]. В указанной работе пленка из сплава висмута со свинцом [26] наносилась вакуумным распылением на прямоугольную призму из кристаллического кварца, что позволило повысить частоту модуляции до 2 кГц. При этом минимальная обнаруживаемая мощность составляла 10^{-8} вт.

В болометре для дальней инфракрасной области спектра на подложку из нитроцеллюлозной пленки наносился токопроводящий слой сплава висмута со свинцом, сверху которого наносилась золотая «чернь» [27]. Такой приемный элемент помещался в баллон с окном из кристаллического кварца. Спектральная чувствительность болометра остается почти постоянной в диапазоне от 100—1 200 мкм. Пороговый поток излучения составлял $2,5 \cdot 10^{-9}$ вт.

В работе [28] описан волноводный субмиллиметровый болометр. Он представляет собой прямоугольный рупор (рис. 2.21), переходящий в волновод основного сечения, по которому могут распространяться электромагнитные колебания с длиной волны от 0,8 до 1,3 мм. Волновод заканчивается волноводно-коаксиальным переходом. Внутренним проводником коаксиала является нить Волластона, являющаяся одновременно болометрическим элементом. За коаксиальным переходом на расстоянии четверти длины волны располагается короткозамыкатель. Подстроечных элементов коаксиальная линия не имеет, так как удовлет-

ворительное согласование получается благодаря большому затуханию самой коаксиальной линии. Диаметр нити составляет 0,63 мм и при длине 6,35 мм она имеет сопротивление 2,2 ом, внешний диаметр коаксиальной линии равен 0,2 мм. Длина коаксиальной линии с каждой стороны волновода равна около 3 мм и на этом участке затухание составляет примерно 10 дБ. Площадь раскрыва рупора — 4,2 мм².

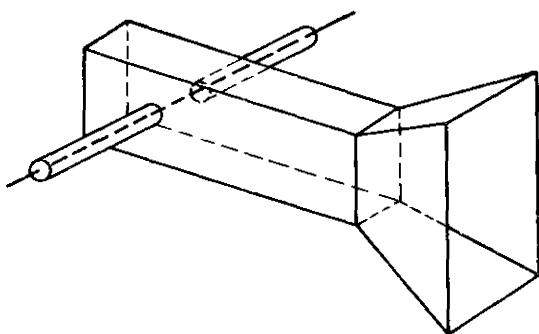


Рис. 2.21. Волноводный болометр.

Модулированный поток электромагнитного излучения фокусируется линзой и направляется в рупор. Сигнал болометра усиливается и поступает на индикаторное устройство.

Калибровка болометра производилась по абсолютно черному телу. Если считать, что черное тело согласовано с болометром в полосе частот волновода, но на болометр будет поступать мощность

$$P = kT\Delta f,$$

где k — постоянная Больцмана;

T — абсолютная температура;

Δf — полоса пропускания волновода.

Величина Δf равна примерно $2 \cdot 10^{11}$ гц. При полосе пропускания усилителя 0,05 гц предельная величина измеряемой мощности была $3 \cdot 10^{-11}$ вт. Постоянная времени составляла 50 мсек.

Основными источниками шума у хорошо сконструированных болометров являются шумы Джонсона и токовые шумы. Охлаждение болометров понижает уровень шумов

и повышает их чувствительность. В настоящее время в субмиллиметровом диапазоне используются охлажденные болометры из угля, германия и олова [6]. Первые два работают при температуре $1,5^\circ \text{K}$, а третий — при $3,7^\circ \text{K}$ (температура перехода олова в сверхпроводящее состояние). При низких температурах уменьшается полная теплоемкость болометра, а величину тепловых потерь можно изменять конструктивными решениями, влияя таким образом на постоянную времени.

В сверхпроводящих болометрах используется переход проводника в сверхпроводящее состояние, когда появляются очень большие температурные коэффициенты сопротивления. Область перехода в сверхпроводящее состояние характеризуется величиной $0,01^\circ \text{K}$, что предъявляет большие требования к стабилизации рабочей температуры болометра. Первые сверхпроводящие болометры были изготовлены из нитрида ниобия [29,30]. Более совершенные субмиллиметровые болометры из олова описаны в работе [31]. На слюдяную подложку толщиной 3 *мкм* вакуумным распылением наносят слой олова размерами $3 \times 2 \text{ мм} \times 3 \text{ мкм}$, оптимальное сопротивление которого составляет 1 — 10 *ом*. Контакт с пленкой из олова осуществляется через слой свинца, который напыляется по краям пленки. Благодаря тому, что свинец переходит в сверхпроводящее состояние при температуре $7,3^\circ \text{K}$, достигается хороший контакт с болометром при небольшом теплоотводе через свинцовые пленки. Температурный коэффициент сопротивления изменялся от 10 до 100 *ом/°K*. Пороговый поток составил $3 \cdot 10^{-12} \text{ вт}$ при полосе 1 *гц* и постоянной времени 1,25 *сек*. В этом болометре имеется запас по чувствительности, так как не предпринималось никаких мер к чернению пленки олова, которая поглощала около 1% падающей на нее энергии, и шумы усилителя были намного больше шумов приемного элемента.

Угольные резисторы при низких температурах обладают большим температурным коэффициентом и могут быть использованы как болометры. Предельная обнаруживаемая мощность имеет такой же порядок, как у сверхпроводящих болометров, а постоянная времени составляет несколько миллисекунд.

В полупроводниковом низкотемпературном германиевом болометре основная трудность состоит в том, чтобы добиться хорошего поглощения падающего излучения, так как

сам германий в субмиллиметровом диапазоне почти не поглощает электромагнитную энергию. Поэтому приходится германий легировать. Хорошими характеристиками обладает германий, легированный галлием, с концентрацией 10^{17} см^{-3} . Поглощение осуществляется свободными носителями, но так как они при больших концентрациях сильно связаны с решеткой, то происходит ее нагрев и изменение сопротивления кристалла [32]. Чувствительный элемент имел размеры $4 \times 4 \times 0,12 \text{ мм}$ и размещался в вакуумированной капсуле. Количество тепла, отводимого от кристалла, можно изменять выбором подводящих контактов, что позволяет подбирать постоянную времени болометра. Рабочая температура болометра — $2,15^\circ \text{ К}$. Пороговый поток составлял $5 \cdot 10^{-13} \text{ вт}$ при постоянной времени 400 мксек и сопротивлении кристалла $1,2 \cdot 10^4 \text{ ом}$.

Оптико-акустический приемник

Оптико-акустический приемник работает на принципе расширения газа при его нагреве. Электромагнитная энергия поглощается алюминиевой пленкой, тепло от которой передается небольшому объему с ксеноновым газом. Камера имеет подвижную мембрану, которая изгибается во время

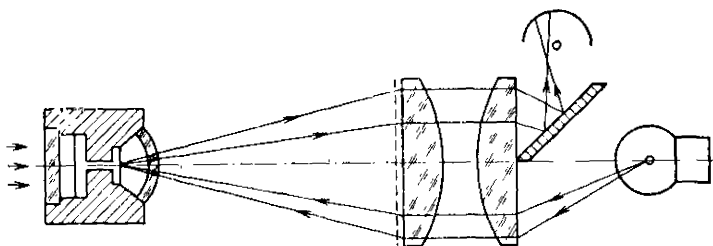


Рис. 2.22. Устройство оптико-акустического приемника.

расширения газа. Одна сторона мембраны имеет зеркальное покрытие, что позволяет изменять направление отраженного от нее оптического луча, попадающего на фотоэлемент. Изменение освещенности фотоэлемента приводит к появлению сигнала. Устройство системы индикации и приемного элемента показано на рис. 2.22. Камера приемника имеет окно из кристаллического кварца, что позволяет прини-

мать излучение в диапазоне длин волн от ультрафиолетового спектра до миллиметровых.

Свет от индикаторной лампы через двухлинзовый конденсор освещает решетку, находящуюся в фокальной плоскости линзы около мембраны. Отразившийся от плоской мембраны свет попадает на такую же решетку, только в закрытые места и через конденсор не проходит. При прогибе мембраны отразившийся свет попадает на открытые места решетки, проходит через конденсор и, отразившись от зеркала, поступает на фотоэлемент. Сигнал с фотоэлемента усиливается и подается на синхронный детектор. Регистрируемый пороговый поток излучения составляет $4 \cdot 10^{-10}$ *вт* при полосе 1 *гц* и постоянной времени 30 *мсек*.

Основными преимуществами оптико-акустического приемника являются: широкополосность, высокая чувствительность, возможность работы при комнатной температуре. К недостаткам можно отнести большую постоянную времени и подверженность микрофонному эффекту.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jones G. and Gandy. Submillimeter — wave spectra of HEE and HBr. Phys. Rev., 1964, v. 136, p. 1299—1232, Nov.
2. Happ V. H., Eckhardt W., Genzel L., Sperrling G and Weber R. Der Kristalldetektor als empfangen Thermischer strahlung in Heief von 100—1000 μ Wellenlange, Z. Naturforsch, 1954, B. 12A, S. 522—524.
3. Packard R. F. Considerations in high — sensitivity microwave radiometry. Proc. IRE, 1958, v. 46, p. 43—53, Jan.
4. Meredith R. and F. L. Warner IEEE Trans. on MTT, v. MTT-11, 1963, p. 397—411.
5. Бауэр, Кол, Коттон, Паккорд. Полупроводниковые диодные детекторы, смесители и умножители частоты миллиметрового диапазона. ТИИЭР, 1966, т. 54, № 4, стр. 165—176.
6. Патли Детектирование субмиллиметровых волн. ТИИЭР, 1963, т. 51, № 11, стр. 1383—1396.
7. Dees J. W. Deflection and harmonic generation in the submillimeter wavelength region. Microwave J., 1966, № 9, p. 48—55.
8. Гаррисон, Цукер. СВЧ детектор с горячими носителями. ТИИЭР, 1966, т. 54, № 4, стр. 157—164.
9. Putley E. H. Proc. Phys. Soc., 1959, № 73, p. 280.
10. Putley E. H. Proc. Phys. Soc. 1960, № 76, p. 802.
11. Putley E. H. J. Phys. Chem. Solids, 1961, № 22, p. 241.
12. Putley E. H. Phys. Stat. Solids, 1964, № 6, p. 571.
13. Putley E. H. Infru-Read Phys., 1964, № 4.
14. Rollin B. V. Proc. Phys. Soc., 1961, № 77, p. 1102.

15. Kinch M. A., Rollin R. V. Brit, JAP., 1963, 14, 672.
16. Лифшиц Т. М., Коган Ш. М., Выставкин А. Н., Мельник П. Г., ЖЭТФ, 1962, т. 42, стр. 959.
17. Выставкин А. Н., Коган Ш. М., Лифшиц Т. М., Мельник П. Г. «Радиотехника и электроника», 1963, № 6, стр. 994.
18. Коган Ш. М. ФТТ, 1962, т. 4, стр. 1891.
19. Коган Ш. М. ФТТ, 1962, т. 4, стр. 2474.
20. Коган Ш. М., ФТТ, 1963, т. 5, стр. 224.
21. Выставкин А. Н., Мельник П. Г. «Приборы и техника эксперимента», 1963, № 1, стр. 189.
22. Данилычев В. А., Осипов Б. Д. ФТТ, 1963, т. 5, стр. 2369.
23. Выставкин А. Н., Губанков В. И., Листвин В. Н. ФТТ, 1966, т. 8, стр. 443.
24. Смит Р., Джонс Ф., Чесмер. Р. Обнаружение и измерение инфракрасного излучения. Изд-во иностранной литературы, 1959.
25. Марков М. Н. Сверхмаломинерционный болометр. «Оптика и спектроскопия», 1964, т. XVII, вып. 6, стр. 935.
26. Марков М. Н. Болометры из сплава висмута со свинцом. ДАН СССР, 1956, т. 108, № 3, стр. 428.
27. Марков М. Н. Болометр для далекой инфракрасной области спектра. «Оптика и спектроскопия», 1965, т. XVIII, вып. 1.
28. Вугне J. F. and Cook G. F. Microwave Type Bolometer for submillimeter wave Measurements. IEEE Trans., v. MTT-11, 1963, № 5, Sept, p. 379—384.
29. Andrews D. R., Milton R. M. and De Sorbo W. J. A fast superconducting bolometer. J. Opt. Soc. Am., 1946, v. 36, p. 518—524, Sept.
30. Fuson N. The infra-red sensitivity of superconductions bolometers. J. Opt. Soc. Am., 1948, v. 38, p. 845—853.
31. Martin D. H. and Bloor D. The application of superconductivity to the detection of radiant energy. Cryogenics, 1961, v. 1, p. 159—165.
32. Jow F. J. Low temperature germanium bolometer. J. Opt. Soc. Am., 1961, v. 51, p. 1300—1304.

РЕЗОНАТОРЫ

Резонаторы являются важнейшими элементами целого ряда генераторных и измерительных устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. В длинноволновой части миллиметрового диапазона в качестве резонансных систем еще используются обычные объемные резонаторы. Однако по мере укорочения рабочей длины волны размеры объемных резонаторов, в которых может существовать один вид колебаний, существенно уменьшаются¹. Это вызывает снижение добротности вследствие возрастания отношения площади поверхности стенок резонатора к его объему. Кроме того, малые линейные размеры налагают очень жесткие требования на точность изготовления резонатора, которая практически не может быть достигнута.

3.1. ОСОБЕННОСТИ РЕЗОНАНСНЫХ СИСТЕМ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Повышение добротности резонатора путем увеличения объема приводит к сгущению спектра резонансных частот, резонансные кривые отдельных видов колебаний перекрываются и резонатор теряет селективные свойства.

В устройствах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов и в оптических квантовых генераторах (ОКГ) был применен оптический резонатор, являющийся аналогом известного в оптике интерферометра Фабри — Перо (ИФП). Это наряду с дальнейшим развитием теории таких резонаторов позволило преодолеть затруднения, возникшие при разработке приборов субмиллиметрового диапазона.

Первоначально в миллиметровом диапазоне был создан открытый резонатор с плоскими полупрозрачными зеркалами для работы с отраженным сигналом [1], несколько

¹ В дальнейшем для краткости такие резонаторы будем называть *одноволновыми*.

позднее Колшоу разработал открытый резонатор проходного типа, обладающий значительно лучшими характеристиками [2]. Последний прибор представлял собой систему из двух многослойных зеркал, расположенных параллельно друг другу, расстояние между которыми изменялось в широких пределах. Было показано, что с помощью подобного устройства можно определять малые потери в диэлектриках и производить точные измерения длины волны. Добротность оптического резонатора превышала 50 000, что близко к значению добротности лучших образцов объемных резонаторов. Улучшение качества зеркал позволило применить проходной оптический резонатор для таких точных измерений, как, например, измерение скорости распространения электромагнитных волн в вакууме.

Успешное использование А. М. Прохоровым [3], А. Шавловым и Ч. Таунсом [4] открытых резонаторов для удлинения времени взаимодействия электромагнитной волны с рабочим веществом в квантовом генераторе заинтересовало многих исследователей, которые занялись разработкой теории ИФП с учетом явлений дифракции, существенно влияющей на работу прибора даже в оптической области спектра. В начале 60-х годов появились работы Фокса и Ли [5, 6], в которых задача определения распределения полей, спектра резонансных частот и радиационных потерь, обуславливающих совместно с джоулевыми потерями ненагруженную добротность резонатора, сводилась к решению однородного интегрального уравнения Фредгольма второго рода. Резонаторы типа ИФП стали называть открытыми вследствие того, что поверхность их зеркал значительно меньше поверхности, ограничивающей резонансный объем между зеркалами. Благодаря сильной связи большинства собственных видов колебаний с открытым пространством происходит разрежение спектра резонансных частот. Резкую границу между оптическим резонатором и открытым резонатором провести невозможно. Систему называют открытым резонатором, если при ее возбуждении элементарным диполем или малым отверстием в центре одного из зеркал наблюдаются резонансы. Если же резонансы наблюдаются только при возбуждении плоской волной и резонансные кривые отдельных видов колебаний перекрываются, то система работает как интерферометр [34].

В простейшем случае открытый резонатор состоит из двух плоских бесконечно тонких дисков, расположенных

параллельно друг к другу так, что их оси симметрии совпадают.

Экспериментально установлено, что такие резонаторы имеют дискретный спектр резонансных частот и соответствующие им собственные колебания с малыми потерями на излучение в свободное пространство.

Следовательно, если задать начальное распределение поля на одном из зеркал и представить его в виде суммы собственных колебаний такой системы, и считать, что эти колебания имеют различную связь со свободным пространством, то через некоторый промежуток времени, затухая по экспоненциальному закону, колебания будут иметь меньшую амплитуду, чем больше аргумент экспоненциальной функции. В конце концов в резонаторе будет существовать с заметной амплитудой только один вид колебаний с распределением поля, которое обеспечивает минимальные радиационные потери. Это в некотором приближении соответствует задаче Коши, но в данном случае различная связь со свободным пространством полей различных видов колебаний дает возможность найти характеристики нормального вида колебания, при котором потери минимальны. Очевидно, эту задачу разрешить тем легче, чем ближе исходное распределение поля к искомому.

Если отвлечься от явлений дифракции на ребрах зеркал, что справедливо для резонаторов с размерами зеркал, значительно превышающими длину волны, то можно смоделировать описанный выше процесс фильтрации, заменив отражения волны от зеркал последовательным прохождением ее сквозь абсолютно черные диафрагмы с апертурой отверстия, равной апертуре зеркала. Процесс распространения волны от диафрагмы к диафрагме можно описать с помощью линейного интегрального оператора [6], который позволяет найти поле в любой точке по заданному распределению на какой-либо поверхности. Очевидно, что если в такой системе останется волна, которая соответствует одному из собственных видов колебаний открытого резонатора, то при последовательном прохождении диафрагм нормированное поперечное распределение поля не будет изменяться. Связь с открытым пространством вызовет лишь уменьшение общей энергии, переносимой волной. Эти соображения позволяют свести задачу о нахождении собственных видов колебаний открытого резонатора к одно-

родному интегральному уравнению Фредгольма второго рода типа

$$\mu v = \int_A K v dS, \quad (3.1)$$

где v — поперечное распределение скалярного поля вблизи зеркала;

μ — константа, определяющая резонансные частоты и потери резонатора; интегрирование проводится по поверхности одного из зеркал.

В квазиоптическом приближении, когда

$$N = \frac{a^2}{d\lambda} \ll \left(\frac{d}{a}\right)^2,$$

ядро интегрального уравнения упрощается, становится симметричным, но не эрмитовым:

$$K = \frac{ik}{2\pi d} e^{-ikR}, \quad (3.2)$$

где

$$k = \frac{2\pi}{\lambda};$$

d — максимальное расстояние между зеркалами;

R — расстояние между точкой (x_1, y_1, z_1) на одном из зеркал и точкой (x_2, y_2, z_2) на другом.

Уравнения с такими ядрами в настоящее время детально не исследованы, хотя работы в этом направлении ведутся. Следует отметить, что это интегральное уравнение можно вывести более строгим путем [7], исходя из уравнений Максвелла.

3.2. РЕЗОНАТОРЫ С ЗЕРКАЛАМИ БЕЗ ФАЗОВОЙ КОРРЕКЦИИ (ПЛОСКИЕ ЗЕРКАЛА)

В случае плоских прямоугольных зеркал с размерами $2a \times 2c$ двумерное интегральное уравнение удается свести к двум аналогичным одномерным, которые описывают собственные колебания в резонаторах с зеркалами в виде бесконечных полос, расположенных параллельно осям

X и Y . Уравнение, соответствующее расположению полос вдоль оси X :

$$\mu v(\eta_2) = \int_{-1}^1 K(\eta_2, \eta_1) v(\eta_1) d\eta_1 \quad (3.3)$$

с ядром

$$K(\eta_2, \eta_1) = e^{-i\frac{\pi}{4}} \sqrt{N_a} \exp[-i2\pi N_a (\eta_1 - \eta_2)^2]. \quad (3.4)$$

Предполагается, что

$$N_a \ll \left(\frac{d}{a}\right)^2 \quad \text{и} \quad \eta = \frac{x}{d}.$$

Для собственных функций резонатора, который образован полосами, перпендикулярными к оси X , получается аналогичное уравнение с заменой N_a и η на N_c и $\zeta = \frac{y}{c}$. Найденные из этих уравнений собственные функции описывают распределение поля собственных видов колебаний для бесконечных параллельных полос, а собственные числа связаны с потерей энергии при проходе волны от одного зеркала к другому соотношением

$$\delta = 1 - |\mu|^2. \quad (3.5)$$

Аргумент собственного числа дает поправку к длине волны в резонаторе по отношению к длине волны в свободном пространстве, или, иначе говоря, дополнительный к геометрическому (равный $\frac{2\pi d}{\lambda}$) набег фазы при прохождении волны от одного зеркала к другому.

Собственные виды колебаний для прямоугольных зеркал получаются из решений уравнения (3.3) перемножением собственных функций и собственных чисел. Распределение полей на зеркалах пропорционально

$$v(xy) = v(x)v(y), \quad (3.6)$$

а потери на один проход

$$\delta = 1 - |\mu_x \mu_y|^2. \quad (3.7)$$

Уравнения, аналогичные (3.3), могут решаться различными методами [8]. Фокс и Ли избрали итерационную методику Келлога, которая фактически описывала филь-

рацию высших видов колебаний. Задавая начальное распределение поля на одном из зеркал и интегрируя совместно с ядром, находят распределение поля на следующем зеркале (или апертуре лучевого волновода). Найденное распределение считают исходным и вторично повторяют интегрирование. При большом числе итераций, что соответствует промежутку времени, достаточному для фильтрации выс-

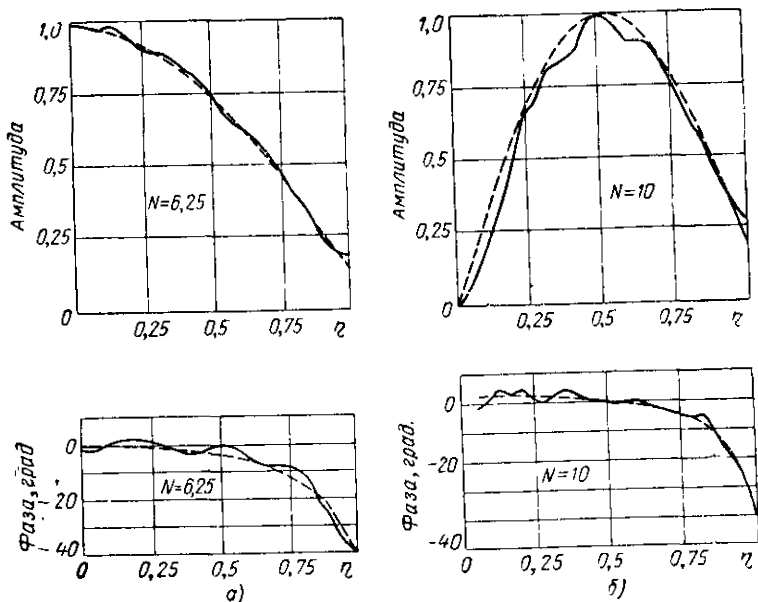


Рис. 3.1. Распределение относительной амплитуды и фазы низшего четно-симметричного вида колебаний (а) и нечетно-симметричного (б) на зеркалах в виде бесконечных плоских полос.

Сплошные кривые получены итерационным методом; пунктирные — рассчитаны по формулам (3.10).

ших видов колебаний, нормированное к единице распределение становится стационарным. Каждая новая итерация дает распределение на следующей апертуре, уменьшенное в $|\mu|$ раз, что соответствует потере энергии данного вида колебаний за проход от диафрагмы к диафрагме $1 - |\mu|^2$.

После прохода трехсотой диафрагмы все высшие виды колебаний в резонаторе (линии), возбужденном плосковолновым распределением на одном из зеркал, сильно затухают, и последующие итерации не вызывают изменения

относительного распределения амплитуд и фаз полей на зеркалах. Таким образом, полученные амплитудное и фазовое распределения соответствуют низшему четно-симметричному виду колебаний (волны), который обладает минимальными потерями. Распределение поля этого вида колебаний показано на рис. 3.1, а. С ростом апертуры зеркала амплитуда поля на его крае уменьшается, что

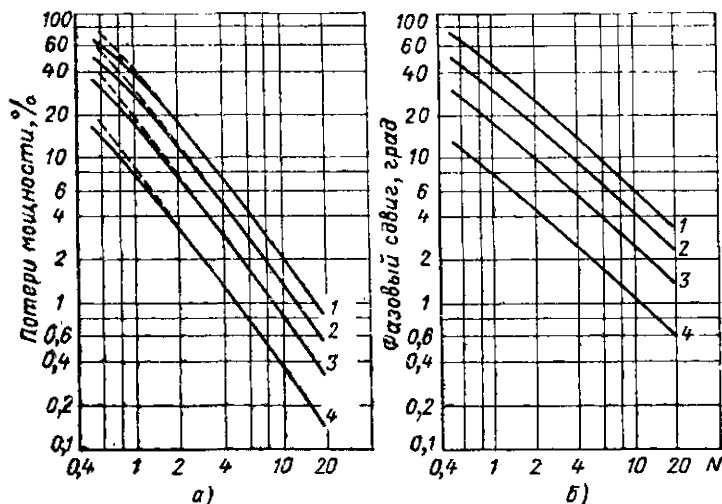


Рис. 3.2. Зависимость потерь мощности (а) и дополнительного фазового сдвига (б) для зеркал в виде бесконечных полос и круглых плоских зеркал:

1 и 3—круглые плоские зеркала с видами колебаний TEM_{10} и TEM_{00} (основной вид колебаний); 2 и 4—зеркала в виде бесконечных полос с нижним нечетно-симметричным и четно-симметричным видами колебаний (см. рис. 3.1)

приводит к снижению потерь на излучение в свободное пространство. До прохода возбуждающей волной трехсотой диафрагмы в линии существует несколько типов волн с различными фазовыми скоростями и потерями. Это приводит к пространственным биениям и нестационарности распределения полей на соседних диафрагмах. На рис. 3.2, а приведена зависимость дифракционных потерь от ширины полос, которая в логарифмическом масштабе при не очень малых числах Френеля $N = \frac{a^2}{d\lambda}$ представляет собой почти прямые линии.

При возбуждении апертуры симметричным относительно центра полосы полем появляются лишь четно-симметричные виды колебаний. Колебания с нечетной симметрией возникнуть не могут, для них необходимо нечетное начальное распределение поля. Полученные Фоксом и Ли распределения амплитуды и фазы поля низшего нечетно-симметричного вида колебаний на интервале $[0,1]$ показаны на рис. 3.1, б. Для другой половины полосы распределение аналогично и отличается лишь знаком, в центре происходит изменение направления вектора поля на антипараллельное, так называемый скачок фазы на величину π .

При достаточно больших зеркалах резонатора дополнительный к геометрическому набег фазы незначителен по сравнению с электрической длиной всего резонатора (рис. 3.3, 3.4) и отличие установившейся длины волны от длины волны в свободном пространстве мало. Действительно, если длина резонатора в момент резонанса выражается через длину волны в свободном пространстве и дополнительный фазовый сдвиг

$$d = q \frac{\lambda}{2} + \frac{\varphi\lambda}{2\pi} = q \frac{\lambda_g}{2}, \quad (3.8)$$

то длина волны в открытом резонаторе (или в лучевом волноводе) равна

$$\lambda_g = \lambda \left(1 + \frac{\varphi}{\pi q} \right) = \lambda \left(1 + \frac{\varphi\lambda}{\pi d} \right). \quad (3.9)$$

Поскольку обычно вдоль оси резонатора укладывается большое число полуволн, то поправка к длине волны незначительна. В последнем выражении через λ_g обозначена длина волны в резонаторе по аналогии с закрытыми резонансными (волноводными) системами.

Методика Фокса и Ли определения параметров открытых резонаторов требует проведения расчетов на быстродействующих вычислительных машинах и ее использование затруднено для получения решений, соответствующих высшим видам колебаний. Применение других методов решений интегральных уравнений позволяет обойти последнюю трудность, однако все же приходится затрачивать значительное время на численные расчеты.

Определенный интерес представляет аналитическое решение задачи о нахождении амплитудных распределений полей и потерь для открытых резонаторов, а также полу-

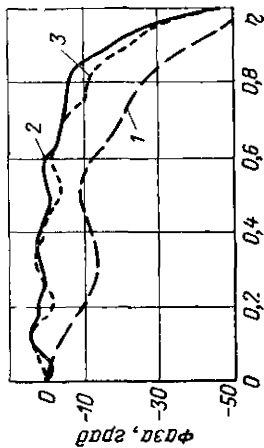
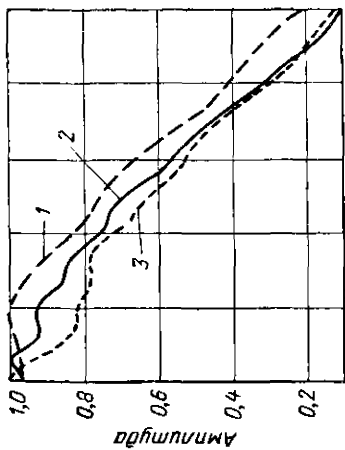


Рис. 3.3. Распределение относительной амплитуды и фазы поля основного вида колебаний $TE_{M_{00}}$ для круглых плоских зеркал:

1) $N=2$; 2) $N=5$; 3) $N=10$.

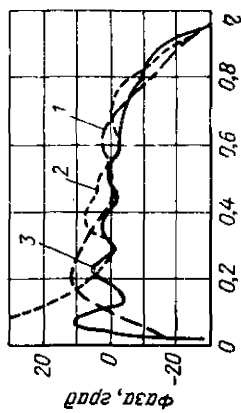
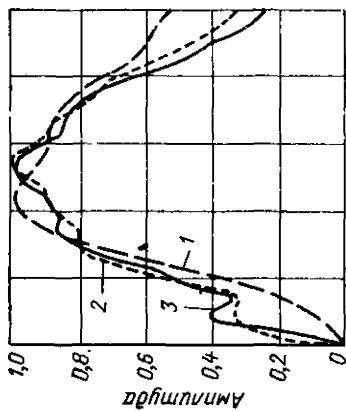


Рис. 3.4. Распределение относительной амплитуды и фазы нечетно-симметричного колебания вида $TE_{M_{00}}$ для круглых плоских зеркал:

1) $N=2$; 2) $N=5$; 3) $N=10$.

чение простых и наглядных соотношений, связывающих их с параметрами резонатора. Это было сделано Л. А. Вайнштейном [9]. В основу метода расчета положена следующая идея: малые потери на излучение в открытом резонаторе связаны с тем, что к краю зеркала подходит волна, частота которой лишь слегка превышает ее критическую. Как показано в ряде работ [10—15], такая волна почти не излучается, а с коэффициентом отражения по модулю, близким к единице, отражается обратно. В результате оказывается возможным построить эквивалентный открытому резонатору отрезок линии передачи с известным коэффициентом отражения на концах и использовать строгую теорию дифракции для отыскания распределения полей и потерь.

Для резонатора, образованного полосами шириной $2a$, распределение полей для собственных видов колебаний будет описываться функциями

$$f_m(x) = \begin{cases} \cos \\ \sin \end{cases} \left[\frac{m\pi x}{2a \left(1 + \beta \frac{1+i}{M} \right)} \right]. \quad (3.10)$$

Верхнее значение в (3.10) берется для четных типов колебаний с $m = 2k + 1$, а нижняя функция берется для нечетных с $m = 2(k + 1)$, где $m = 0, 1, 2, \dots$, $M = \sqrt{8\pi N}$ и $\beta = 0,824$.

Распределение полей (3.10) в среднем совпадает с аналогичными кривыми Фокса и Ли, но не имеет пульсаций, что связано с пренебрежением при выводе этих формул преобразованием основной волны в высшие на открытом конце волновода (см. рис. 3.1).

Поправка к геометрическому набегу фазы при прохождении волны от одного зеркала к другому

$$\varphi = \frac{\pi^2 m^2}{2} \frac{M(M + 2\beta)}{(M + \beta)^2 + \beta^2}, \quad (3.11)$$

а потери энергии за это же время

$$\delta = 2\pi^2 m^2 \frac{\beta(M + \beta)}{[(M + \beta)^2 + \beta^2]^2}. \quad (3.12)$$

Сравнение приведенных формул с расчетами Фокса и Ли (см. рис. 3.2) показывает, что они совпадают с графической точностью. Очевидным преимуществом полученных

Л. А. Вайнштейном результатов является их простота и замкнутость, а также возможность оценки потерь при больших m , не прибегая к численным машинным расчетам. Решение интегральных уравнений связано с более громоздкими вычислениями, хотя и дает более тонкую структуру полей в открытом резонаторе.

Комбинации различных типов колебаний при перемножении собственных функций позволяют получить для прямоугольных зеркал различные конфигурации поля. Обычно двумерные собственные функции обозначают двумя индексами, которые соответствуют индексам одномерной задачи. Перемножение собственных функций двух низших четно-симметричных видов колебаний дает низший четно-симметричный вид колебаний резонатора с прямоугольными зеркалами, который обычно обозначается TEM_{00} или сокращенно (00) . Распределение для него получается в следующем виде:

$$v_{00}(x, y) = v_0(x) v_0(y). \quad (3.13)$$

Потери такого вида колебаний, как уже сказано, определяются как

$$\delta_{00} = 1 - |\mu_{0x} \mu_{0y}|^2,$$

и если δ_{0x} и δ_{0y} значительно меньше единицы, то

$$\delta_{00} = \delta_{0x} + \delta_{0y}. \quad (3.14)$$

Фазовая поправка для основного вида колебаний имеет вид

$$\varphi_{00} = \varphi_{0x} + \varphi_{0y}. \quad (3.15)$$

Подобный синтез можно провести для колебаний более высоких порядков. Если условиться совмещать ось X с более длинной стороной зеркала, то обозначение типов колебаний приобретает определенность. Однако в случае квадратных зеркал конфигурации полей колебаний видов TEM_{mn} и TEM_{nm} отличаются лишь поворотом на 90° . Вырождение видов колебаний резонатора этого типа возможно и по поляризации, поскольку вектор поля может быть как перпендикулярен, так и параллелен краю зеркала. Это не характерно для объемных резонаторов, так как поляризация жестко задается металлическими стенками.

В реальных резонансных системах возможно возбуждение собственных колебаний с одной поляризацией; в пас-

сивных резонаторах однозначность поляризации определяется поляризацией возбуждающего поля, а в газовых квантовых генераторах — наличием окон Брюстера.

Для резонаторов с плоскими круглыми зеркалами в исходном двухмерном уравнении может быть осуществлено разделение переменных в цилиндрической системе координат, если искать интересующие собственные функции в виде:

$$v(r, \varphi) = v(r) e^{-i n \varphi}. \quad (3.16)$$

После подстановки (3.16) в (3.1) уравнение принимает вид:

$$\begin{aligned} & \mu_{mn} v_{mn}(\eta_2) \sqrt{\eta_2} = \\ & = \int_0^1 K_n(\eta_2, \eta_1) v_{mn}(\eta_1) \sqrt{\eta_1} d\eta_1 \end{aligned} \quad (3.17)$$

с симметричным ядром

$$K_n(\eta_2, \eta_1) = i^{n+1} N J_n(C\eta_1 \eta_2) \times \sqrt{\eta_1 \eta_2} \exp\left[-\frac{iC}{2}(\eta_1^2 + \eta_2^2)\right],$$

где J_n — функция Бесселя первого рода n -го порядка, а $C = 2\pi N$.

Фокс и Ли нашли первые собственные функции этих уравнений для J_0 и J_1 , т. е. вычислили характеристики низшего четно-симметричного и низшего нечетно-симметричного типов колебания. Как и в случае прямоугольных зеркал, колебания вида TE_{M00} имеют минимальные амплитуды поля на краях зеркала (рис. 3.3, 3.4) и дифракционные потери.

Для таких резонаторов были получены приближенные решения, аналогичные (3.10)—(3.12).

Дополнительный фазовый сдвиг

$$\varphi = 2v_{mn}^2 \frac{M(M+2\beta)}{[(M+\beta)^2 + \beta^2]^2}. \quad (3.18)$$

Дифракционные потери

$$\delta_d = 8v_{mn}^2 \frac{\beta(M+\beta)}{[(M+\beta)^2 + \beta^2]^2}. \quad (3.19)$$

Распределение тока на зеркалах

$$\hat{f}_{mn}(r, \varphi) = J_m \left(\frac{v_{mn}}{1 + \beta \frac{1+i}{M}} \right) \begin{cases} \cos(m\varphi), \\ \sin(m\varphi). \end{cases} \quad (3.20)$$

Здесь v_{mn} — n -й корень функции Бесселя m -го порядка. Колебания с $m \neq 0$ обладают четырехкратным вырождением: двухкратное поляризационное и двухкратное вы-

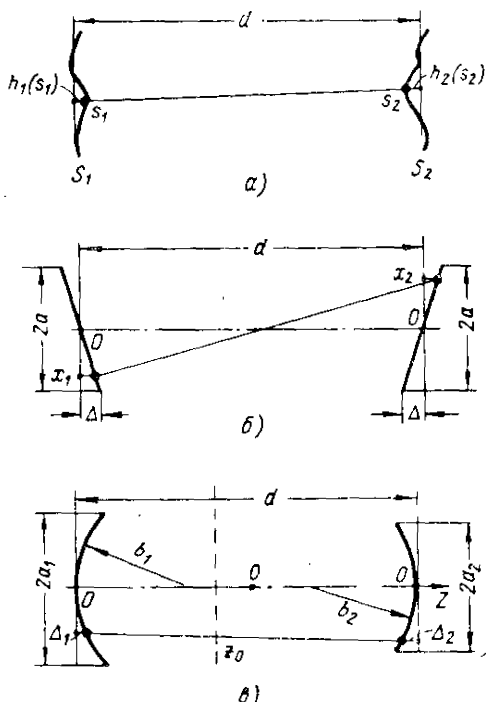


Рис. 3.5. Профиль зеркал открытого резонатора:

a — с произвольной абберацией; b — с линейной и v — с квадратичной.

рождение, соответствующее выбору функции синуса или косинуса. Сравнение (3.18) и (3.19) для первых видов колебаний с численным решением уравнений проведено на рис. 3.2.

После определения основных характеристик резонаторов с плоскими зеркалами, расположенными параллельно

друг другу, стали интересоваться влиянием на собственные колебания таких систем различных возмущений, которые получаются при перекосе зеркал, недостаточной чистоте обработки поверхности отражателей и так далее, т. е. возникла необходимость дать рекомендации по практическому конструированию открытых резонансных систем. Фокс и Ли [16] исследовали влияние линейных фазовых aberrаций на собственные функции двухмерных плоскопараллельных интерферометров. Для упрощения расчетов были рассмотрены симметричные геометрии резонаторов, в которых перекося мал и одинаков для обоих зеркал. Резонаторы с неодинаковым наклоном зеркал к продольной оси могут быть сведены к симметричным резонаторам изменением наклона одного зеркала по отношению к другому с одновременным боковым смещением. Если наклон мал, то и требуемое смещение также очень мало по сравнению с шириной зеркала. Так как это смещение оказывает очень слабое влияние на собственные колебания резонатора (малое изменение числа Френеля), то можно им пренебречь по сравнению с влиянием разъюстировки.

Интегральное уравнение резонатора с наклоненными зеркалами, выведенное в тех же предположениях, что и предыдущие, имеет вид:

$$\mu v(\eta_2) = \int_{-1}^1 K(\eta_2, \eta_1) e^{i k \Delta (\gamma_2 - \gamma_1)} v(\eta_1) d\eta_1, \quad (3.21)$$

где $K(\eta_2, \eta_1)$ — ядро уравнения для плоскопараллельных зеркал.

Угол наклона зеркал равен $\alpha = \frac{\Delta}{a}$ и приводит к сдвигу фазы на краю зеркала на $k\Delta$ радиан относительно его центра. Остальные обозначения ясны из рис. 3.5. На соотношение между параметрами этого уравнения накладываются те же ограничения, что и на (3.3) с добавлением условия

$$\frac{4\Delta^2}{b\lambda} \ll 1. \quad (3.22)$$

Для малых чисел Френеля ($N \leq 2$) и очень малых фазовых сдвигов потери на проход двух возмущенных колебаний низшего порядка почти не отличаются от потерь соответствующих колебаний в системе с идеальной юсти-

ровкой. С ростом числа N (или угла α) различие в величинах потерь возмущенных видов колебаний низшего порядка уменьшается, а разность между фазовыми сдвигами возрастает. При дальнейшем возрастании числа Френеля и угла наклона зеркал количество вырожденных по потерям видов колебаний растет.

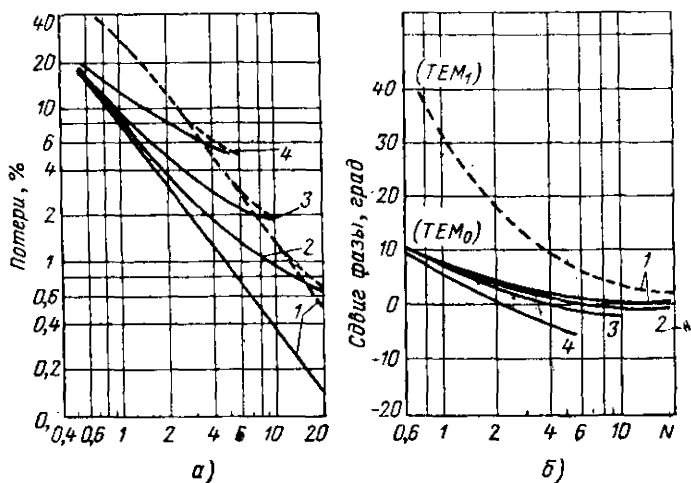


Рис. 3.6. Потери мощности (а) и дополнительный фазовый набег (б) на один проход зеркал, имеющих перекося: 1) $\Delta=0$; 2) $\Delta=\lambda/144$; 3) $\Delta=\lambda/72$; 4) $\Delta=\lambda/36$.

На рис. 3.6 показаны вычисленные потери мощности за один проход волны для двух типов колебаний наимизшего порядка в интерферометре с перекошенными зеркалами, имеющими форму бесконечных полос. Две кривые с наибольшей крутизной соответствуют случаю идеально отъюстированной системы ($\alpha = 0$). Наклон зеркал вызывает увеличение потерь; видно, что хотя наклон мал (фазовые сдвиги на краю зеркала относительно его центра составляют малые доли длины волны), дополнительные потери для возмущенного вида колебаний TEM_0 довольно существенны.

При заданном угле наклона зеркал и увеличении числа Френеля кривые для двух возмущенных волн наимизшего порядка приближаются друг к другу, создавая тем самым

вырождение по потерям. В области, где вычисления не проводились, можно ожидать, что кривые потерь для этих двух типов колебаний будут сливаться с кривыми для колебаний более высоких порядков, в результате чего степень вырождения по потерям будет расти.

В идеально отъюстированном резонаторе фазовые сдвиги для всех волн приближаются к нулю со стороны положительных значений при увеличении размеров зеркал. Это означает, что фазовые скорости волн эквивалентного лучевого волновода (или длина волны в резонаторе λ_g) больше, чем в свободном пространстве и это отличие уменьшается по мере возрастания числа Френеля.

В резонаторе с наклонными зеркалами кривые фазовых сдвигов для возмущенной волны TEM_0 пересекают ось абсцисс и переходят в отрицательную область при больших значениях N и α . Однако это не означает, что $\lambda_g < \lambda$, максимальное значение поля смещается из центра полосы и очевидно необходимо отсчитывать геометрический набег фазы от неосевых точек отражателей.

Дополнительный фазовый сдвиг возмущенной TEM_1 волны мало отличается от соответствующих значений для резонатора с идеальной юстировкой и на рис. 3.6 не показан.

На рис. 3.7 и 3.8 показаны распределения относительных амплитуд и фаз полей вдоль поверхности зеркал при различных углах наклона. Как и следовало ожидать, распределения полей асимметричны и смещены в сторону тех краев зеркал, которые расположены на большем расстоянии друг от друга. Это смещение гораздо отчетливее выражено в случае возмущенного вида колебаний TEM_0 (рис. 3.7) и является причиной появления отрицательного дополнительного фазового сдвига. Амплитудное распределение невозмущенного нечетно-симметричного вида колебаний TEM_1 симметрично, а фаза в центре зеркала изменяется скачком на π . При перекосе зеркал спад относительной амплитуды до нуля и скачок фазы не происходят (рис. 3.8). Из приведенных расчетных данных видно, что резонаторы с плоскопараллельными зеркалами обладают рядом ценных качеств: имеют разреженный спектр резонансных частот, однородное поле вдоль оси симметрии резонатора; длина волны в резонаторе мало отличается от длины волны в свободном пространстве. Это позволило применить их в ряде радиотехнических устройств. Однако сложность юстировки, сравнительно большие размеры, недостаточное различие

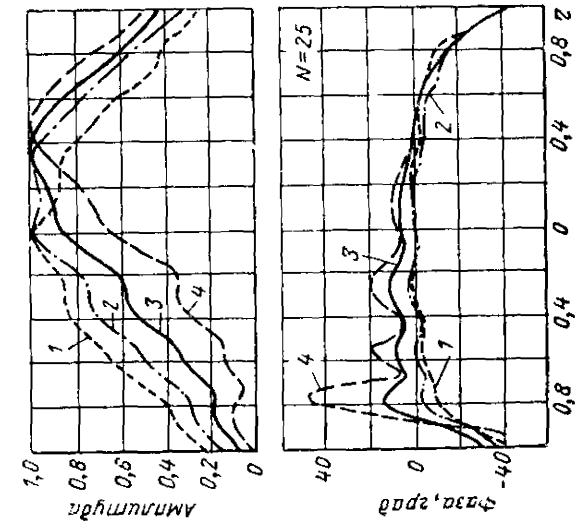


Рис. 3.7. Распределение относительных амплитуд и фаз колебаний наименьшего порядка при различных углах между зеркалами:
1) $\Delta = 0$; 2) $\Delta = \lambda/144$; 3) $\Delta = \lambda/72$; 4) $\Delta = \lambda/36$.

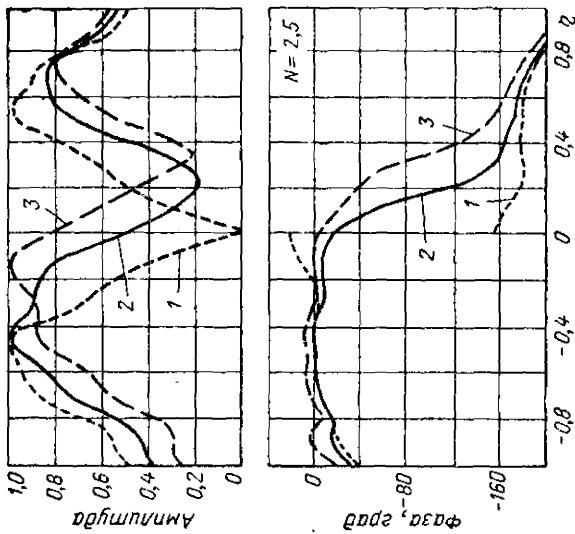


Рис. 3.8. Распределение относительных амплитуд и фаз колебания вида TEM_1 в резонаторе с наклонными зеркалами:
1) $\Delta = 0$; 2) $\Delta = \lambda/72$; 3) $\Delta = \lambda/36$.

видов колебаний по потерям привело к тому, что в настоящее время в миллиметровом и длинноволновой части субмиллиметрового диапазонов применяются в большинстве случаев резонаторы с отражателями с квадратичной фазовой коррекцией.

3.3. РЕЗОНАТОРЫ С КВАДРАТИЧНОЙ ФАЗОВОЙ КОРРЕКЦИЕЙ

Софокусные резонаторы

В 1956 г. Кон [17, 18] в приближении геометрической оптики доказал, что интерферометр со сферическими зеркалами, которые расположены так, что радиус кривизны одного зеркала совпадает с центром другого, имеет большую разрешающую способность, чем плоскопараллельный. Кроме того, такая система оказалась менее критична к разъюстировке. Резонаторы такого типа получили название конфокальных.

Используя рассмотренный выше итерационный метод, Фокс и Ли [6] рассчитали для конфокальных резонаторов с различными апертурами собственные функции и потери низшего четно-симметричного и нечетно-симметричного видов колебаний. Интегральное уравнение для резонаторов с квадратичной коррекцией и круглыми зеркалами (см. рис. 3.5) имеет вид:

$$\begin{aligned} \mu_{mn} \Psi_{mn}(\eta_2) \sqrt{\eta_2} &= \\ &= \int_0^1 K_n(\eta_2, \eta_1) \Psi_{mn}(\eta_1) \sqrt{\eta_1} d\eta_1 \end{aligned} \quad (3.23)$$

ядром

$$K_n(\eta_2, \eta_1) = i^{(n+1)} C_0 J_n(C_0 \eta_1 \eta_2) \sqrt{\eta_1 \eta_2}, \quad (3.24)$$

где

$$\eta = \frac{r}{a}; \quad C_0 = 2\pi N_0; \quad N_0 = \frac{d^2}{b\lambda},$$

r — текущая полярная координата по радиусу зеркала;

a — радиус зеркала;

b — радиус кривизны зеркала,

Собственные функции на поверхности зеркал заданы в виде

$$\Psi(\eta, \varphi) = \psi(\eta) e^{-i n \varphi}.$$

Квазиоптическое приближение свело задачу о нахождении собственных видов колебаний резонатора со сферическими зеркалами к задаче с зеркалами параболического типа. Однако, если радиус кривизны велик по сравнению с апертурой зеркала, то сферические зеркала хорошо аппроксимируют параболические.

Если связать множитель i^{n+1} с μ_{mn} , то ядро интегрального уравнения становится действительным, а следовательно, все собственные числа и функции этого уравнения будут вещественны. Это означает, что поле на поверхности зеркал конфокального резонатора будет постоянно по фазе (или, иначе говоря, поверхность постоянной фазы совпадает с поверхностью зеркала) и поскольку $\mu_{mn} i^{n+1}$ действительное число, то дополнительный фазовый сдвиг для собственных видов колебаний с данным значением углового индекса m должен быть кратным π , а разность между фазовыми сдвигами видов колебаний с различными радиальными индексами n , но с одинаковыми угловыми, будет кратна $\frac{\pi}{2}$, т. е.

$$\varphi_{mn} = \pi m + \frac{\pi}{2} (n + 1). \quad (3.25)$$

Резонансная длина волны резонатора определится как

$$\frac{2b}{\lambda} = q + \frac{1}{2} (m + 2n + 1). \quad (3.26)$$

Из последнего соотношения видно, что если расстояние между зеркалами соответствует резонансному для какого-либо вида колебаний, то в этом случае резонанс будет возникать на половине общего числа видов колебаний открытого резонатора (так называемое частное вырождение).

Для резонатора со сферическими отражателями характерны отсутствие пульсаций в амплитудном распределении электромагнитного поля и значительно меньшие потери энергии на один проход по сравнению с открытым резонатором, имеющим плоские зеркала и такие же апертуры. Важным его преимуществом является большее разделение по потерям основного и высших видов колебаний.

Увеличение апертур плоскопараллельного открытого резонатора уменьшает дополнительный фазовый сдвиг; в пределе возникает система, состоящая из двух бесконечных

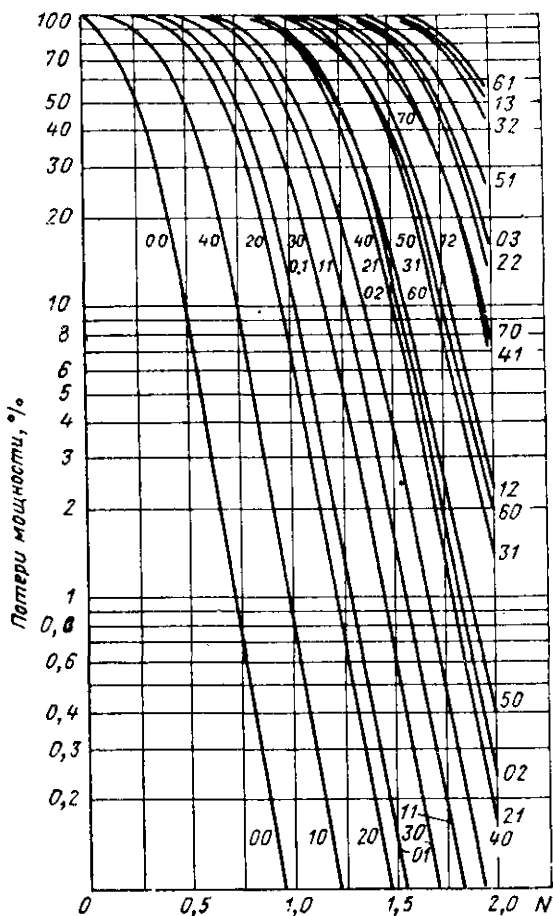


Рис. 3.9. Потери мощности на один проход собственных видов колебаний в конфокальном резонаторе с круглыми зеркалами.

плоскостей, которые расположены параллельно друг другу. В этом случае дополнительный фазовый сдвиг равен нулю и резонанс наблюдается при равенстве расстояния между

плоскостями целому числу полуволи. В конфокальном резонаторе, как следует из (3.25), он не зависит от размеров зеркал и является конечной величиной. В оптическом диапазоне это не вызывает заметного отличия длины волны в резонаторе от длины волны в свободном пространстве. Однако в миллиметровом и отчасти в субмиллиметровом диапазонах эту поправку необходимо учитывать при конструировании волномеров, калибрационных резонаторов и т. п.

Детально конфокальный резонатор с круглыми зеркалами был исследован в работах [19—21]. В работе Маккамбера уравнение конфокального резонатора, записанное в квазиоптическом приближении, решалось методом аппроксимации ядра вырожденным с последующим сведением его к системе линейных алгебраических уравнений. Были найдены дифракционные потери и распределения полей практически всех видов колебаний в довольно широком интервале чисел Френеля N (рис. 3.9).

Д. Слейян нашел аналитическое решение этого уравнения, выраженное через обобщенные сфероидальные функции, а также привел асимптотическую оценку дифракционных потерь и собственных функций для резонаторов с большими зеркалами. У резонаторов, размеры зеркал которых превышают более чем в два-три раза размеры радиусов «пятен» поля соответствующих видов колебаний, потери на один проход с достаточной для практики точностью определяются из соотношения

$$\delta = \frac{2\pi (4C_0)^{m+2n+1} e^{-2C_0}}{n! (m+n)!} \left| 1 + O\left(\frac{1}{C_0}\right) \right|. \quad (3.27)$$

При использовании этого приближения следует иметь в виду, что его точность ухудшается с ростом индексов колебаний m и n .

Для конфокального резонатора с прямоугольными зеркалами уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} & \mu_m \mu_n \Psi_m(X) \Psi_n(Y) = \\ & = \frac{ie^{-ikb}}{2\pi} \int_{-i\sqrt{C_x}}^{\sqrt{C_x}} \Psi_m(X') e^{iXX'} dX' \int_{-\sqrt{C_y}}^{\sqrt{C_y}} \Psi_n(Y') e^{iYY'} dY', \quad (3.28) \end{aligned}$$

где

$$X = \frac{x\sqrt{C_x}}{a_x}; \quad Y = \frac{y\sqrt{C_y}}{a_y};$$

a_x и a_y — полуширина отражателя по оси x и y , а

$$C_x = 2\pi \frac{a_x^2}{b\lambda} \quad \text{и} \quad C_y = 2\pi \frac{a_y^2}{b\lambda}.$$

Разделение переменных сводит трехмерную задачу к двум аналогичным двумерным уравнениям, которые описывают распределения полей и дифракционные потери резонатора, образованного полосами параболического сечения

$$\mu_m \Psi_m(X) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\sqrt{C}}^{\sqrt{C}} \Psi_m(X') e^{iXX'} dX'. \quad (3.29)$$

Это — однородное интегральное уравнение Фредгольма второго рода с ядром $e^{iXX'}$, часто называемое конечным преобразованием Фурье. Его решение можно выразить через сфероидальные волновые функции:

$$\Psi_m(X) \sim S_{0m}(C, \eta), \quad (3.30)$$

$$\mu_m = \sqrt{\frac{2\pi}{C}} i^m R_{0m}^{(1)}(C, 1), \quad (3.31)$$

где S_{0m} и $R_{0m}^{(1)}$ — угловые и радиальные функции в вытянутых сфероидальных координатах в определении Флеммера [22].

Таким образом, собственные функции уравнения (3.28) являются произведением сфероидальных волновых функций

$$S_{0m}(C_x, \eta_x) S_{0m}(C_y, \eta_y),$$

а собственные значения —

$$\mu_m \mu_n = \frac{2\pi}{C} i^{m+n} R_{0m}^{(1)}(C_x, 1) R_{0n}^{(1)}(C_y, 1).$$

Аналогично (3.26) можно получить условие резонанса, которое имеет вид

$$\frac{4b}{\lambda} = 2q + (1 + m + n). \quad (3.32)$$

Спектр собственных частот резонатора в значительной мере вырожден: увеличение $(m + n)$ на две единицы и при одновременном уменьшении q на единицу не изменяет соотношения (3.32). Распределения полей вырожденных видов колебаний ортогональны у поверхности зеркал, так как они являются решениями интегрального уравнения с самосопряженным ядром [23]. Сфероидальные функции при $\eta \ll 1$ (около центра отражателя) хорошо аппроксимируются произведением полинома Эрмита на функцию Гаусса:

$$\Psi_m(X) \cong \frac{\Gamma\left(\frac{m}{2} + 1\right)}{\Gamma(m+1)} H_m(X) e^{-\frac{1}{2} X^2}. \quad (3.33)$$

Приближенное выражение несправедливо для области, удаленной от центра зеркала, однако для достаточно большой величины S поле там мало и не представляет интереса.

Потери энергии при отражении, обусловленные радиационными эффектами, для резонаторов с прямоугольными зеркалами несколько меньше, чем у резонаторов с круглыми зеркалами, диаметр которых равен стороне квадратного зеркала.

Неконфокальные резонаторы

Наиболее естественным методом перестройки резонатора является поступательное перемещение одного из зеркал вдоль оси резонатора. Однако при фиксированной кривизне зеркал перестраиваемый резонатор удовлетворяет условию софокусности только в одном положении подвижного зеркала, что далеко не всегда допустимо. Поэтому, как правило, приходится иметь дело с неконфокальными резонаторами. В общем случае открытые резонаторы могут иметь не только несофокусную установку зеркал, но и различную их кривизну, перекосы и т. п.

Чтобы оценить влияние допусков на изготовление и монтаж элементов резонатора, а также на потери и распределение полей, необходимо рассмотреть общие уравнения, соответствующие открытому резонатору, зеркала которого обладают произвольной аберрацией (рис. 3.5, а). Интегральные уравнения, определяющие виды колебаний такой системы, можно получить таким же образом, как это делалось ранее, а именно использовать принцип самоустанавливаю-

щегося поля. Полагая, что поверхность зеркал такова, что отклонение ее точек от двух каких-либо параллельных плоскостей мало по сравнению с размерами зеркал и расстоянием между ними, можно записать интегральные уравнения в виде

$$\mu^{(1)} \varphi^{(1)}(s_1) = \int_{s_1} K(s_1, s_2) \exp \{i\kappa [h_1(s_1) + h_2(s_2)]\} \Psi^{(2)}(s_2) ds_2,$$

$$\mu^{(2)} \Psi^{(1)}(s_2) = \int_{s_1} K(s_2, s_1) \exp \{i\kappa [h_2(s_2) + h_1(s_1)]\} \Psi^{(1)}(s_1) ds_1.$$

В этих уравнениях индексы «1» и «2» обозначают первое и второе зеркало; s_1 и s_2 символически обозначают поперечные координаты на поверхности зеркал, Ψ_1 и Ψ_2 — собственные функции, описывающие относительное распределение полей на поверхности зеркал, μ_1 и μ_2 — соответствующие собственные значения, которые определяют дифракционные потери энергии и дополнительный сдвиг фазы волны при каждом ее прохождении от зеркала к зеркалу; κ — постоянная распространения среды; $h_1(s_1)$ и $h_2(s_2)$ характеризуют величину отклонения поверхности зеркал от плоской поверхности. Отсчет значений $h_1(s_1)$ и $h_2(s_2)$ ведется от некоторой плоскости, перпендикулярной оси z , $K(s_1, s_2)$ — ядро, совпадающее с ядром интегрального уравнения для плоскопараллельных зеркал.

Ядро уравнения симметрично, т. е.

$$K(s_1, s_2) = K(s_2, s_1).$$

Уравнения справедливы, если

$$\frac{a^2}{d\lambda} \ll \left(\frac{d}{a}\right)^2$$

и

$$\frac{1}{d\lambda} (|h_1(s_1)|_{\max} + |h_2(s_2)|_{\max})^2 \ll 1. \quad (3.34)$$

Здесь a — наибольший линейный размер зеркала; d — среднее расстояние между зеркалами; λ — длина волны. Максимальные значения величин $|h_1(s_1)|_{\max}$ и $|h_2(s_2)|_{\max}$ предполагаются гораздо меньшими, чем размеры зеркал.

Уравнения (3.34) определяют поля у каждого зеркала через отраженное поле у другого и связаны между собой искомыми функциями. Их можно скомбинировать в урав-

нения, описывающие двойной путь волны (от одного зеркала к другому и обратно), согласно которым поле у каждого зеркала должно повторяться после двойного пробега:

$$\begin{aligned} \Gamma \Psi^{(1)}(s_1) &= \int_{\bar{s}_1} G_1(s_1, \bar{s}_1) \Psi^{(1)}(\bar{s}_1) d\bar{s}_1, \\ \Gamma \Psi^{(2)}(s_2) &= \int_{\bar{s}_2} G_2(s_2, \bar{s}_2) \Psi^{(2)}(\bar{s}_2) d\bar{s}_2, \end{aligned} \quad (3.35)$$

где $s_1 = \bar{s}_1$ и $s_2 = \bar{s}_2$.

Собственное значение Γ одно и то же для обоих уравнений и равно $\Gamma = \mu^{(1)} \mu^{(2)}$, а ядра G_1 и G_2 определяются выражениями:

$$\begin{aligned} G_1(s_1, \bar{s}_1) &= \int_{\bar{s}_2} K(s_1, s_2) K(s_2, \bar{s}_1) \times \\ &\times \exp \{ i\kappa [h_1(s_1) + h_1(\bar{s}_1) + 2h_2(s_2)] \} ds_2. \\ G_2(s_2, \bar{s}_2) &= \int_{\bar{s}_1} K(s_2, s_1) K(s_1, \bar{s}_2) \times \\ &\times \exp \{ i\kappa [h_1(s_2) + h_2(\bar{s}_2) + 2h_1(s_1)] \} ds_1. \end{aligned} \quad (3.36)$$

Так как ядро K уравнения резонатора с плоскопараллельными зеркалами симметрично, то сразу можно заключить, что G_1 и G_2 также симметричны. Отсюда следует, что собственные функции $\Psi_n^{(1)}(s_1)$ и $\Psi_n^{(2)}(s_2)$, соответствующие различным собственным значениям Γ , ортогональны на соответствующих поверхностях зеркал, т. е.

$$\left. \begin{aligned} \int_{\bar{s}_1} \Psi_n^{(1)}(s_1) \Psi_m^{(1)}(s_1) ds_1 &= 0, \\ \int_{\bar{s}_2} \Psi_n^{(2)}(s_2) \Psi_m^{(2)}(s_2) ds_2 &= 0, \end{aligned} \right\} m \neq n. \quad (3.37)$$

Как и в случае плоскопараллельных зеркал, собственные функции, вообще говоря, комплексны и определены только на поверхностях зеркал. Условие ортогональности неэрмитово, и его вид такой же, как у соотношений, обычно применяемых к системам с потерями.

Резонатор с большим отношением размеров зеркала к длине волны

У резонаторов с фокусирующими зеркалами конфигурация распределения полей в основном определяется его геометрией и в меньшей степени зависит от размеров зеркал. Это позволяет изучить характерные особенности таких систем путем исследования свойств резонатора без потерь, интегральное уравнение которого допускает аналитическое решение. Для этого рассмотрим резонатор с круглыми зеркалами, параметр C которого очень велик. Искомое распределение поля в цилиндрической системе координат можно представить в виде

$$\Psi_{mn}(r, \varphi) = U_{mn}(r) e^{-i m \varphi}.$$

Если зеркала с радиусами кривизны b_1 и b_2 расположены на расстоянии d , а $h_1 = \frac{r_1^2}{2b_1}$ и $h_2 = \frac{r_2^2}{2b_2}$, то интегральное уравнение, определяющее распределение поля на первом зеркале, имеет вид

$$\mu U_1(x_1) = \int_0^{\sqrt{C}} U(\bar{x}_1) K(x_1, \bar{x}_1) \bar{x}_1 d\bar{x}_1, \quad (3.38)$$

а ядро

$$K(x_1, \bar{x}_1) = \exp\left[-i \frac{g}{2} (\bar{x}_1^2 + x_1^2)\right] \times \\ \times \int_0^{\sqrt{C}} J_m(\bar{x}_1, x_2) J_m(x_1, x_2) e^{-i g_2 x_2^2} x_2 dx_2.$$

Здесь $g_i = 1 - \frac{d}{b_i}$; $x = \sqrt{C} \frac{r}{a} = \sqrt{\frac{2\pi}{d\lambda}} r$.

Если $\lambda \ll \frac{a^2}{d}$, значение верхнего предела интегрирования будет велико и можно отыскать аналитическое решение уравнения (3.38) [24]:

$$U_1(x_1) = \text{const} \cdot x_1^m \times \\ \times \exp\left[-\frac{1}{2} \sqrt{\frac{g_1}{g_2} (1 - g_1 g_2)} x_1^2\right] L_n^m \left[\sqrt{\frac{g_1}{g_2} (1 - g_1 g_2)} x_1^2 \right]. \quad (3.39)$$

$$\mu = e^{-i 2\kappa d} \exp\left[i 2(m + 2n + 1) \arccos \sqrt{g_1 g_2}\right]; \quad (3.40)$$

($L_n^m [x]$ — полином Лагерра).

Для нахождения распределения поля на втором зеркале в уравнении (3.38) необходимо поменять местами индексы «1» и «2». Тогда

$$U_2(x_2) = \text{const} \cdot x_2^m \times$$

$$\times \exp\left\{-\frac{1}{2} \sqrt{\frac{g_2}{g_1} (1 - g_1 g_2)} x_2^2\right\} L_n^m\left[\sqrt{\frac{g_2}{g_1} (1 - g_1 g_2)} x_2^2\right], \quad (3.39')$$

Для некоторых видов колебаний на рис. 3.10 и 3.11 изображены конфигурации полей и распределение интенсивности света ОКГ. Из рисунков видно, что приближенное

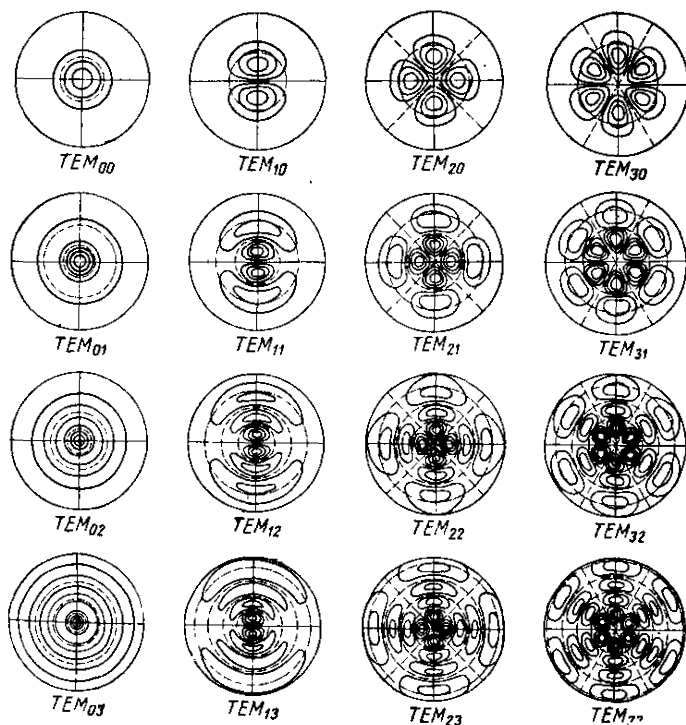


Рис. 3.10. Конфигурация поля собственных видов колебаний открытого резонатора со сферическими круглыми зеркалами. Рельеф поля на зеркалах вычислен по формуле (3.39).

Сплошными замкнутыми линиями показаны линии равного тока с нормированной амплитудой 0,2; 0,5; 0,8; пунктирными — линии нулевого тока и штрих-пунктирными ограничено пятно поля.

амплитудное распределение хорошо описывает распределение поля в оптическом открытом резонаторе.

В момент резонанса полный фазовый набег оказывается кратным 2π . Отсюда условие резонанса:

$$|-2kd + 2(m + 2n + 1) \arccos \sqrt{g_1 g_2}| = 2\pi q, \quad (3.41)$$

где q — большое целое число.

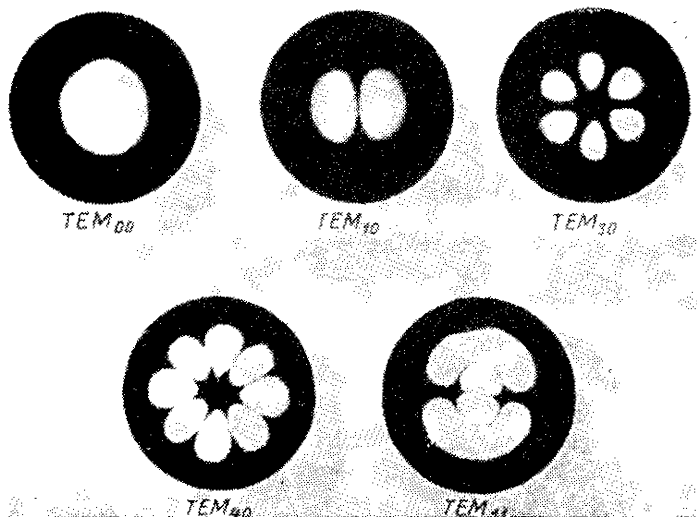


Рис. 3.11. Распределение интенсивности света газового ОКГ (резонатор имеет сферические круглые зеркала).

Резонансные расстояния между зеркалами или резонансные длины волн видов колебаний должны удовлетворять следующему соотношению:

$$\frac{2d}{\lambda} = q + \frac{1}{\pi} (m + 2n + 1) \arccos \sqrt{g_1 g_2}. \quad (3.42)$$

Используя найденное распределение полей на зеркалах, найдем так называемый радиус «пятна» поля: расстояние от центра отражателя, на котором поле основного вида колебаний уменьшается в e раз. На первом зеркале он равен

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{d\lambda}{\pi}} \left[\frac{g_1}{g_2} (1 - g_1 g_2) \right]^{-\frac{1}{4}}, \quad (3.43)$$

а на втором

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{d\lambda}{\pi}} \left[\frac{g_2}{g_1} (1 - g_1 g_2) \right]^{-\frac{1}{4}}. \quad (3.43')$$

Отношение радиусов «пятен» зависит от радиусов кривизны зеркал следующим образом:

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \sqrt{\frac{g_2}{g_1}}. \quad (3.44)$$

Следует отметить, что если расстояние между зеркалами приближается к одному из радиусов кривизны зеркал, то на одном из отражателей размер пятна поля неограниченно возрастает, тогда как на другом стремится к нулю.

Если размеры зеркал резонатора конечны, то явления дифракции несколько задерживают рост пятна, однако общая закономерность сохраняется. Из численных решений интегральных уравнений следует, что для резонаторов с ограниченными апертурами истинные распределения полей хорошо совпадают с рассчитанными по приближенным выражениям (3.39) и (3.39'), если поле на краю зеркала мало. В первом приближении ограничение апертур вызывает потери на излучение в свободное пространство и слабо влияет на распределение полей в открытом резонаторе. Исходя из этого, можно получить критерий, позволяющий судить о величине потерь открытого резонатора с зеркалами конечных размеров. Чтобы потери были малы, поле должно быть сконцентрировано вблизи центра зеркала. Это приводит к требованию вещественности радиуса «пятна» поля и в свою очередь накладывает ограничения на выбор соотношений между радиусами кривизны зеркал и расстоянием между ними. Как видно из соотношений (3.43) и (3.43'), для получения резонаторов, поле в которых достаточно быстро спадает при увеличении радиальной координаты, расстояние между зеркалами должно выбираться в интервалах

$$0 < d < b_1; \quad b_2 < d < b_1 + b_2 \quad \text{при} \quad b_1 < b_2$$

или

$$0 < g_1 g_2 < 1. \quad (3.45)$$

Последнее выражение обычно называют условием «устойчивости» резонатора с квадратичной коррекцией. Оно может быть представлено графически, так называемой диаграм-

мой устойчивости (рис. 3.12), на которой каждая геометрия представлена точкой в плоскости переменных g_1 и g_2 . Различные типы резонаторов характеризуются относительным расположением центров кривизны зеркал и схематично показаны на различных участках диаграммы. Заштрихованная часть соответствует неустойчивым резонаторам, поле

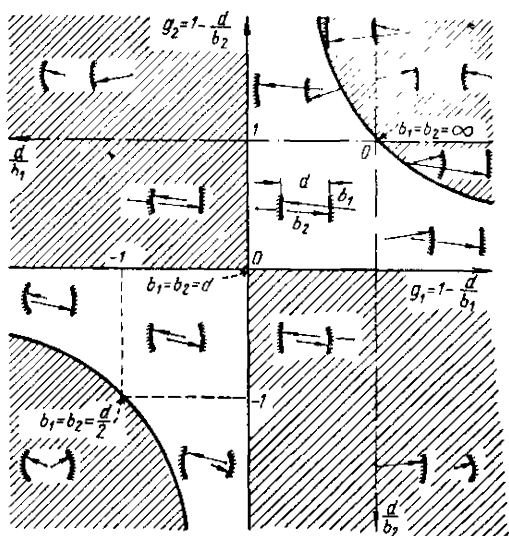


Рис. 3.12. Диаграмма устойчивости резонаторов с квадратичной коррекцией отражателей. Заштрихованы области не локализованных полей.

которых не ограничивается каустиками. В этих областях резонатор соответствует лучевому волноводу с расфокусирующей последовательностью линз [25].

Выражения для распределения полей унифицируются, если в (3.43) перейти к переменной

$$t^2 = \frac{1}{2} x^2 \sqrt{\frac{g_1}{g_2} (1 - g_1 g_2)};$$

$$u(t) = \text{const } t^m L_n^m [2t^2] e^{-t^2}. \quad (3.46)$$

Частным случаем рассмотренных геометрий является симметричная, у которой оба зеркала имеют идентичные радиусы кривизны ($g_1 = g_2$). На диаграмме устойчивости

точки, соответствующие этим резонаторам, расположены на прямой, делящей первый и третий квадранты пополам.

Радиус пятна поля на зеркале для такой системы получаем из (3.43):

$$\omega = \sqrt{\frac{b\lambda}{\pi}} \sqrt{\frac{1-g}{1+g}}, \quad (3.47)$$

причем в конфокальном резонаторе пятно поля имеет радиус

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{b\lambda}{\pi}}.$$

Пятно поля для высших видов колебаний

Для собственных видов колебаний с индексами $m \neq 0$ и $n \neq 0$ применить введенное определение радиуса пятна поля невозможно из-за наличия азимутальных и радиальных осцилляций. Определим радиус пятна поля высшего вида колебаний несколько иначе, обходя трудности, связанные с его определением по спаданию поля. Рассмотрим лучевой аналог резонатора, в котором распространяется основная волна, соответствующая колебаниям вида TEM_{00} открытого резонатора. Определим радиус пятна поля ω_{mn} как радиус окружности, внутри которой проходит $(1 - e^{-2})$ часть всей энергии, переносимой этой волной (полная энергия принята за единицу). Это определение является естественным обобщением определения радиуса пятна по скорости убывания поля при удалении от центра зеркала. Действительно, для $C \gg 1$ часть энергии, распространяющаяся внутри окружности с радиусом

$$\omega \left(\frac{u(\omega)}{u(0)} = e^{-1} \right),$$

равна

$$\frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\omega} |u_{00}(r, \varphi)|^2 r dr d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} |u_{00}(r, \varphi)|^2 r dr d\varphi} = 1 - e^{-2}.$$

Введенный таким образом радиус пятна поля можно использовать для определения радиуса пятна высших видов колебаний. Он определяется из соотношения

$$\Psi(\omega_{mn}) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\omega_{mn}} |u_{mn}|^2 r dr d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} |u_{mn}|^2 r dr d\varphi}$$

или, обозначив

$$J(\omega_{mn}) = \int_0^{\omega_{mn}} |u_{mn}|^2 r dr d\varphi$$

при

$$\Psi = 1 - e^{-2},$$

получим для определения ω_{mn} уравнение

$$\frac{J(\omega_{mn})}{J(\infty)} = e^{-2}. \quad (3.48)$$

Для $C \gg 1$, используя приближенные амплитудные распределения (3.39), выражение $J(\omega_{mn})$ удастся получить в виде

$$P(\omega_{mn}^2) e^{-2\omega_{mn}^2},$$

где $P(\omega_{mn}^2)$ — полином $(m+2n)$ порядка относительно ω_{mn}^2 , и нахождение радиуса пятна поля ω_{mn} сводится к решению уравнения

$$\ln \frac{P(\omega_{mn}^2)}{P(\infty)} = 2\omega_{mn}^2 - 2. \quad (3.48')$$

Корни этого уравнения для $m = \text{const}$ или $n = \text{const}$ расположены почти на прямых линиях в координатах $(n, 2\omega_{mn}^2)$ и $(m, 2\omega_{mn}^2)$ (рис. 3.13). Поскольку при больших апертурах приближенные распределения достаточно хорошо описывают истинные распределения полей, то можно использовать этот график для оценки потерь высших видов колебаний в резонаторах с конечными размерами зеркал. Естественно предположить, что при фиксированном радиусе зеркала колебания с большим радиусом пятна имеют

бóльшие потери. Используя данные рис. 3.13, можно расположить виды колебаний открытого резонатора со сферическими зеркалами по возрастанию радиусов пятен, или, другими словами, по возрастанию дифракционных потерь. Для конфокального резонатора справедливость такой оценки можно проверить, используя данные работы [19] (рис. 3.9).

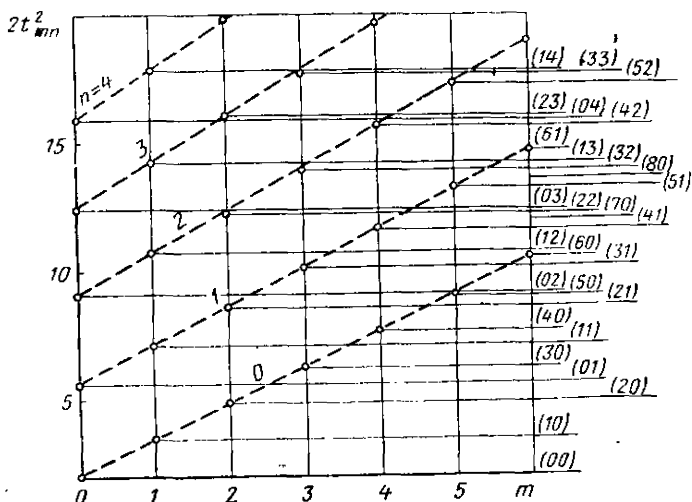


Рис. 3.13. Зависимость нормированного радиуса пятна высших видов колебаний резонатора со сферическими зеркалами от углового индекса.

Болеe того, такое определение радиуса пятна позволяет приближенно определить абсолютное значение дифракционных потерь колебаний высших видов по известным потерям основного вида колебаний. Допустим, что потери одинаковы для тех видов колебаний, у которых одинаковы значения $\Psi(w)$, тогда, используя те же приближенные функции, получим выражение для нахождения радиуса зеркала резонатора, работающего на основном виде колебаний (потери основного вида колебаний считаются известными), при котором он имеет такие же потери, как и интересующий нас резонатор, работающий на колебаниях высшего вида:

$$w_{00} = \frac{1}{2} \ln \frac{J(w_{mn}^2)}{J(\infty)}.$$

Вследствие того, что истинные распределения полей в резонаторах с конечными апертурами несколько отличаются от распределений, описываемых выражением (3.39), получаются несколько завышенные результаты, однако ошибка не настолько велика, чтобы играть существенную роль при практическом использовании этого способа.

Поле внутри резонатора

Распределение поля внутри резонатора в квазиоптическом приближении можно найти, зная распределение поля на зеркалах, путем вычисления поля в любой точке по принципу Гюйгенса. Для расчета распределения поля в любой плоскости необходимо иметь точное решение интегрального уравнения соответствующего резонатора с ограниченной апертурой. Однако приближенное распределение поля можно получить, используя в качестве исходного распределение поля на зеркалах, полученное выше.

Рассмотрим поле внутри симметричного резонатора. Поле бегущей волны в плоскости, пересекающей продольную ось резонатора в точке $z = z_0$ (см. рис. 3.5, θ), имеет следующий вид:

$$u_{mn}(z = z_0) = \Phi_1 \Phi_2 A f(t) \cos m\varphi; \\ s = \sqrt{1 - g^2}; \quad v = 1 - g; \quad \omega = 1 - \zeta, \quad (3.49)$$

где

$$\Phi_1 = i^{m+1} \exp \left\{ -i k d \frac{1 - \zeta}{2} \right\} \left\{ -i (m + 2n + 1) \arctg \frac{2 - v\omega}{s\omega} \right\}$$

— константа, характеризующая набег фазы при прохождении волной с заданными индексами расстояния от зеркала до плоскости $z = z_0$;

$$\Phi_2 = \exp \left(-i \frac{2v\omega}{s} t^2 \right) = \exp \left[-i 2 \sqrt{\frac{1-g}{1+g}} (1 - \zeta) t^2 \right]$$

— функция, характеризующая кривизну фронта распространяющейся волны:

$$A = \left\{ \frac{4\pi}{d\lambda [2 - v(1 - \zeta^2)]} \right\}^{m/2} \{2 - v(1 - \zeta^2)\}^{-1/2}$$

— амплитудный множитель, соответствующий изменению амплитуды волны при движении волны вдоль направления z ;

$$f(t) = t^m e^{-t^2} L_n^m(2t^2); \quad (3.50)$$

а t — нормированная к радиусу пятна поля в данном сечении радиальная координата.

Распределение поля внутри резонатора можно получить из распределения поля на зеркале путем масштабирования.

Радиус пятна поля в сечении $z = z_0$ выражается через пятно на зеркалах следующим образом:

$$\omega(\zeta) = \omega(\zeta = 1) \sqrt{1 - \frac{v}{2}(1 - \zeta^2)}. \quad (3.51)$$

В приведенных соотношениях

$$\zeta = \frac{2z_0}{d}.$$

Для конфокального резонатора

$$\omega(\zeta) = \omega(\zeta = 1) \sqrt{\frac{1 + \zeta^2}{2}} = \omega_0 \sqrt{\frac{1 + \zeta^2}{2}}. \quad (3.51')$$

Как видно из (3.47) и (3.52), пятно поля на зеркале некофокального резонатора и пятно установившегося распределения поля в конфокальном резонаторе в сечении $z = z_0$ несколько отличны при $\zeta = 1 - g$.

Используя вычисленные распределения полей, можно найти угол расхождения волны при выходе ее через полупрозрачный отражатель, который не меняет ни фазовый фронт волны, ни амплитудное распределение. Для колебаний основного вида TEM_{00} угловое расплывание пятна поля равно отношению диаметра пятна к расстоянию от центра резонатора. При достаточно больших ζ оно равно

$$\Theta = \sqrt{\frac{\lambda}{b}} (2\pi \sqrt{1 - g^2})^{-1/2}. \quad (3.52)$$

Как видно из формулы (3.53), этот угол минимален в конфокальном резонаторе.

Свойства колебаний различных видов в плоскопараллельных резонаторах и резонаторах со сферическими зеркалами существенно отличаются. Распределение поля между плоскими пластинами в большой степени зависит от размеров

последних, тогда как распределение поля на зеркале сферического профиля в основном определяется его кривизной и параметром $\nu = \frac{d}{b}$. В таких резонаторах изменение размеров зеркал мало влияет на функцию распределения поля, за исключением случаев, соответствующих малым числам Френеля.

Несколько отличными являются свойства колебаний в резонаторах вблизи резонансной частоты какого-либо вида колебаний. Если оба резонатора возбуждаются посредством отверстий связи в центре зеркал, то плоскопараллельный резонатор имеет асимметричную резонансную кривую, в то время как резонансная кривая резонаторов со сферическими зеркалами симметрична при достаточно большом перепаде амплитуд.

Резонаторы с конечными апертурами. Свойства симметрии

Рассматривая полученные решения интегральных уравнений для резонаторов при $C \rightarrow \infty$, нетрудно увидеть их свойства симметрии. Однако эти свойства можно обнаружить и не решая уравнений, тем более, что они существуют и для резонаторов с ограниченными зеркалами.

Используя общие свойства интегральных уравнений, можно найти семейство резонаторов с идентичными потерями, собственные функции которых связаны простыми масштабными множителями [26].

Рассмотрим резонатор, образованный параболическими полосами произвольных размеров и произвольного радиуса кривизны. Если ввести обобщенные параметры такого резонатора:

$$N = \frac{a_1 a_2}{\lambda d}, \quad (3.53)$$

$$\begin{aligned} G_1 &= g_1 \frac{a_1}{a_2}, \\ G_2 &= g_2 \frac{a_2}{a_1}, \end{aligned} \quad (3.54)$$

где

$$\begin{aligned} g_i &= 1 - \frac{d}{b_i}; \\ x_i &= a_i \xi_i; \\ v_i(\xi_i) &= v_i(x_i) \sqrt{a_i}, \end{aligned} \quad (3.55)$$

а $2a_i$ — ширина i -го зеркала, то из уравнений (3.34) получим обобщенные интегральные уравнения для собственных видов колебаний:

$$\mu_1 v_1(\xi_1) = \int_{-1}^1 K(\xi_1, \xi_2) v_2(\xi_2) d\xi_2, \quad (3.56)$$

$$\mu_2 v_2(\xi_2) = \int_{-1}^1 K(\xi_1, \xi_2) v_1(\xi_1) d\xi_1 \quad (3.56')$$

с ядром

$$K(\xi_1, \xi_2) = \sqrt{iN} \exp \{ -i\pi N (-2\xi_1 \xi_2 + G_1^2 \xi_1^2 + G_2^2 \xi_2^2) \}.$$

Таким образом, собственные функции и собственные значения зависят только от трех параметров: N, G_1, G_2 . Поэтому, если два резонатора с размерами (a_1, a_2, d, g_1, g_2) и $(a'_1, a'_2, d', g'_1, g'_2)$ имеют одинаковые обобщенные параметры N и G_i :

$$N = \frac{a_1 a_2}{d} = N' = \frac{a'_1 a'_2}{d'},$$

$$G_1 = g_1 \frac{a_1}{a_2} = G'_1 = g'_1 \frac{a'_1}{a'_2},$$

$$G_2 = g_2 \frac{a_2}{a_1} = G'_2 = g'_2 \frac{a'_2}{a'_1},$$

то у этих резонаторов будут одни и те же масштабированные собственные функции v_1 и v_2 , такие же дифракционные потери на каждом зеркале, а также соответствующие резонансные частоты.

Собственные значения μ_1 и μ_2 приобретают ясный физический смысл, если нормировать v_1 и v_2 так, чтобы выполнялось соотношение

$$\int_{-1}^1 |v_1(\xi_1)|^2 d\xi_1 = \int_{-1}^1 |v_2(\xi_2)|^2 d\xi_2. \quad (3.57)$$

Тогда, как следует из уравнений (3.56), μ_1 и μ_2 соответственно характеризуют коэффициенты отражения от первого и второго зеркал и связаны с потерями соотношением

$$\delta_i = 1 - |\mu_i|^2.$$

Следовательно, общие потери резонатора определяются как

$$\delta = 1 - |\mu_1 \mu_2| \text{ при } \delta \ll 1,$$

а резонансные условия — как

$$\mu_1 \mu_2 \exp \left\{ -i2\pi \frac{d}{\lambda} \right\} = q,$$

где q действительно и положительно.

Кроме названных параметров N и G , можно найти еще некоторые инвариантные параметры эквивалентных резонаторов. Параметр $G^2 = G_1 G_2 = g_1 g_2$, как уже было указано, называется обобщенным параметром устойчивости в ранее определенном смысле ($0 < G^2 < 1$), а параметр N является обобщенным числом Френеля. Для $N \gg 1$ дифракционные потери устойчивых резонаторов обычно имеют малые значения, которые увеличиваются при переходе в неустойчивую область. По мере уменьшения числа N резкая граница между областями больших и малых потерь стирается и при $N \ll 1$ все резонаторы имеют малую радиационную добротность. Легко заметить, что в устойчивой области зеркала с большим значением G имеют больший коэффициент отражения и, следовательно, меньшие потери.

Интегральные уравнения, которые определяют виды колебаний резонаторов с прямоугольными зеркалами, можно разбить на два ряда уравнений, аналогичных (3.29), каждое из которых содержит одну из декартовых координат. Следовательно, все вышесказанное можно отнести и к резонаторам с астигматическими зеркалами при условии, что главные направления астигматизма параллельны краям зеркал.

Подобным образом можно получить инвариантные соотношения для сферических зеркал с круглой апертурой. В результате оказывается, что параметры инвариантности остаются теми же самыми (см. [26]), с той лишь разницей, что полуширина полосы заменяется радиусом зеркал.

Более того, оказывается возможным для сферических зеркал с произвольной формой апертуры получить из подобных (но уже двухмерных уравнений) аналогичные соотношения инвариантности.

Распределение полей на зеркалах эквивалентных резонаторов пропорционально масштабному множителю и мож-

но ожидать соответствия вне и внутри эквивалентных систем.

Таким образом, нет необходимости решать интегральные уравнения для всех соотношений между размерами зеркал и радиусами кривизны. Как уже было сказано, конфокальные резонаторы [19—21] детально рассмотрены для случая одинаковых зеркал. Полученные расчеты легко распространить на резонаторы с неравными апертурами, используя инвариантность конфокальных резонаторов относительно обобщенного числа Френеля:

$$N = \frac{a_1 a_2}{b\lambda}. \quad (3.58)$$

Для получения данных для геометрии с параметром $G_i \neq 0$ необходимо иметь решения интегральных уравнений хотя бы для $g_1 = g_2 \neq 0$ и некоторых значений параметров N , а затем, воспользовавшись соотношениями инвариантности, можно исследовать свойства несимметричных резонаторов.

Распределение полей и потери резонатора с ограниченными зеркалами

Решение уравнения (3.38) без предположения $\sqrt{C} \rightarrow \infty$ дает возможность найти радиационные потери и влияние конечности апертуры на собственные функции открытого резонатора. Из расчета видно, что амплитудное распределение полей можно хорошо аппроксимировать функциями Гаусса—Лагерра (3.39). Таким образом, для геометрий, отличных от плоскопараллельной и концентрической, эквивалентные поверхности почти совпадают с поверхностями зеркал.

Значения потерь и дополнительного фазового сдвига на один проход даны на рис. 3.14 и 3.15 для геометрий с малыми потерями ($0 \leq |g| \leq 1$). Кривые для $g = 1$ и $g = 0$ совпадают с вычисленными в работе [6]. Из рисунков видно, что величина потерь сильно зависит от кривизны зеркал в области, где g не очень близко к единице, и быстро убывает с увеличением числа N . Фазовый сдвиг показан только для положительных значений g , для отрицательных значений g фазовый сдвиг равен

$$\varphi_- = \pi - \varphi_+.$$

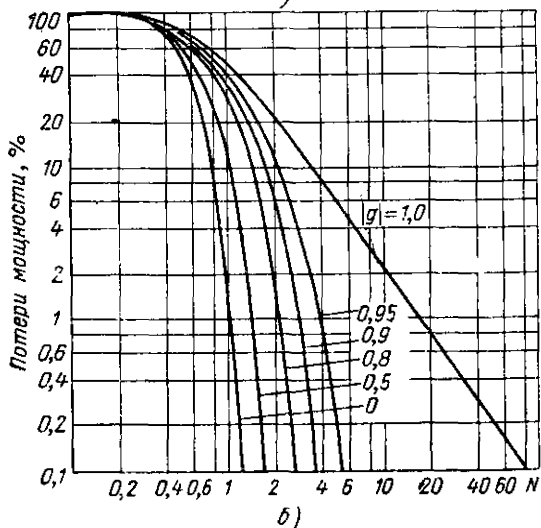
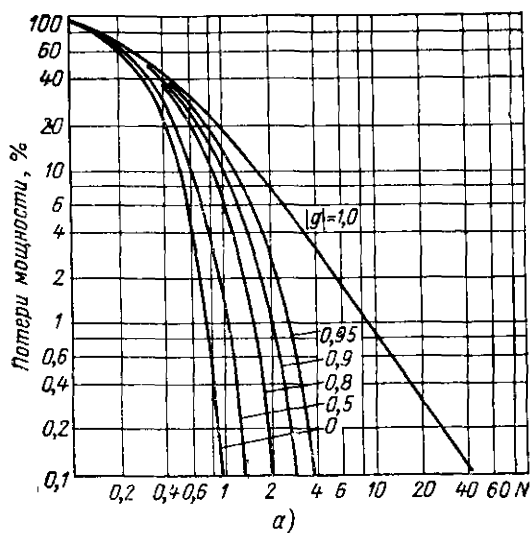
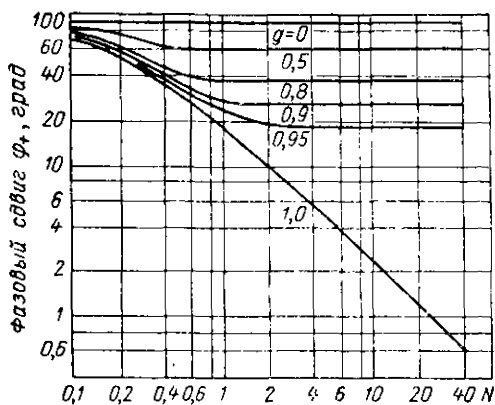
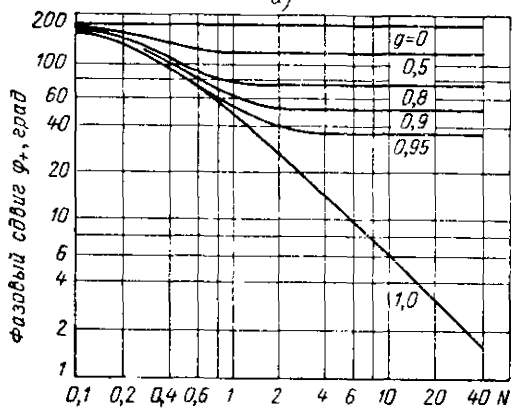


Рис. 3.14. Зависимость дифракционных потерь неконфокального резонатора со сферическими зеркалами от числа Френеля N для колебаний видов TEM_{00} (а) и TEM_{10} (б).



а)



б)

Рис. 3.15. Зависимость дополнительного к геометрическому фазового сдвига неконфокального резонатора со сферическими зеркалами от числа Френеля для колебаний видов TEM_{00} (а) и TEM_{10} (б).

Горизонтальные участки кривых совпадают с вычисленными по формулам для бесконечных зеркал (3.40):

$$\varphi = (2n + m + 1) \arccos g.$$

Наибольшее распространение получили полусимметричные резонаторы, состоящие из одного плоского и одного вогнутого зеркал. Если пятно поля на плоском зеркале значительно меньше его диаметра, то полусимметричные резонаторы могут быть с большой степенью точности заменены эквивалентными симметричными резонаторами с двойным расстоянием между зеркалами.

Если конфигурация зеркал такова, что выполняются условия

$$g_1 = 1,0; 0,5 \leq g_2 \leq 1,0$$

и зеркала имеют одинаковые апертуры, то эквивалентность резонаторов может нарушиться и их следует рассчитывать заново. Т. Ли [27] вычислил потери и дополнительные фазовые сдвиги для резонаторов с полусимметричной геометрией (рис. 3.16 и 3.17). Поскольку распределения полей на плоском и сферическом зеркалах не одинаковы, то различны и потери на отражение от каждого рефлектора. Поэтому потери полусимметричного резонатора следует определить как средние потери за два прохода волны от сферического зеркала к плоскому и обратно:

$$\delta_{cp} = 1 - |\mu^{(1)} \mu^{(2)}|,$$

или при $\mu^{(1)}$ и $\mu^{(2)}$, близких к единице,

$$\delta_{cp} = \frac{1}{2} (\delta^{(1)} + \delta^{(2)}), \quad (3.59)$$

где $\delta^{(1)}$ и $\delta^{(2)}$ — потери энергии при отражении от сферического и плоского зеркал соответственно.

При решении интегральных уравнений (3.38) параметр g изменялся уменьшением радиуса кривизны, поэтому число Френеля оставалось неизменным. На практике значительно легче менять величину g путем изменения расстояния между зеркалами, что приводит к одновременному изменению числа $N = \frac{a^2}{d\lambda}$ при фиксированном $N_0 = \frac{a^2}{b\lambda}$.

Расчет характеристик таких систем приведен в работах [28,29]. Величину потерь и другие характеристики резона-

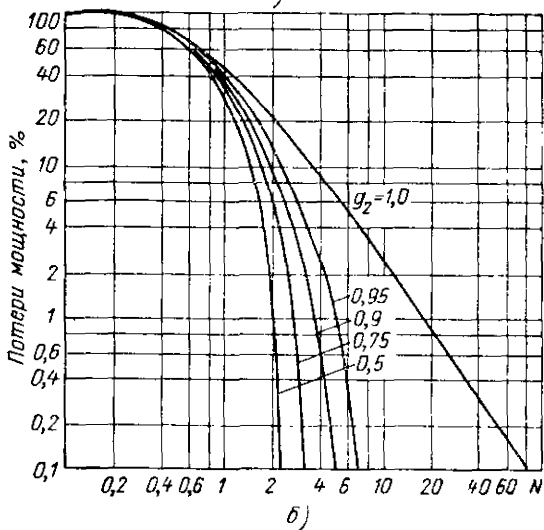
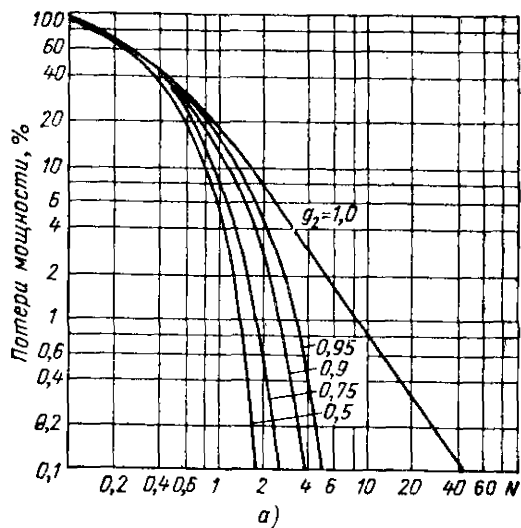


Рис. 3.16. Зависимость потерь мощности полу-симметричного резонатора от числа Френеля для колебаний видов TEM_{00} (а) и TEM_{10} (б).

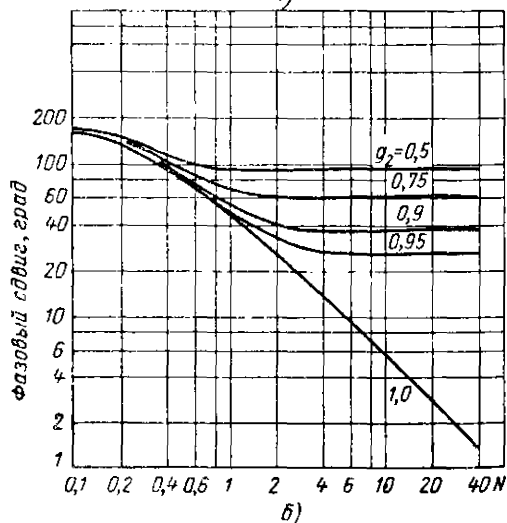
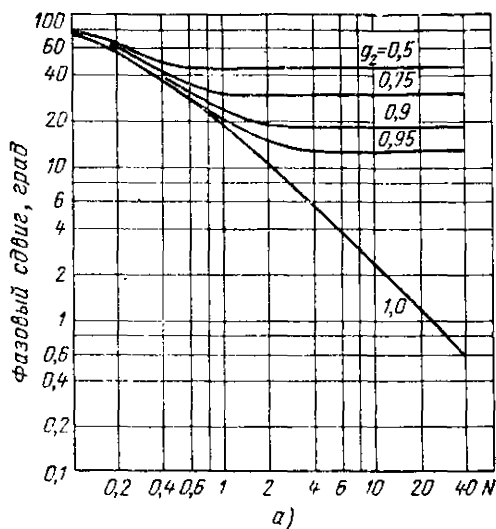


Рис. 3.17. Зависимость дополнительного к геометрическому фазового сдвига полусимметричного резонатора от числа Френеля для колебаний вида TEM₀₀ (а) и TEM₁₀ (б).

торов удобно рассматривать в зависимости от относительного расстояния между зеркалами $\nu = \frac{d}{b}$, связанного с параметром g :

$$g = 1 - \nu.$$

Таким образом, конфокальной геометрии соответствует относительное расстояние $\nu = 1$, а concentрической — $\nu = 2$.

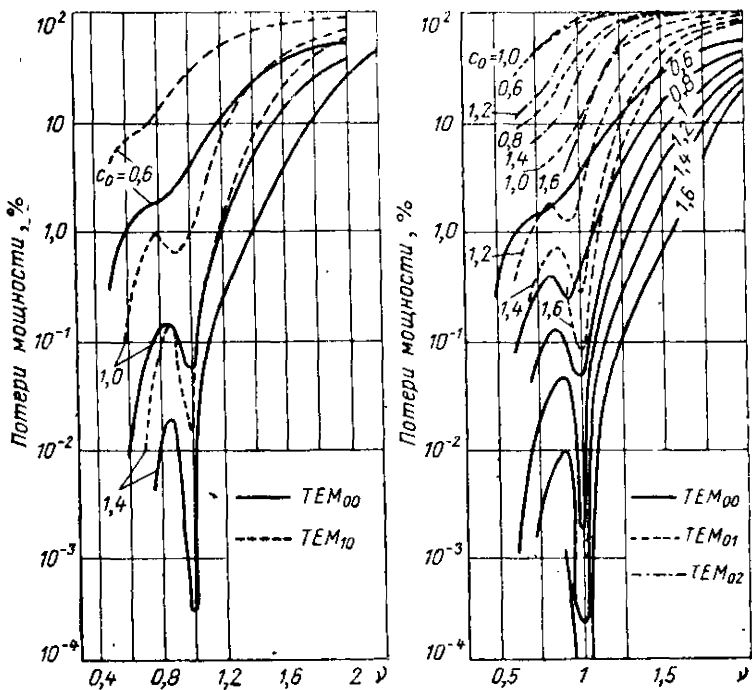


Рис. 3.18. Зависимость дифракционных потерь открытого резонатора от относительного расстояния между зеркалами $\nu = d/b$.

На рис. 3.18 показана зависимость дифракционных потерь от относительного расстояния между зеркалами для нескольких значений параметра $C_0 = 2\pi N_0$. Дифракционные потери монотонно убывают при переходе от concentрического резонатора к конфокальному. В области больших потерь ($N_0 = 0,6 \div 0,8$) при $\nu < 1$ появляется

точка перегиба. У резонаторов с малыми потерями имеется значение $\nu_{\text{мин}}$, соответствующее минимуму дифракционных потерь, которое быстро стремится к единице (для конфокальных резонаторов) с увеличением апертур зеркал (C_0). Дальнейшее уменьшение расстояния между зеркалами приводит к некоторому увеличению, а затем к резкому снижению дифракционных потерь.

На рис. 3.19 и 3.20 приведены амплитудные и фазовые распределения полей колебаний вида TEM_{00} для различных параметров C_0 . Амплитудное распределение полей неконфокального резонатора по форме аналогично распределению амплитуд конфокального резонатора. Пятно поля уменьшается с уменьшением параметра ν , но амплитуда поля на краю зеркала зависит от радиационных потерь (большей амплитуде на краю зеркала соответствуют большие потери). Так, для $\nu = 0,8 \div 0,9$ пятно поля у резонатора с апертурой $C_0 = 2\pi \cdot 1,4$ уже пятна поля конфокального резонатора. Однако большие потери при этих условиях обуславливаются значительной амплитудой собственных функций на краю отражателя. Непропорциональность уменьшения пятна поля и амплитуды на краю зеркала приводит к тому, что для оценки потерь неконфокального резонатора нельзя пользоваться предложенной Бойдом и Гордоном методикой [25]. Для четно-симметричных видов колебаний с потерями δ , меньшими 1%, амплитуда поля на краю зеркала практически одинакова для систем с одним и тем же значением δ . Это явление можно использовать для более точной оценки потерь по известному амплитудному распределению. Фазовые распределения в неконфокальных резонаторах имеют сложную зависимость от координат.

При больших потерях изменение фазы вдоль радиуса происходит монотонно, однако по мере уменьшения потерь эти зависимости усложняются, на поверхности зеркала появляются окружности, поле которых синфазно с полем в центре. С увеличением апертуры фазовые характеристики сглаживаются и форма эквифазных поверхностей становится близкой к форме поверхности отражателей.

Потери концентрического резонатора ($\nu = 2$) равны потерям плоского резонатора с параметром $C = \frac{C_0}{2}$. Однако в концентрическом резонаторе нет пульсаций, характерных для кривых распределения поля, аналогичных пульсациям, вычисленным Фоксом и Ли. Для доконфокальной геомет-

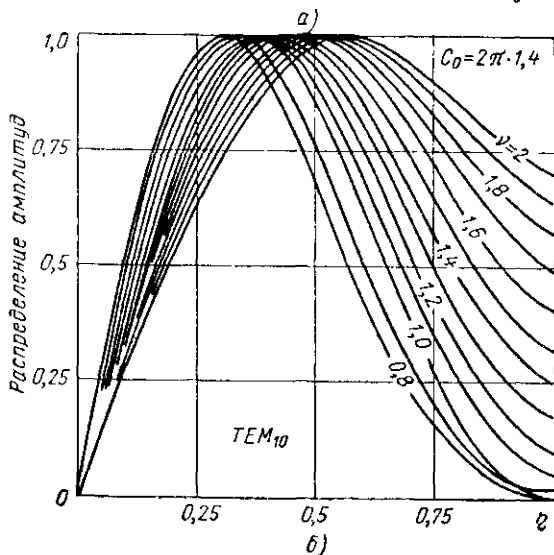
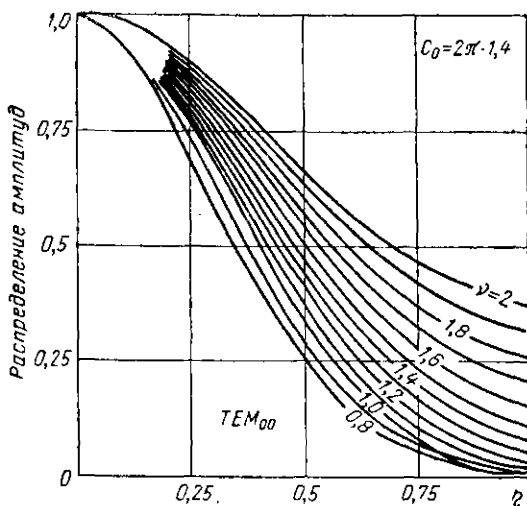


Рис. 3.19. Распределение относительных амплитуд чётно-симметричного (а) и нечётно-симметричного (б) видов колебаний на зеркалах симметричного неконфокального резонатора.

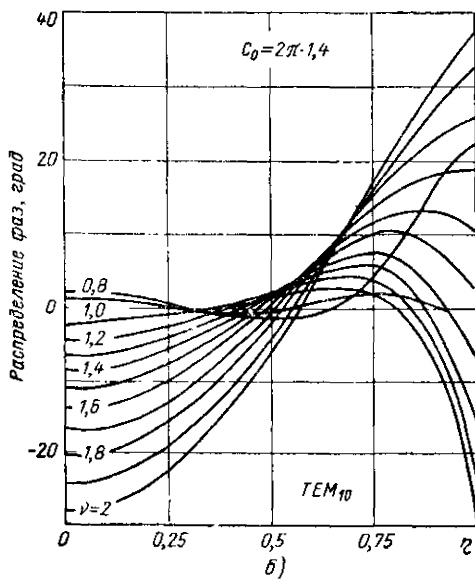
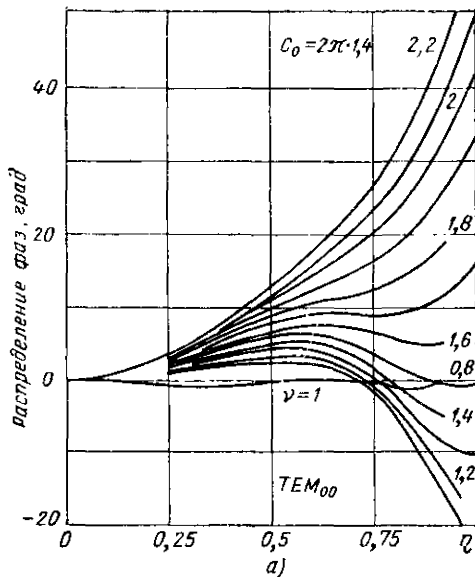


Рис. 3.20. Распределение фаз четно-симметричного (а) и нечетно-симметричного (б) видов колебаний на зеркалах симметричного неконфокального резонатора.

рии резонатора величины дополнительного к геометрическому фазового сдвига, полученные из точного и приближенного решения, практически совпадают. При $1 < \nu < 2$ по мере уменьшения параметра C_0 расхождение между численно вычисленными фазовыми сдвигами для резонатора с бес-

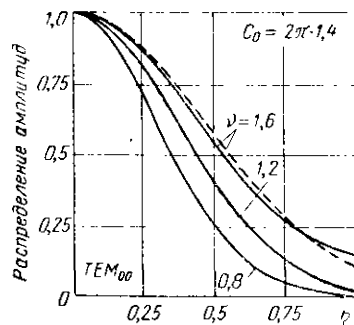
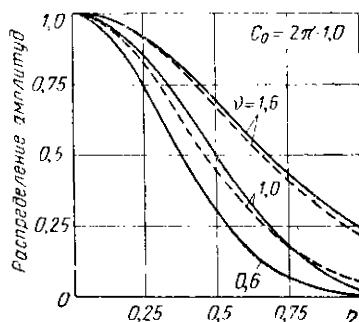
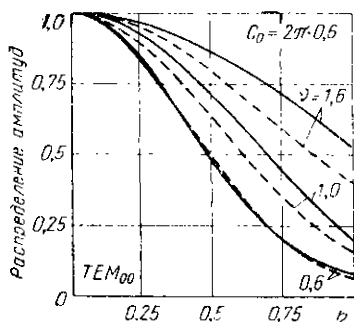


Рис. 3.21. Относительные распределения амплитуд на сферических зеркалах резонатора (сплошные кривые — результаты решения интегрального уравнения (3.38); пунктирные кривые — вычисления по формулам (3.29).

конечными зеркалами увеличивается для всех видов колебаний. Даже для вида TEM_{00} и достаточно большого параметра C_0 отличие заметно уже при $\nu = 1.5$.

Вычисленные распределения хорошо совпадают с приближенными функциями (3.46) в том случае, если пятно поля занимает не более трех четвертей радиуса зеркала. По мере увеличения дифракционных потерь расхождение между вычисленными и приближенными распределениями увеличивается (рис. 3.21).

Наиболее наглядно сравнительные характеристики семейства резонаторов со сферическими зеркалами видны

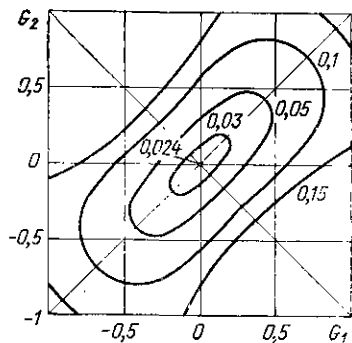
на обобщенной диаграмме устойчивости, на которой нанесен рельеф функции потерь в плоскости переменных G_1 и G_2 .

Вследствие условия симметрии функция потерь должна быть симметрична относительно двух плоскостей, определяемых уравнениями $G_1 = G_2$ и $G_1 = -G_2$. Поэтому все вычисления проводят только для одного из квадрантов, образованных этими плоскостями.

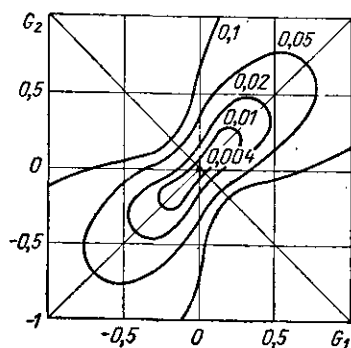
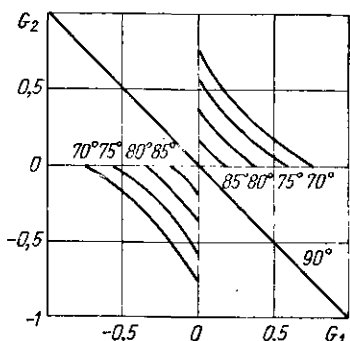
На рис. 3.22 изображены рельефы функций потерь для резонаторов, образованных полосами параболического сечения; кривые соответствуют значениям $\delta = \text{const}$. Отличия в радиусах кривизны приводят к различной величине потерь при отражении от обоих зеркал. Поэтому на диаграмме даны средние потери за два прохода. Наклон кривых на рис. 3.22 в первом и третьем квадрантах довольно плавен, а во втором и четвертом — крутой. В результате этого кривые сближаются в направлении оси $G_1 = G_2$. Сближение становится более заметным с ростом числа N . В конечном итоге при очень больших числах Френеля кривые расположатся весьма близко к границам областей с большими и малыми потерями (см. рис. 3.12). Это послужило поводом для того, чтобы по аналогии с теорией фильтров назвать область с большими потерями «полосой непрозрачности», а область с малыми потерями — «полосой пропускания».

Из рис. 3.22 следует, что в области нелокализованных полей (3.45) вблизи начала координат потери могут быть снижены уменьшением размеров зеркал. Это следует иметь в виду при работе с конфокальными резонаторами, зеркала которых по тем или иным технологическим причинам оказались неидентичными.

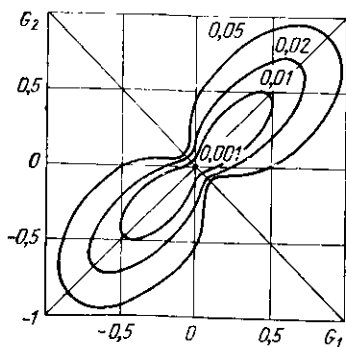
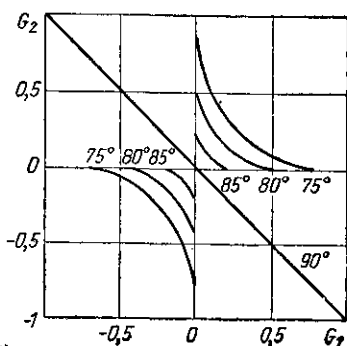
Анализ рельефов потерь на плоскости $G_1 G_2$ показывает, что при постоянном значении C дифракционные потери минимальны при $G_1 = G_2$, т. е. при $\frac{a_1}{a_2} = \sqrt{\frac{g_2}{g_1}}$ и возрастают при нарушении этого соотношения. Поскольку потери конфокального резонатора не зависят от отношения $\frac{a_1}{a_2}$ и определяются только обобщенным параметром N , то это означает, что конфокальный резонатор с неравными зеркалами должен быть более чувствителен к изменению расстояния между ними, чем резонатор с $a_1 = a_2$ и имеющий тот же параметр C .



а)



б)



в)

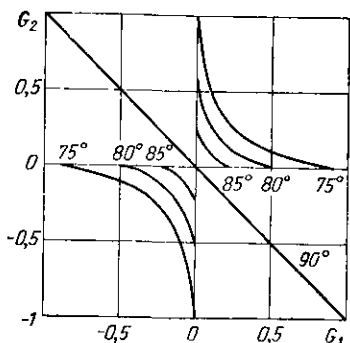


Рис. 3.22. Рельефы функций потерь и дополнительного к геометрическому фазового сдвига резонатора со сферическими зеркалами для значений параметра C , равных 3 (а), 4 (б) и 5 (в).

Для исследования влияния перекосов зеркал в работе [30] были рассмотрены следующие уравнения:

$$\begin{aligned} p\Psi_2(u_2) &= \int_{-\sqrt{c}}^{\sqrt{c}} K(u_1, u_2) \Psi_1(u_1) du_1, \\ \Psi_1(u_1) &= \int_{-\sqrt{c}}^{\sqrt{c}} K(u_1, u_2) \Psi_2(u_2) du_2 \end{aligned} \quad (3.60)$$

с ядром

$$K(u_1, u_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ i \left[u_1 u_2 - \beta_1 u_1 - \beta_2 u_2 - G_1 \frac{u_1^2}{2} - G_2 \frac{u_2^2}{2} \right] \right\},$$

где

$$\begin{aligned} C &= \kappa \frac{a_1 a_2}{d}; \quad G_{1,2} = \frac{a_{1,2}}{a_{2,1}} g_{1,2}; \\ g_{1,2} &= 1 - \frac{d}{b_{1,2}}; \quad \beta_{1,2} = \sqrt{\frac{a_{1,2}}{a_{2,1}}} \sqrt{\kappa d} \alpha_{1,2}; \\ u_{1,2} &= \sqrt{\frac{a_{2,1}}{a_{1,2}}} \sqrt{\frac{\kappa}{d}} x_{1,2}; \end{aligned}$$

α_i — углы перекоса зеркал.

Введенные обозначения позволяют свести число произвольных параметров до пяти ($C, G_1, G_2, \beta_1, \beta_2$) вместо исходных семи ($d, a_1, a_2, b_1, b_2, \alpha_1, \alpha_2$). Это означает, что семейство резонаторов с различными исходными параметрами, соответствующими некоторому фиксированному набору величин (c, g_i, β_i), будет иметь одинаковые собственные значения и описываться в безразмерных переменных и одними и теми же собственными функциями.

Из общего вида уравнений видно, что собственные функции и собственные значения связаны следующими инвариантными соотношениями:

$$\begin{aligned} & \left\{ \begin{array}{l} p(\beta_1, \beta_2, g_1, g_2), \\ \Psi_1(u_1, \beta_1, \beta_2, g_1, g_2), \\ \Psi_2(u_2, \beta_1, \beta_2, g_1, g_2), \end{array} \right\} = \\ & = \left\{ \begin{array}{l} p^*(\beta_1, -\beta_2, -g_1, -g_2), \\ \Psi_1^*(-u_1, \beta_1, -\beta_2, -g_1, -g_2), \\ \Psi_2^*(u_2, \beta_1, -\beta_2, g_1, g_2), \end{array} \right\} = \end{aligned}$$

$$= \left\{ \begin{array}{l} p^* (-\beta_1, -\beta_2, -g_1, -g_2), \\ \Psi_1^* (u_1, -\beta_1, \beta_2, -g_1, -g_2), \\ \Psi_2^* (-u_2, -\beta_1, \beta_2, -g_1, -g_2). \end{array} \right\} \quad (3.61)$$

Эти выражения являются обобщением соотношений симметрии (3.54) для резонаторов с перекошенными зеркалами. Они позволяют при исследовании уравнения (3.60) огра-

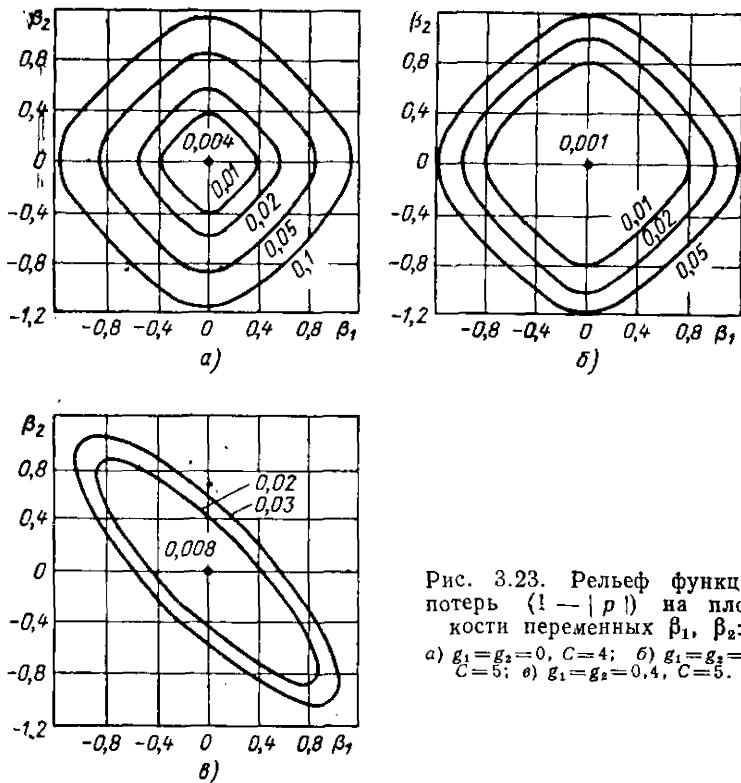


Рис. 3.23. Рельеф функций потерь $(1 - |p|)$ на плоскости переменных β_1, β_2 :
 а) $g_1 = g_2 = 0, C = 4$; б) $g_1 = g_2 = 0, C = 5$; в) $g_1 = g_2 = 0.4, C = 5$.

ничиваться рассмотрением определенных областей в пространстве параметров (β_i, G_i) . Из них, в частности, следует, что дифракционные потери сопряженных резонаторов с зеркалами, имеющими одинаковые углы наклона, равны при смене знака угла наклона у одного из зеркал. Потери

самоспряженного резонатора, каким является конфокальный резонатор, не зависят от знаков угла наклона зеркал.

Из простых геометрических соображений о смещении оси пучка при перекосах зеркал можно заключить, что характеристики резонаторов, близких к плоским, сильно зависят от симметричных наклонов зеркал ($\beta_1, \beta_2 > 0$). Это подтверждается вычислениями.

Из равенств (3.61) следует, что характеристики резонаторов, близких по свойствам к концентрическим, должны сильно зависеть от несимметричных перекосов зеркал ($\beta_1,$

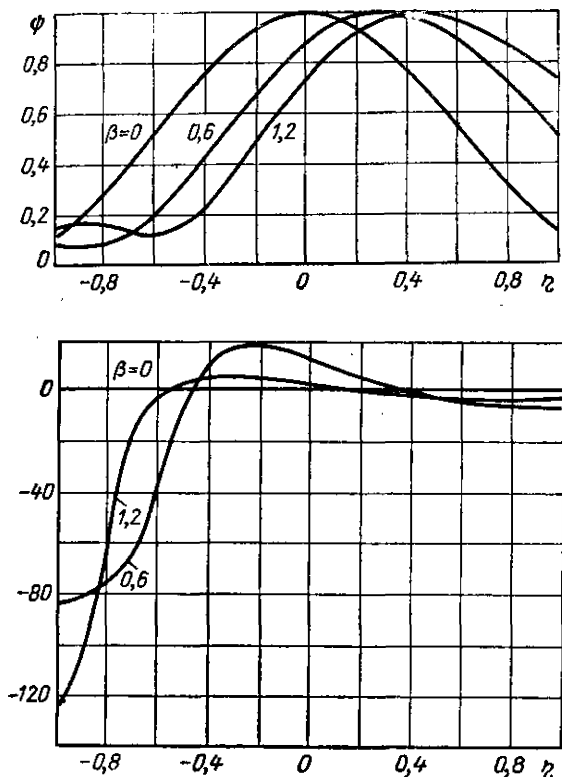


Рис. 3.24. Распределение относительной амплитуды ψ и фазы колебаний вида TEM_0 конфокального резонатора с зеркалами в виде параболических полос при одинаковых углах перекоса зеркал ($\beta_1 = \beta_2 = \beta$).

$\beta_2 < 0$). В пространстве переменных (α_1, α_2, d) при неизменных параметрах G_1 и C дифракционные потери резонаторов постоянны на кривых $\alpha_1 \sqrt{\kappa d} = \text{const}$ и $\alpha_2 \sqrt{\kappa d} = \text{const}$; увеличение длины резонатора усиливает зависимость его параметров от угла перекоса зеркал. Рис. 3.23 иллюстрирует зависимость потерь открытых резонаторов с квадратичной коррекцией при условии $G_i \neq 0$ от симметричных и несимметричных перекосов зеркал. Увеличение апертуры резонаторов уменьшает зависимость их параметров от угла перекоса.

Зависимость амплитудного и фазового распределений полей от углов перекоса показана на рис. 3.24. На этом же рисунке для сравнения приведено распределение полей идеально отъюстированной системы. Видно, что как и для плоской геометрии, вследствие несовершенной юстировки, поле смещается к краям зеркал, которые находятся на большем расстоянии.

3.4. РЕЗОНАТОРЫ С ЛИНЕЙНОЙ И КУСОЧНО-ЛИНЕЙНОЙ ФАЗОВОЙ КОРРЕКЦИЕЙ

Резонаторы, образованные зеркалами в виде конусов и усеченных конусов в квазиоптическом приближении, можно исследовать при помощи уравнений (3.35), если подставить линейную корректирующую функцию типа $h = r\alpha$ для конических зеркал и

$$h = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 < r < a_0, \\ \alpha(r - a_0) & \text{при } a_0 < r < a \end{cases}$$

для зеркал в виде усеченных конусов с основанием $2a_0$ и апертурой $2a$ (рис. 3.25).

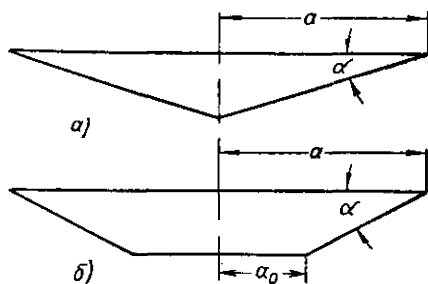


Рис. 3.25. Геометрия центрального сечения конического зеркала (а) и зеркала в виде усеченного конуса (б).

На рис. 3.26, взятом из работы [31], показана зависимость потерь и фазового сдвига конического резонатора от угла при основании для различных апертур. При $\alpha = 0$ потери и фазовый сдвиг такие же, как у плоских зеркал. С ростом угла α потери убывают, достигают минимума и вновь возрастают. Этот факт объясняется противоположным влиянием фокусировки и рассеяния такой геометрии. С увеличением апертуры оптимальное значение угла при основа-

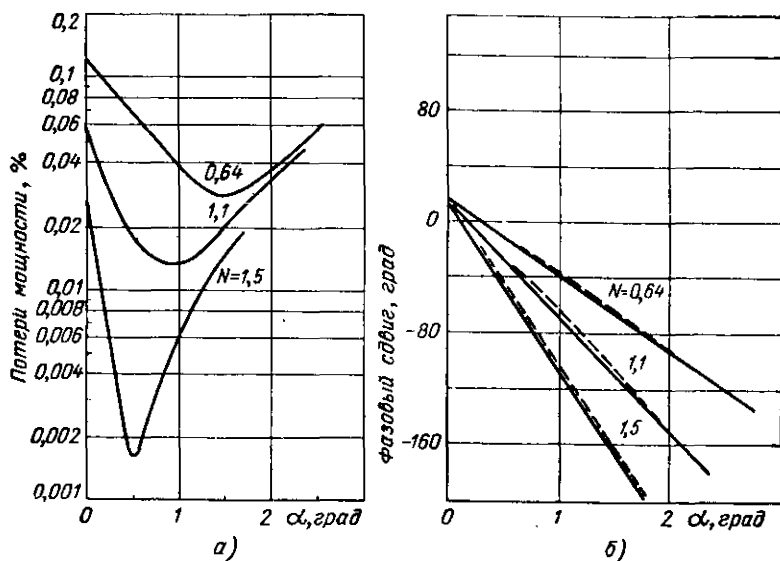


Рис. 3.26. Зависимость потерь мощности на проход (а) и дополнительного фазового сдвига (б) резонатора с зеркалами в виде конических полос от угла при основании конуса. Пунктиром нанесены кривые, вычисленные по данным работы [33].

нии конуса уменьшается; для зеркал с круглой апертурой оптимальный угол связан с размером зеркал приближенным соотношением $\alpha \approx \pi/2ka$, которое означает, что угол α практически не зависит от расстояния между зеркалами, а существенно зависит только от произведения ka (рис. 3.27, 3.28).

Несмотря на сильную зависимость потерь от угла α (см. рис. 3.26, а), пятно поля не имеет экстремума и плавно убывает при увеличении α (рис. 3.29).

На рис. 3.30 приведены потери низшего вида колебаний резонатора на один проход для оптимальных конических зеркал [32]. При малых C ($C \approx \pi$) эти потери мало отличаются от аналогичных потерь для конфокального резонатора, однако при росте C потери конфокального резонатора резко падают, тогда как в коническом снижение потерь с увеличением C происходит гораздо медленнее.

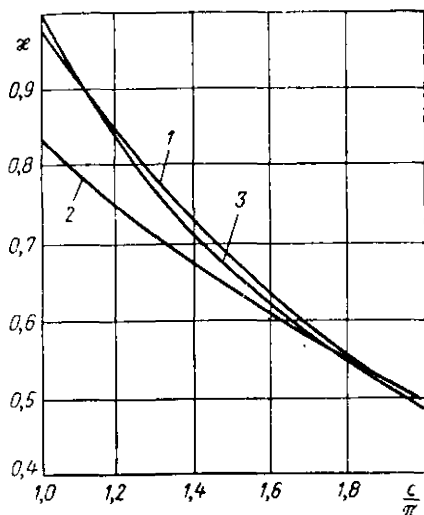


Рис. 3.27. Зависимость оптимального значения параметра χ от величины C : 1 — конические зеркала; 2 — зеркала в виде усеченного конуса; 3 — кривая, соответствующая $\chi = \frac{\pi}{C}$.

Амплитудное распределение для резонатора с коническими зеркалами очень мало отличается от амплитудного

распределения для резонатора с коническими зеркалами очень мало отличается от амплитудного

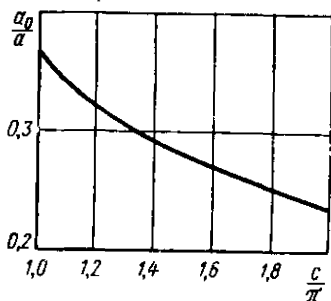


Рис. 3.28. Зависимость оптимального отношения a/a_0 от величины C/π .

распределения конфокального резонатора (при $C = \pi$ эти распределения практически совпадают). Однако эти типы резонаторов сильно различаются величиной потерь, особенно при больших C . На потери в резонаторе с коническими зеркалами влияет не только распределение амплитуды поля, но и фазы, при этом влияние распределения фазы, по-видимому, существенно.

Изменяя параметр $\chi = \frac{d}{a}\alpha$ в ту или другую сторону от оптимального, будем получать систему, потери в которой будут больше рассмотренных нами выше оптимальных потерь. Однако при небольших изменениях χ увеличение по-

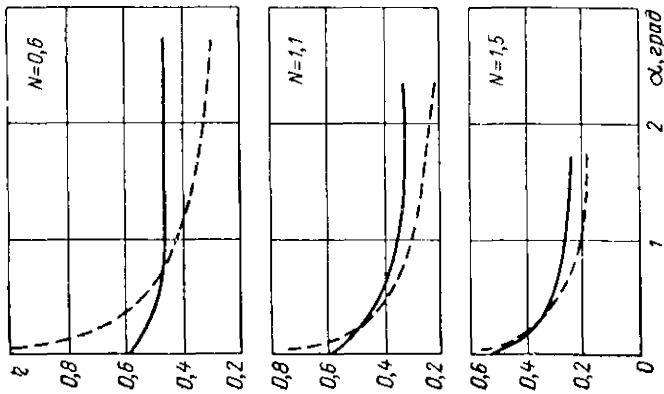
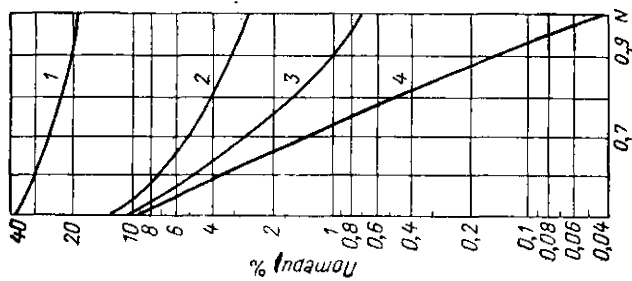
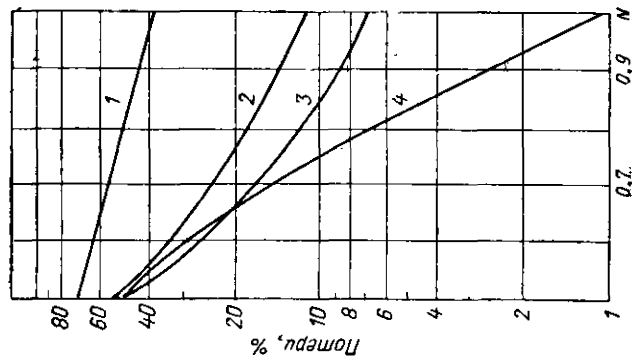


Рис. 3.29. Зависимость размера пятна поля от угла α при основании конуса. Пунктиром нанесены кривые, вычисленные по данным работы [62].



а)



б)

Рис. 3.30. Зависимость радиационных потерь для основного вида колебаний (а) и первого нечетно-симметричного вида колебаний (б) от параметра N :

1 — резонатор с круглыми плоскими зеркалами; 2 — резонатор с коническими зеркалами; 3 — резонатор с зеркалами в виде усеченных конусов; 4 — конфокальный резонатор.

терь будет небольшим. Так, для всех исследованных систем изменение κ на 0,1 в большую или меньшую сторону увеличивает потери на один пробег не более чем на 0,01 дб.

В резонаторе с коническими зеркалами кроме основной волны могут существовать другие виды волн. Среди них представляет интерес вид колебаний, соответствующий собственному значению μ_{10} уравнения (3.35). По-видимому, это первый мешающий вид колебаний TEM_{10} (рис. 3.30), так как его потери больше потерь основного вида колебаний, но меньше потерь любого другого собственного колебания резонатора.

Полученные решения показывают, что даже для не очень больших значений C потери в оптимальных конических резонаторах сильно отличаются от потерь в конфокальном. Следует ожидать, что потери будут значительно меньше, если использовать зеркала в виде усеченных конических поверхностей с должным образом выбранными основанием и углом наклона α . Для конических зеркал можно также найти такие значения параметров κ и $\frac{a_0}{a}$, при которых потери на один проход для основного вида колебаний будут минимальны (рис. 3.27, 3.28). Распределение амплитуды основного вида колебаний для конических зеркал очень близко к распределению амплитуды в конфокальном резонаторе, а при малых C эти распределения практически совпадают.

Для резонатора, образованного коническими полосами, можно получить такие же решения, какие были получены для резонаторов со сферическими зеркалами при $\sqrt{C} \rightarrow \infty$ [33]. Квазифокусировка, имеющаяся в таком резонаторе, приводит к слабой зависимости амплитудного распределения поля от размеров апертуры отражателей, если пятно поля меньше размеров отражателя. Это позволяет распространить результаты, полученные для очень больших апертур, на резонаторы с малым числом Френеля, как это было сделано для резонаторов со сферическими зеркалами.

Решения могут быть получены из рассмотрения резонатора ромбовидного сечения с малым углом у одной из вершин (рис. 3.31). Для такого резонатора строят решения волнового уравнения в двух конических областях I и II и применяют «метод сшивания» их на границе, разделяющей области. Для удобства систему отсчета вводят таким обра-

зом, чтобы точка, соответствующая $x = 0$, делила области осциллирующего и экспоненциально затухающего полей, причем расстояние между зеркалами в этом месте должно

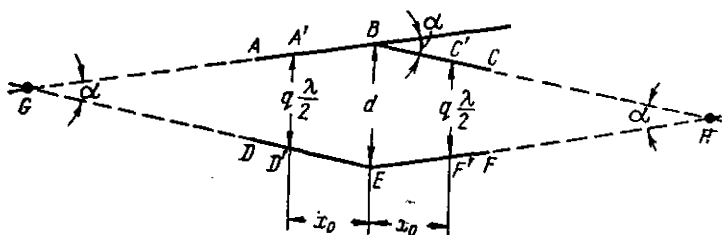


Рис. 3.31. Резонатор ромбовидного сечения.

быть кратно половине длины волны. Амплитудное распределение поля на отражателе такого резонатора описывается следующими выражениями:

$$f(x) = \begin{cases} \frac{\exp \left[-\frac{8\pi}{3} \left(\frac{\alpha x^3}{q\lambda^3} \right)^{1/2} \right]}{2\pi \left(\frac{qx}{\alpha\lambda} \right)^{1/4}}, & x > 0 \\ 0,305 \left(\frac{\alpha}{q_1} \right)^{1/3} - 1,20 \left(\frac{\alpha}{q} \right)^{2/3} \frac{x}{\lambda}, & x \simeq 0 \\ \frac{\cos \left[\frac{8\pi}{3} \left(\frac{\alpha |x^3|}{q\lambda^3} \right)^{1/2} - \frac{\pi}{4} \right]}{\pi \left[\frac{q|x|}{\alpha\lambda} \right]^{1/4}}, & x < 0, \end{cases} \quad (3.62)$$

а резонансное условие

$$\lambda = \frac{2d}{q} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\frac{3\alpha(2m+1)}{4q} \right] \right\}^{2/3}. \quad (3.63)$$

Справедливость проведенных расчетов для резонаторов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов

При исследовании открытых резонаторов мы ограничились рассмотрением упрощенных уравнений, полученных при определенных соотношениях между размерами резонатора и рабочей длиной волны. В субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах условия

$$\frac{a}{d} \ll 1; \quad \frac{a}{\lambda} \gg 1$$

строго почти никогда не выполняются, поэтому могут потребоваться существенные поправки в полученных решениях.

Решения интегральных уравнений для резонаторов с квадратичной коррекцией без наложения каких-либо ограничений на относительные размеры зеркал и расстояния между ними показали хорошее совпадение результатов с полученными ранее расчетами. Даже для резонаторов с размерами зеркал, значительно превосходящими расстояние между ними, получено хорошее совпадение результатов решения уравнений и расчетов.

Пока размеры рефлекторов больше 20λ , распределение поля собственных видов колебаний зависит в основном от числа Френеля N и только в малой степени от отношения радиуса зеркала к расстоянию между ними a/d . Так, для чисел Френеля, меньших 100, увеличение дифракционных потерь составляло менее 20% при изменении отношения радиуса зеркала к расстоянию между зеркалами от 0 до 10.

Результаты проведенных расчетов оправдывают моделирование оптических резонаторов в более длинноволновом диапазоне, где исследование их свойств значительно облегчается.

3.5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследование амплитудного распределения

Для исследования полей в открытых резонаторах можно использовать метод малых возмущений и метод рассеянного модулированного поля. Метод малых возмущений основан на измерении расстройки резонатора при введении в его объем некоторой возмущающей неоднородности [36].

Обычно в качестве возмущающих неоднородностей используют тела простой геометрической формы, чтобы облегчить интерпретацию результатов измерений. Но даже в этом случае для получения истинных распределений требуется проводить громоздкие вычисления. Так, например, в работе [37] для качественного исследования электромагнитного поля в открытом резонаторе использовались металлические или диэлектрические шарики. Эти шарики с равномерной скоростью пролетали через объем резонатора.

Мерой амплитуды поля служило изменение коэффициента передачи, вызванное смещением резонансной частоты резонатора при фиксированной частоте источника колебаний. Результаты эксперимента наблюдались на экране осциллографа и фиксировались на фотопленке. Запуск развертки осциллографа осуществлялся синхронно с полетом шарика.

Метод рассеянного модулированного поля заключается в следующем. Модулирующее напряжение звуковой частоты

подводится к миниатюрному полупроводниковому диоду-рассеивателю, помещенному в исследуемое поле. Рассеянное поле оказывается модулированным вследствие изменения сопротивления диода. Переизлученный сигнал принимается и детектируется синхронным детектором. При этом методе диод нельзя располагать вблизи отражателя, так как прямые и отраженные лучи будут интерферировать, что существенно исказит истинную картину распределения поля. Сильные искажения вызовут и провода, подводящие модулирующее напряжение к диоду-рассеивателю, но этого можно избежать, используя вместо диода фоторезистор, освещаемый модулированным световым потоком [38].

Общий недостаток указанных методов состоит в том, что они требуют высокостабильных источников сигналов. Хотя в последнее время появились такие источники СВЧ сигналов, однако изготовление систем стабилизации доставляет еще много хлопот. Так, если добротность резонатора Q , то нестабильность частоты должна быть не хуже $10^{-1}Q^{-1}$. Поскольку открытые резонаторы имеют добротность порядка $10^4 - 10^6$, то приходится применять достаточно стабильные источники (с относительной нестабильностью частоты $10^{-5} - 10^{-8}$), чтобы изменения частоты не вносили заметных погрешностей в амплитудные измерения.

Один из наиболее простых и надежных методов предложен в работе [39]. Он является модификацией метода малых возмущений и позволяет достаточно просто измерить относительное амплитудное распределение полей для любого вида колебаний резонатора. При этом не накладывается жестких ограничений на стабильность частоты источника колебаний. Сущность метода состоит в следующем: вносят в резонатор зонд из материала, сильно поглощающего энергию СВЧ колебаний, размеры которого малы по сравнению с объемом резонатора, и регистрируют изменение добротности или коэффициента передачи резонатора при перемещении зонда в резонансном объеме. В качестве поглощающего материала можно использовать, например, черную резину или полиэтилен с большим содержанием сажи. Изменения резонансной частоты резонатора не сказываются на результатах измерения, так как они ведутся в динамическом режиме и расстройка вызывает лишь незначительные смещения резонансной кривой.

Добротность нагруженного резонатора, в который помещен зонд:

$$Q(x, y, z) = \frac{2\pi d}{\lambda \delta},$$

где

$$\delta = \delta_H + \delta_3(x, y, z);$$

δ_H — суммарные потери нагруженного резонатора без зонда;

$\delta_3(x, y, z)$ — потери, обусловленные наличием зонда в точке с координатами x, y, z .

Потери в материале зонда представляют собой сумму электрических и магнитных потерь:

$$\delta_3(x, y, z) = \kappa_1 E^2(x, y, z) + \kappa_2 H^2(x, y, z),$$

где κ_1 и κ_2 — коэффициенты пропорциональности, зависящие от материала зонда, его размеров и частоты, а $E(x, y, z)$ и $H(x, y, z)$ — амплитуды магнитного и электрического полей в точке размещения зонда. Принимая во внимание малость осевых составляющих поля в открытых резонаторах, можем записать

$$\delta_3(x, y, z) = \kappa_3 E^2 \quad \text{или} \quad \delta_3(x, y, z) = \kappa_4 H^2.$$

Для определения относительного распределения полей нам не потребуется знать величину коэффициентов κ_3 и κ_4 . В случае отсутствия зонда добротность резонатора будет равна:

$$Q_H = \frac{2\pi d}{\lambda \delta_H}.$$

Обозначим отношение

$$\frac{Q(x, y, z)}{Q_H} = \kappa(x, y, z),$$

тогда с учетом предыдущего выражения для поля в точке с координатами (x, y, z) можно записать

$$E(x, y, z) = c \sqrt{\frac{1 - \kappa(x, y, z)}{\kappa(x, y, z)}}, \quad (3.64)$$

где c — коэффициент пропорциональности.

Здесь мы предполагаем, что относительное распределение поля не изменяется при внесении зонда. Допустимость указанного предположения проверялась экспериментально, о чем будет сказано ниже.

Использовать отношение добротностей для определения относительных распределений нецелесообразно по следующим причинам:

- 1) измерение добротности является весьма длительной и довольно сложной процедурой;
- 2) точность измерений отношений добротностей сравнительно низкая.

Поэтому для изучения распределения полей проще использовать изменение резонансного коэффициента передачи, который при квадратичной характеристике детектора зависит от добротности следующим образом [39]:

$$K_p = \alpha Q_n^2. \quad (3.65)$$

Соотношение (3.65) справедливо, пока вносимые зондом потери не вызовут падение коэффициента передачи в 4—5 раз.

Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 3.32. Открытый резонатор возбуждается через развязывающий аттенюатор модулируемым по частоте источником СВЧ колебаний. Сигнал с детектора после усиления поступает на вход осцилло.

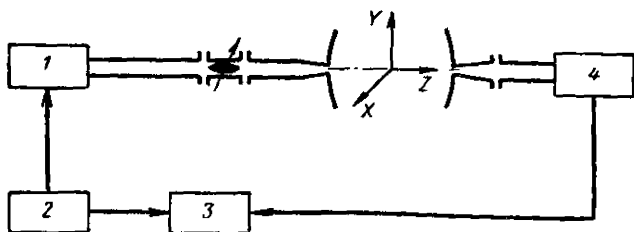


Рис. 3.32. Блок-схема установки для измерения амплитудных распределений полей в открытом резонаторе: 1—источник СВЧ колебаний; 2—модулятор; 3—осциллограф; 4—детектор.

графа с линейной амплитудной характеристикой. Частота источника СВЧ колебаний изменяется синхронно с частотой напряжения развертки осциллографа. Поэтому на экране будут наблюдаться пики напряжения, соответствующие собственным видам колебаний резонатора. Амплитуды резонансных пиков h пропорциональны коэффициенту передачи k_p . На основании этого и с учетом формул (3.64) и (3.65) выражение для относительного распределения амплитуд примет вид:

$$\frac{E(x, y, z)}{E_{\max}} = \frac{H(x, y, z)}{H_{\max}} = c_1 \frac{\sqrt{1 - \sqrt{\xi}}}{\sqrt[4]{\xi}}, \quad (3.66)$$

где

$$\xi = \frac{h(x, y, z)}{h_0};$$

h_0 — амплитуда сигнала исследуемого вида колебаний без поглощающего зонда в резонаторе;

$h(x, y, z)$ — амплитуда сигнала, когда зонд находится в точке с координатами (x, y, z) ;

c_1 — нормирующий множитель, определяемый для каждого ряда измерений из условия

$$\max \left| \frac{E(x, y, z)}{E_{\max}} \right| = 1.$$

Сняв зависимость $h(x, y, z)$ после соответствующей обработки, определяют относительное распределение амплитуд поля в резонаторе. Для упрощения обработки результатов целесообразно применять таблицы, или графики функции

$$f(\xi) = \frac{\sqrt{1 - \sqrt{\xi}}}{\sqrt[4]{\xi}}. \quad (3.67)$$

Чтобы выяснить, как зонд влияет на распределение поля, был поставлен следующий эксперимент. На апертуре зеркала в точке (x_1, y_1, z_1) устанавливали дополнительный зонд и снимали распределение поля колебаний вида TEM_{00} . Затем добавочный зонд переносили в точку $(-x_1, y_1, z_1)$, симметричную точке (x_1, y_1, z_1) относительно центра зеркала, и вновь определяли распределение поля. Выяснилось, что картина относительного распределения поля почти не зависит от места расположения зонда.

Когда добротность резонатора при внесении дополнительного зонда уменьшается в 7—10 раз, отличия в распределении полей составляют 6—15%, что объясняется искажением поля дополнительным зондом. Измерения будут тем точнее, чем выше добротность резонатора.

В резонаторах с низким коэффициентом отражения зеркал и с большими суммарными потерями необходимо применять большие зонды, что увеличивает погрешность измерений. Однако, как показали исследования, на результаты измерения распределения амплитуд поля размеры пробного зонда влияют слабо.

По вышеописанной методике были измерены распределения полей основного вида колебаний при различных значениях параметров C_0 , и v , а также оценено влияние на распределение поля перекоса зеркал и различных неоднородностей, вносимых в резонатор.

Размеры резонатора выбирались значительно больше длины волны, что позволило сравнивать результаты измерений с теоретическими расчетами. Колебания в резонаторе возбуждались с помощью волновода, открытый конец ко-

того располагался в центре зеркала. Детектор приемника размещался на другом зеркале и имел аналогичное устройство связи. Предусматривалась возможность расположения устройств связи вне центра отражателей. Зеркала были укреплены на неподвижных кольцах, соединенных с массивной стальной станиной при помощи трех юстировочных винтов. Предварительная юстировка резонатора осуществлялась оптическими методами. Поскольку оптическая сим-

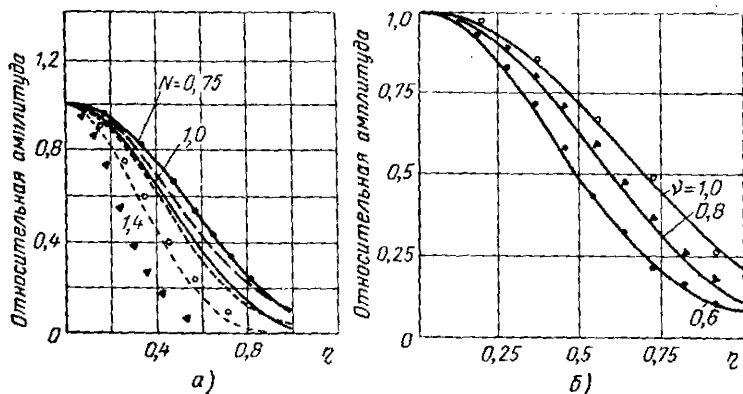


Рис. 3.33. Сравнение расчетных и экспериментально измеренных относительных амплитудных распределений:

а — конфокальный резонатор (нижняя кривая при $N=1,42$ соответствует распределению в фокальной плоскости) [пунктиром показаны кривые, полученные из уравнения (3.39)]; *б*) некофокальный резонатор [сплошными линиями показаны решения интегрального уравнения (3.38)].

метрия, как правило, не совпадала с электрической, то окончательная юстировка производилась при наличии колебаний в резонаторе по симметрии поля основного вида колебаний относительно продольной оси.

На графике рис. 3.33, *а* даны результаты измерения амплитуды поля в конфокальных резонаторах ($\nu \approx 1$) с различными параметрами C_0 , а также нанесены кривые [39, 40], рассчитанные по формулам, соответствующим бесконечным апертурам. О кривых, изображенных на рис. 3.33, *а*, следовало бы сказать, что они относятся к «почти конфокальным резонаторам», так как в точно конфокальном резонаторе виды колебаний вырождены по частоте и по описываемой методике снять картину распределения поля отдельного вида колебаний не удалось бы. Кроме того, в кон-

фокальном резонаторе резко ухудшается коэффициент передачи, о чем подробно будет сказано ниже. При небольшом отклонении от конфокальной геометрии ($\frac{b \pm d}{b} \approx 0,03$)

вырождение снимается, а изменение распределения поля так мало, что находится в пределах ошибки измерений.

Затруднения, связанные с конфокальной геометрией резонатора, можно обойти, если использовать эквивалентную полуконфокальную резонансную систему, состоящую из сферического и плоского зеркал, размещенных на расстоянии $d = \frac{b}{2}$. Результаты измерений показали, что распределения амплитуд в обоих типах резонаторов практически идентичны.

Точки на графике рис. 3.33, а получены в результате обработки не менее 15 измерений. Определенные опытным путем кривые распределения поля по апертуре хорошо совпадают с распределениями, полученными в результате численного решения интегрального уравнения для конфокального резонатора, и несколько отличаются от кривых, рассчитанных по уравнению (3.39), которые соответствуют $\frac{a}{\sqrt{d\lambda}} \rightarrow \infty$. Однако это расхождение не превышает 5—7%.

На этом же рисунке показано нормированное распределение поля в фокальной плоскости резонатора при $N = 1,42$. Максимальное значение поля в фокальной плоскости в 1,55 раза превышает максимальное значение поля у поверхности зеркала, а его распределение имеет значительно меньшую ширину. На рис. 3.33, б экспериментальные результаты для резонатора с $C_0 = 2\pi 0,6$; $\nu = 0,6$; $0,8$; $1,0$ сравниваются с кривыми, полученными при решении интегрального уравнения для неконфокального (в частном случае и конфокального резонатора) в области $d \ll b$. Измерить распределение полей для $N_0 = 0,6$ при расстоянии между рефлекторами $d > b$ не удалось, так как резонансный пик невозможно было различить в шумах. Как уже указывалось, уменьшение расстояния между зеркалами при неизменных остальных размерах приводит к уменьшению дифракционных потерь, т. е. к более строгому выполнению предпосылок, принятых при выводе уравнения (3.39). В этом случае наблюдается хорошее совпадение результатов измерений и кривых, рассчитанных по приближенным соотношениям.

В тщательно выполненном открытом резонаторе с элементами связи, расположенными в центре зеркал, могут эффективно возбуждаться только четно-симметричные виды колебаний TEM_{0n} ($n=0,1,2,\dots$). Уже в результате первых экспериментов по изучению распределения полей высших видов колебаний выяснилось, что в резонаторе действительно возбуждаются четные виды колебаний, но их нельзя назвать четно-симметричными. Предсказываемые теорией четно-симметричные виды (за исключением основного) не яв-

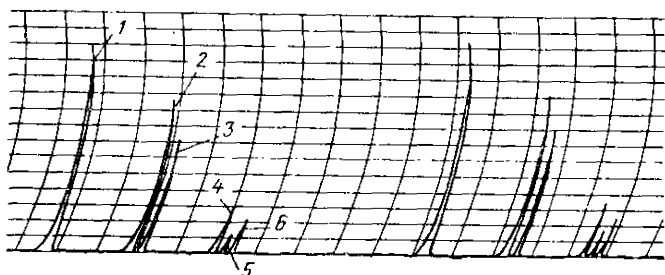


Рис. 3.34. Запись на ленте самописца спектра колебаний открытого резонатора, сферические зеркала которого имеют деформацию:

1— TEM_{00} ; 2— TEM'_{01} ; 3— TEM''_{01} ; 4— TEM'''_{02} ; 5— TEM''_{02} ;
6— TEM''_{02} .

ляются устойчивыми, так как в реальных резонаторах они легко распадаются на несколько видов колебаний с более сложной конфигурацией поля.

Указанное расщепление обусловлено некоторой геометрической и электрической (элементы связи) асимметрией резонатора относительно его оси. Так, наблюдалось расщепление первого четно-симметричного вида колебаний на два: TEM'_{01} и TEM''_{01} , которые имели близкие резонансные частоты (рис. 3.34), были вырождены по потерям и обладали азимутальной зависимостью, имеющей почти гармонический характер.

Рельефы пятна полей колебаний видов TEM'_{01} и TEM''_{01} (рис. 3.35) отличаются лишь взаимным расположением на плоскости зеркала и весьма похожи на распределения полей колебаний видов TEM_{20} и TEM_{02} резонатора с квадратными

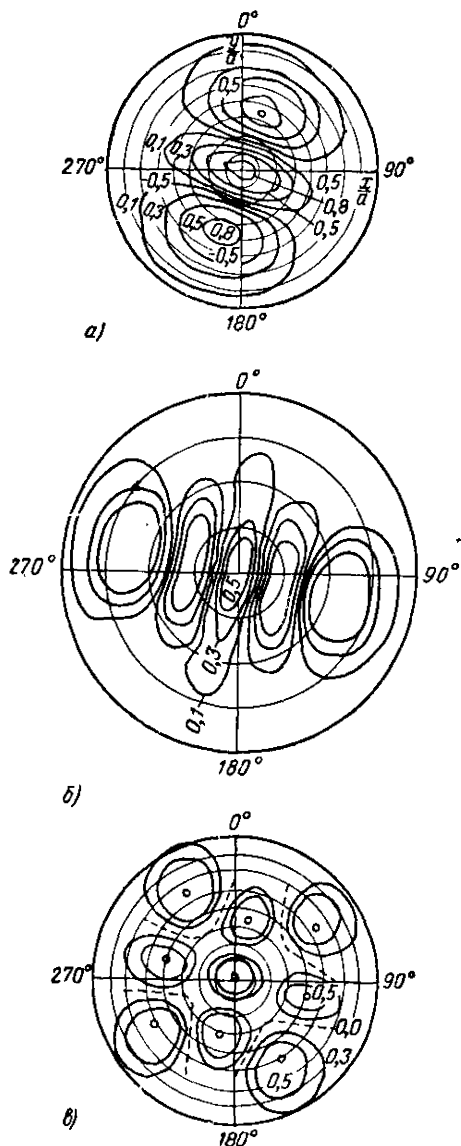


Рис. 3.35. Рельеф амплитудного распределения поля в резонаторе для видов колебаний TEM'_{01} (а), TEM'_{02} (б) и TEM'''_{02} (в).

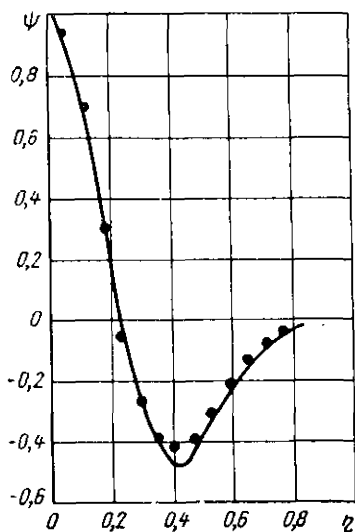


Рис. 3.36. Радиальная зависимость относительного амплитудного распределения колебаний TEM_{01}^I . Сплошная кривая рассчитана по уравнению (3.39), точками нанесены экспериментальные результаты.

единственными. При ином характере деформации зеркал вполне возможны другие

апертурами. После сложения и нормирования полей расщепленных видов колебаний получается четно-симметричный вид колебаний TEM_{01} , который не имеет азимутальной осцилляции (рис. 3.36).

Были изучены распределения полей при расщеплении колебаний вида TEM_{02} , которые уже распадаются на три составляющих: TEM_{02}^I , TEM_{02}^{II} и TEM_{02}^{III} (см. рис. 3.34). Колебания видов TEM_{02}^I и TEM_{02}^{II} идентичны по форме распределения поля и отличаются лишь тем, что расположены под углом 90° (рис. 3.35). Колебания вида TEM_{02}^{III} имеют совсем иное распределение поля. Рассмотренные распределения полей для компонентов высших видов колебаний TEM_{01} и TEM_{02} не являются конфигурации полей, причем

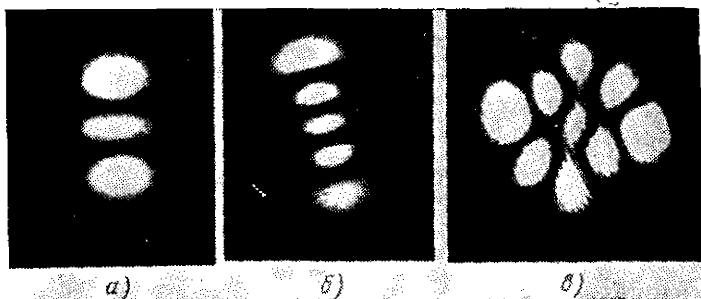


Рис. 3.37. Распределение интенсивности излучения газового ОКГ для колебаний видов TEM_{01}^I (а), TEM_{02}^I (б) и TEM_{02}^{III} (в).

виды колебаний более высокого порядка расщепляются, как правило, на большее число компонентов.

Такие же распределения полей можно наблюдать и в газовых ОКГ (рис. 3.37). Таким образом, в миллиметровом диапазоне радиоволн можно с успехом исследовать свойства открытых резонаторов, применяемых в оптическом диапазоне.

Коэффициент передачи открытого резонатора

Схема экспериментальной установки для измерения резонансного коэффициента передачи показана на рис. 3.38. Относительная нестабильность частоты источника колебаний $\frac{\Delta f}{f} < 10^{-6}$. Для повышения чувствительности установки применялось синхронное детектирование. Механическая

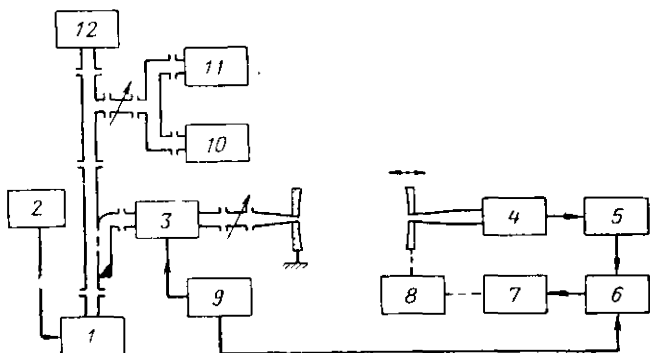


Рис. 3.38. Блок-схема экспериментальной установки для измерения резонансного коэффициента передачи:

1—генератор; 2—источник питания; 3—модулятор; 4—детектор; 5—усилитель; 6—синхронный детектор; 7—самописец; 8—механизм перемещения зеркала; 9—генератор напряжения модуляции; 10—частотомер; 11—калориметр; 12—внешний высокодобротный резонатор.

система позволяла перемещать одно из зеркал относительно другого так, чтобы апертуры отражателей оставались строго параллельными, а их оси совпадали. Система перемещения зеркал обеспечивала плавность движения с колебаниями, не превышающими 2 мкм. Высокая добротность исследуемых резонаторов и большая инерционность самописца обусловили малые скорости перемещения подвижного

зеркала. Перемещение ленты самописца осуществлялось синхронно с движением зеркал.

Записанный на ленте сигнал пропорционален коэффициенту передачи резонатора по мощности K_p (см. рис. 3.34). Запись на ленте самописца, кроме того, содержит информацию о фазовых сдвигах колебаний высших видов относительно основного.

Автоматизация измерений позволила избежать утомительной процедуры определения результатов по точкам и исключила субъективные ошибки, весьма вероятные при измерениях коэффициентов передачи резонаторов с относительно большими апертурами или малыми расстояниями между зеркалами, когда суммарные потери колебаний высших видов соизмеримы с потерями основного вида колебаний.

Были исследованы резонаторы со следующими размерами (в длинах волн): апертуры отражателей $2a = (10 \div \div 18)\lambda$, радиусы кривизны $b = (45 \div 52)\lambda$, а расстояние между отражателями d могло изменяться от нескольких длин волн до 65λ .

Для четкого разрешения всех резонансов потребовалась повышенная скорость протяжки ленты самописца при относительно низкой скорости перемещения подвижного зеркала. Длина ленты с записью значений коэффициента K_p достигала нескольких метров, что затрудняло наглядную оценку результатов измерений. По этой причине целесообразно ограничиться изучением огибающей резонансного коэффициента передачи каждого вида колебаний, а наиболее характерные участки представить в записи на ленте.

На рис. 3.39 изображены экспериментальные кривые, представляющие собой огибающие резонансных коэффициентов передачи для нескольких видов колебаний резонатора с несколько отличающимися радиусами кривизны зеркал. Значения коэффициентов передачи нормированы относительно максимального коэффициента передачи, соответствующего основному виду колебаний. На рисунке отчетливо видна область высоких потерь (в интервале расстояний, находящемся между b_1 и b_2), которая была предсказана теоретически (3.45). Кроме того, в интервале расстояний между зеркалами от 0 до b_1 коэффициент передачи не является монотонной функцией и имеет ряд минимумов. О причинах этого явления речь пойдет дальше. Уменьшение апертур приводит к снижению коэффициентов передачи

для высших видов колебаний, при этом коэффициент передачи K_{p00} для основного вида колебаний доконфокальной области уменьшается мало. Это объясняется более быстрым увеличением радиационных потерь для высших видов колебаний при уменьшении апертуры. Уменьшение коэффициента передачи в этой области обусловлено, в первую очередь, особенностями возбуждения резонатора элементарным возбудителем.

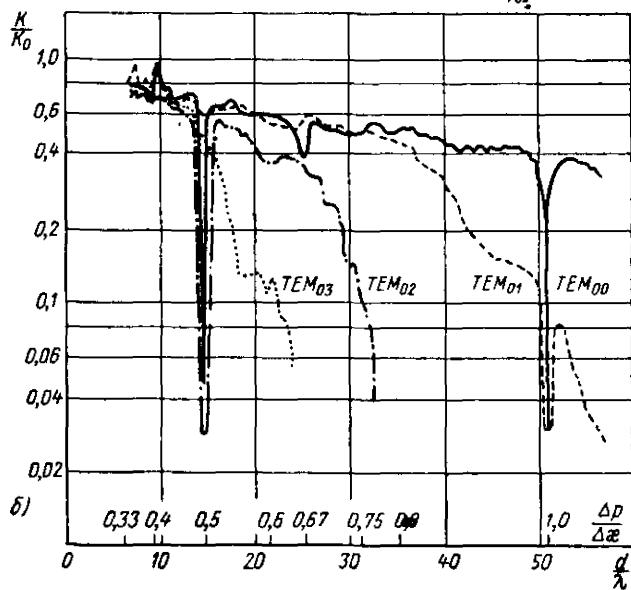
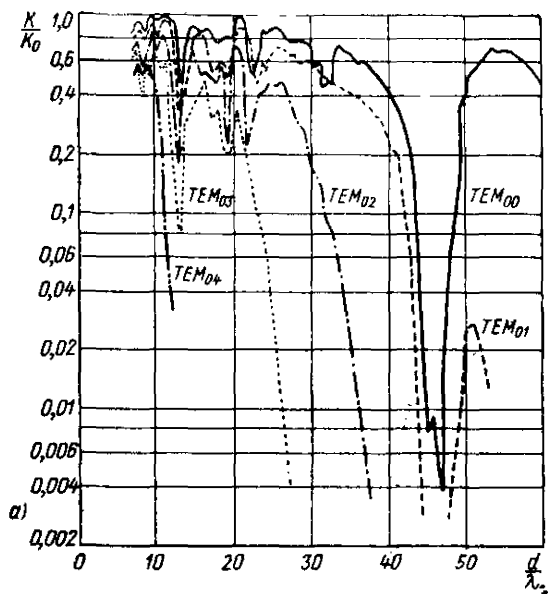
Резкое уменьшение коэффициента передачи для колебаний вида TEM_{00} в законфокальной области обусловлено увеличением дифракционных потерь.

При исследовании резонатора со строго идентичными зеркалами подбирали зеркала с минимальным различием в радиусах кривизны. Для этого изготавливали из пластмассы партию зеркал и наносили на них тонкий слой серебряного покрытия. Применяли также медные зеркала, изготовленные методом выращивания на одной и той же оправке из нержавеющей стали, имеющей форму сферического сегмента.

Все попытки подобрать пару зеркал для конфокального резонатора так, чтобы не было резкого уменьшения коэффициента передачи, были безуспешны, хотя различить разницу между радиусами b_1 и b_2 доступными средствами не удавалось. Полоса больших потерь для такого резонатора только заметно сужалась (см. рис. 3.39, б). Так как столь тщательное изготовление и подбор зеркал не избавили от резкого увеличения потерь в конфокальном резонаторе, то причины, вызывающие этот эффект, нельзя объяснить только расфокусировкой.

Вырождение типов колебаний в реальном конфокальном резонаторе наводит на мысль, что низкие добротность его и коэффициент передачи обусловлены взаимодействием колебаний различных видов.

Дополнительное затухание, обусловленное взаимодействием с высшими видами колебаний, не очень большое. Кроме того, добротность резонатора для колебаний вида TEM_{00} в точках совпадения с другими видами колебаний может быть повышена, если имеется возможность увеличить декремент затухания колебаний высокого порядка. Этот вывод подтвержден экспериментально. Так, кривые для добротности резонатора при колебаниях вида TEM_{00} (рис. 3.37) имеют провал в первой устойчивой области, где имеется точка совпадения с колебаниями TEM_{02} . Умень-



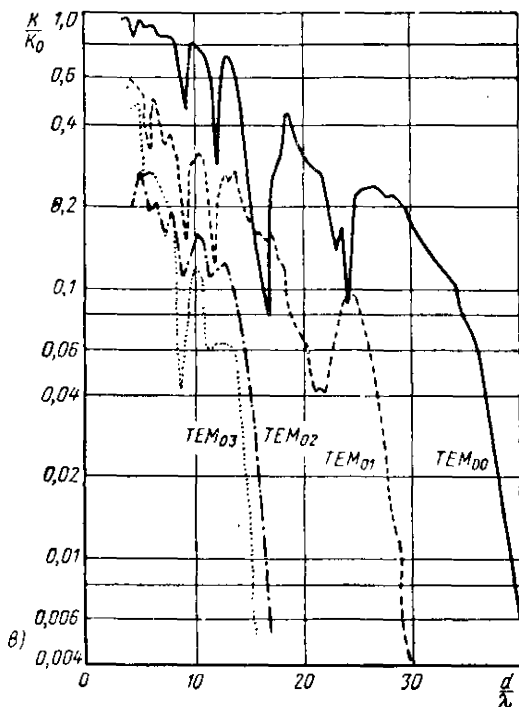


Рис. 3.39. Зависимости относительного резонансного коэффициента передачи от расстояния между зеркалами открытого резонатора с апертурой $2a = 18\lambda$:

а) $b_1 = 43,5\lambda$; $b_2 = 48\lambda$; б) $b_1 = b_2 = 51\lambda$; в) $b_1 = 49\lambda$; $b_2 = \infty$.

шение параметра S , обуславливающего увеличение декремента колебаний вида TEM_{02} , приводит к исчезновению провала.

Пульсации для резонансного коэффициента передачи также уменьшаются с уменьшением апертур зеркал открытого резонатора.

Воспользовавшись резонансным условием (3.42), можно показать, что точки совпадения частот соответствуют следующим расстояниям:

$$g_1 g_2 = \cos^2 \left(\pi \frac{\Delta q}{\Delta \kappa} \right), \quad (3.68)$$

или, если $g_1 = g_2$, то для приведенного расстояния получаем выражение

$$v = 1 \pm \cos \pi \frac{\Delta q}{\Delta \kappa},$$

где

$$\Delta q = q_{mn} - q_{m' n'}; \quad \Delta \kappa = \kappa_{mn} - \kappa_{m' n'}; \quad \kappa = 2n + m + 1.$$

Здесь q — число волноводных полуволн, укладываемых между зеркалами вдоль оси резонатора, а n и m — радиальные и азимутальные индексы колебаний. Расстояния, соответствующие точкам совпадения, вычисленные по формуле (3.68), отмечены на рис. 3.39, из которого видно, что провалы в огибающих резонансных коэффициентов передачи хорошо совпадают с расчетными точками совпадений.

Приведенные выше результаты свидетельствуют о том, что отклонение от конфокальной геометрии в резонаторах не только желательно, но и оправдано, так как позволяет существенно снизить требования к точности изготовления зеркал (или линз для линий передачи), в частности к идентичности радиусов кривизны, а также к другим параметрам, способствующим увеличению связи между различными видами колебаний.

Полуконцентрическая геометрия имеет только одну область больших потерь (3.45). Однако совпадение частот нескольких видов колебаний и в этой системе вызывает провалы в огибающей кривой резонансных коэффициентов передачи при изменении расстояния между зеркалами. В высокочастотных резонаторах провалы в огибающей кривой достигают 3—10 дБ. С уменьшением диаметра сферического зеркала пульсации коэффициента передачи сглаживаются. Как видно из приведенных кривых (см. рис. 3.39), в отношении селекции видов колебаний резонатор, состоящий из плоского и сферического зеркал, не имеет преимуществ по сравнению с неконфокальным резонатором со сферическими зеркалами, разнесенными на удвоенное расстояние.

Поскольку резонатор с плоским и вогнутым зеркалами можно рассматривать как половину неконфокального резонатора, то добротность его будет в два раза меньше, т. е. объем уменьшится в два раза.

Полусферическая геометрия все же обладает некоторыми преимуществами: расширяется диапазон перестройки по расстоянию d при заданных пределах изменения коэффициента передачи и допустимых уровнях колебаний высшего порядка, повышается эффективность возбуждения.

Спектр открытого резонатора

Резонансные частоты открытого резонатора со сферическими круглыми зеркалами для видов колебаний с весьма малыми (точнее, нулевыми) дифракционными потерями согласно (3.42) определяются уравнением

$$\frac{2d}{\lambda} = q + \frac{1}{\pi} (m + 2n + 1) \arccos(1 - v) + \frac{1}{2\pi} (\varphi_1 + \varphi_2).$$

Если учесть фазовые сдвиги, обусловленные дифракцией и фазами коэффициентов отражения зеркал, то уравнение (3.42) следует записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{2d}{\lambda} = q + \frac{1}{\pi} (m + 2n + 1) \arccos(1 - v) + \\ + \frac{1}{2\pi} (\varphi_1 + \varphi_2) + 2\rho, \end{aligned} \quad (3.69)$$

где φ_1 и φ_2 — фазы коэффициентов отражения первого и второго зеркал;

ρ — дифракционная поправка.

Величину дифракционной поправки можно подсчитать аналитически для двух значений радиуса кривизны:

$b = \infty$ (плоский резонатор);

$b = 2d$ (концентрический резонатор).

Спектр открытого резонатора может быть исследован измерением безразмерной величины α_{mn} , равной

$$\alpha_{mn} = \frac{2d}{\lambda} - q.$$

Экспериментальное исследование спектра предполагает измерение с высокой точностью резонансных расстояний между зеркалами при высокой стабильности частоты источника колебаний.

Измерения величины α_{mn} показали, что выражение (3.41) с достаточной для практики точностью характеризует дополнительный фазовый сдвиг в резонаторе со сферичес-

кими зеркалами, если его радиационные потери достаточно малы и дифракционная поправка p невелика.

Для определения зависимости дифракционной поправки от параметров C_0 и ν были проведены измерения с диафрагмированием апертур резонаторов. Эти измерения подтвердили вывод о том, что величина p мала и становится заметной лишь при значительных дифракционных потерях. Из-

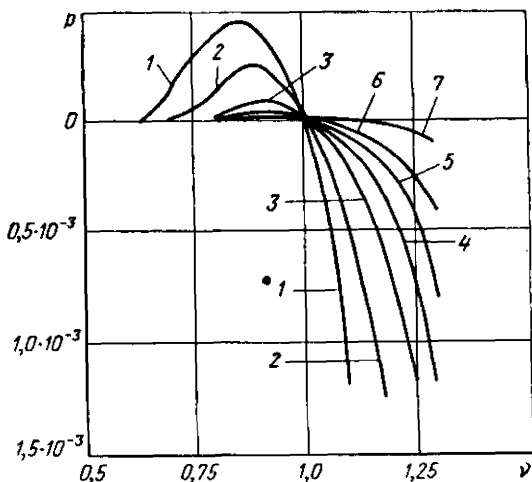


Рис. 3.40. Зависимость дифракционной поправки к дополнительному фазовому сдвигу при $C_0 = \infty$.

| Номер кривой | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|--------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| N_0 | 0,9 | 1,1 | 1,2 | 1,3 | 1,4 | 1,6 | 1,9 |

мерить ее в этом случае было нелегко, так как резонансные кривые сильно расширялись, что вызывало значительные ошибки в определении резонансного расстояния.

Измерение дифракционной поправки производилось следующим образом. Предполагалось, что при больших значениях C_0 дифракционная поправка равна нулю. В точках резонанса ν_q при $C_0 = 2\pi \cdot 1,8$ определялось резонансное значение d_p , после чего резонатор диафрагмировался, т. е. изменялся параметр C_0 . Диафрагмирование резонатора сопровождалось некоторым сдвигом резонансной частоты,

для компенсации которого требовалось изменить резонансное расстояние на величину Δd . Дифракционная поправка для каждого значения ν и C_0 определялась из соотношения

$$p = \frac{\Delta d}{d}.$$

Зависимость дифракционной поправки от приведенного расстояния между зеркалами при различных значениях параметра N_0 для колебаний ТЕМ₀₀ показана на рис. 3.40. Интересно отметить, что при $\nu = 1$ (конфокальный резонатор) дифракционная поправка равна нулю. В этой же точке поправка изменяет знак. При $\nu > 1$ с увеличением расстояния между зеркалами дифракционная поправка монотонно увеличивается, а в области расстояний $\nu < 1$ кривые для p имеют слабо выраженный максимум.

Измерение добротности

Обычный резонансный контур с сосредоточенными постоянными полностью характеризуется параметрами R , L , C . При переходе к системам с распределенными параметрами понятие тока и напряжения в обычном смысле становится неприменимым и характеристики таких резонансных систем связываются с понятием электромагнитного поля в резонансном объеме. Однако в точках, удаленных от точек совпадения резонансных частот различных видов колебаний, резонатор можно представить в виде эквивалентной резонансной цепи с сосредоточенными параметрами. Это позволяет воспользоваться теорией цепей для анализа систем с открытыми резонаторами, что существенно облегчает интерпретацию экспериментальных данных. Для этой цели вполне пригодны несколько видоизмененные эквивалентные схемы, предложенные Гинзтоном [36, 42] для объемных резонаторов. Под эквивалентностью здесь следует понимать одинаковую реакцию на внешние возбуждения, равенство коэффициентов отражения от резонатора и эквивалентного контура при той же связи с подводящей линией, идентичность коэффициентов передачи проходных резонаторов, нагруженной и ненагруженной добротностей у обеих систем.

Связь между ранее определенными потерями на один проход и добротностью открытого резонатора легко найти,

использовав хорошо известное выражение для добротности через комплексную резонансную частоту [6, 43]:

$$Q = \frac{\omega'}{2\omega''} = \frac{\kappa'}{2\kappa''}, \quad (3.70)$$

где

$$\omega = \omega' + i\omega'' \text{ и } \kappa = \kappa' + i\kappa'',$$

а κ — постоянная распространения волны в эквивалентном резонатору лучевом. Вещественная часть ω и κ определяется обычным образом:

$$\omega' = 2\pi f = 2\pi \frac{c}{\lambda},$$

а значение ω'' определяется через потери мощности за один проход волны от зеркала к зеркалу или за время $\tau = \frac{d}{c}$:

$$1 - e^{-2\omega''\tau} \simeq 2\omega''\tau = \delta,$$

откуда

$$\omega'' = \frac{\delta}{2\frac{d}{c}},$$

и, следовательно, добротность резонатора

$$Q = \frac{2\pi d}{\lambda\delta}. \quad (3.71)$$

Таким образом, добротность открытого резонатора прямо пропорциональна расстоянию между зеркалами (пропорциональна резонансному объему) и обратно пропорциональна суммарным потерям δ . В зависимости от того, что подразумевается под δ (потери нагруженного или ненагруженного резонатора), из этого соотношения определяется собственная или нагруженная добротности.

В миллиметровом или субмиллиметровом диапазонах отношение d/λ обычно велико, а суммарные потери для открытых резонаторов выбором параметров зеркал можно свести к величинам меньше $10^{-3} - 10^{-2}$, поэтому значения добротности находятся в пределах $10^4 - 10^6$. Выбор метода измерения добротности нагруженных резонаторов зависит от имеющейся аппаратуры и требуемой точности измерений; для нахождения собственной добротности можно использовать модифицированные методы, применяемые в сантиметровом диапазоне радиоволн.

Методы измерения добротности подробно описаны в работе [36], поэтому рассмотрим лишь особенности их использования в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах.

Добротность нагруженного резонатора можно определить по его частотной характеристике (резонансной кривой).

Для нахождения собственной добротности резонатора необходимо знать величины коэффициентов связи с входной и выходной линиями. Ненагруженную добротность можно также определить путем установления такой величины связи, при которой вносимые потери становятся много меньше собственных.



Рис. 3.41. Блок-схема измерения добротности методом передачи
1 — генератор СВЧ; 2 — аттенюатор; 3 — исследуемый резонатор; 4 — аттенюатор; 5 — детектор; 6 — индикатор.

В простейшем случае исследуемый резонатор (рис. 3.41) возбуждается через элемент связи от стабильного генератора СВЧ колебаний. Резонатор связывается с генератором СВЧ и с детектором через аттенюаторы для исключения ошибки из-за многократных отражений. Как известно, в диапазонах СВЧ трудно добиться полного согласования линии и детектора. Для устранения отраженных волн приходится ставить развязывающий аттенюатор с затуханием 7—10 дБ. Сняв зависимость коэффициента передачи по мощности от частоты и измерив ширину резонансной кривой на уровне 0,5, находят добротность резонатора из известного соотношения:

$$Q_{\Pi} = \frac{f_0}{\Delta f}.$$

Резонансную кривую можно также получить и при неизменной частоте генератора посредством перестройки резонатора.

Есть несколько вариантов этого метода измерения нагруженной добротности резонаторов. Наиболее простой из них состоит в следующем. К резонатору подводят частотно-модулированный сигнал (рис. 3.42). Вблизи резонансной частоты исследуемого резонатора коэффициент передачи его резко возрастает, и на экране осцилло-

графа, синхронизируемого напряжением модуляции, появляется кривая, пропорциональная коэффициенту передачи по мощности (рис. 3.43). Для получения частотного масштаба сигнал модулируется вторично по амплитуде

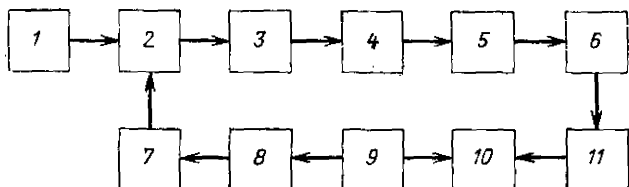


Рис. 3.42. Блок-схема измерения добротности в квазистационарном режиме:

1—генератор высокочастотной модуляции; 2—модулятор; 3, 5, 7—аттенюаторы; 4—исследуемый резонатор; 6—детектор; 8—генератор СВЧ; 9—низкочастотный модулятор; 10—осциллограф; 11—усилитель.

де с частотой модуляций, в несколько раз большей ширины резонансной кривой. В результате образуется сигнал, спектр которого состоит из трех частот: несущей и двух боковых. Коэффициент модуляции выбирается малым, для того чтобы

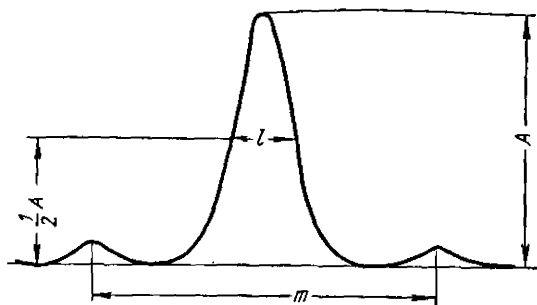


Рис. 3.43. Изображение резонансной кривой на экране осциллографа.

сохранить высокую чувствительность измерительной установки и не повысить погрешность измерений. Зная расстояние в единицах частоты между крайними резонансными кривыми, можно найти значение нагруженной добротности резонатора (рис. 3.43):

$$Q = \frac{mf_0}{2lf_{\text{мод}}} \quad (3.72)$$

При использовании этого метода возникают трудности, обусловленные следующими причинами:

1. Из-за нестабильности частоты СВЧ генератора изображение на экране осциллографа становится расплывчатым и неустойчивым.

2. При исследовании высокочастотных резонаторов требуется медленное изменение частоты для исключения уширения резонансной кривой. При этом трудно избежать наводок с частотой промышленной сети.

3. Нелинейность характеристик осциллографической трубки вносит погрешность в измерения, в первом приближении пропорциональную величине нелинейности. Поскольку суммарная погрешность осциллографов составляет обычно 10%, то получить высокую точность измерений затруднительно. Кроме того, на точность измерений оказывает влияние отклонение характеристики детектора от квадратичного закона.

Суммарная погрешность, вызываемая перечисленными факторами, редко бывает менее 10—20%.

Повышение точности измерений добротности можно получить, исключая или сводя к малым значениям основные составляющие погрешности измерения. Применяя стабилизированные по частоте источники колебаний с очень медленной перестройкой частоты, можно избавиться от погрешностей, связанных с уширением резонансной кривой и неопределенностью отсчета. Использование более точных регистрирующих приборов для записи резонансной кривой позволяет свести к минимуму амплитудные и линейные ошибки. Для исключения погрешностей, связанных с неквадратичностью детектора, его следует калибровать.

На рис. 3.44 изображена блок-схема установки, которая позволяет уменьшить ошибку измерений нагруженной добротности проходных резонаторов в два — четыре раза по сравнению с осциллографическим измерением. Часть энергии генератора ответвляется направленным ответвителем на опорный резонатор системы автоподстройки частоты, работающей по схеме с обратной связью по постоянному току. Такой способ стабилизации дает возможность получить кратковременную нестабильность частоты не ниже 10^{-7} — 10^{-8} и исключить погрешность, связанную с нестабильностью частоты генератора. Плавная перестройка частоты генератора осуществляется медленным перемещением

одного из зеркал опорного открытого резонатора, синхронно с которым перемещается одна из кареток двухкоординатного самописца. Развертку самописца можно прокалибровать с высокой точностью в абсолютных значениях частоты по гетеродинному частотомеру. При медленном изменении частоты колебаний генератора СВЧ в области резонанса исследуемой колебательной системы на бумаге самописца будет вырисовываться резонансная кривая, и

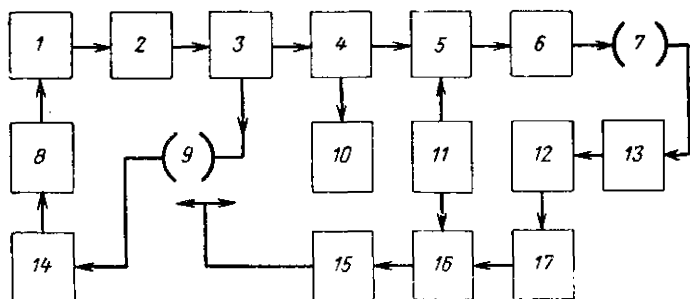


Рис. 3.44. Блок-схема измерения добротности с записью формы резонансной кривой на самописец:

1—генератор СВЧ; 2, 6, 13—аттенюаторы; 3, 4—ответвители; 5—модулятор; 7—исследуемый резонатор; 8—система автоподстройки частоты; 9—опорный резонатор системы стабилизации частоты; 10—гетеродинный частотомер $\nu < 4 = 8$; 11—модуляционный генератор; 12, 14—детекторы; 15—самописец; 16—синхронный детектор; 17—усилитель

добротность резонатора можно будет определить обычным способом. Для повышения чувствительности системы обычно применяют синхронное детектирование.

Ширину резонансной кривой можно измерить с помощью гетеродинного частотомера, если он имеет повышенную разрешающую способность (превышающую разрешающую способность существующих приборов на 2—3 порядка). В этом случае, проводя измерения по показанной на рис. 3.44 схеме, можно непосредственно измерить ширину полосы пропускания резонатора.

Поясним, как можно повысить разрешающую способность гетеродинных частотомеров [45]. В общих чертах измерение частоты гетеродинным методом сводится к сличению n -й гармоники высокостабильного кварцевого генератора с частотой гетеродина, m -я гармоника которого совпадает с частотой сигнала. Точность измерений частоты при фик-

сированной настройке опорного генератора ограничивается по абсолютной величине частотным интервалом между $(n - 1)$ -й и n -й гармониками последнего, умноженным на номер гармоники кварцевого генератора, на которой происходит сравнение частот. Таким образом, величина относительной погрешности не может быть меньше $\frac{mf_K}{f_c}$; для прибора типа Ч4-8 она составляет $\frac{\Delta f_c}{f_c} = 2 \cdot 10^{-5}$, что на два порядка ниже величины, требуемой для измерения добротности резонаторов, лежащей в пределах 10^4 — 10^6 .

Повысить точность измерения частотных интервалов можно понижением частоты опорного кварцевого генератора и, следовательно, уменьшением частотного интервала между кварцованными метками, а также путем плавной перестройки частоты кварцевого генератора, что дает возможность проводить сравнение при любой частоте сигнала.

Последний способ более прост и принципиально более точен, поскольку нельзя сильно увеличивать число опорных кварцованных меток, так как они будут перекрывать ся на экране осциллографа.

Блок-схема, поясняющая этот метод измерений, приведена на рис. 3.45. Допустим, что необходимо измерить ширину резонансной кривой резонатора. Плавным изменением частоты кварцевого генератора $KГ$ добиваются совмещения ближайшей кварцованной метки с частотой сигнала, лежащей в пределах измеряемого частотного интервала:

$$f_{c1} \text{ и } f_{c2},$$

причем

$$f_{c2} - f_{c1} = \Delta f,$$

где Δf — ширина резонансной кривой резонатора.

В этом случае

$$f_{c1} = mnf_{K1} \text{ и } f_{c2} = mnf_{K2}.$$

На концах интервала частоты биений между гармоникой с номером s кварцевого генератора $KГ$ и частотой опорного генератора G_2 равны соответственно

$$f_{зв1} = |sf_{K1} - f_0| \text{ и } f_{зв2} = |sf_{K2} - f_0|.$$

Отсюда получаем относительную ширину резонансной кривой резонатора при

$$\frac{\Delta f}{f_c} = \frac{mn(f_{K2} - f_{K1})}{mn\bar{f}_K} = \frac{\Delta f_K}{\bar{f}_K},$$

где под \bar{f}_c и \bar{f}_K следует понимать частоты f_{c1}, f_{K1} или f_{c2}, f_{K2} .

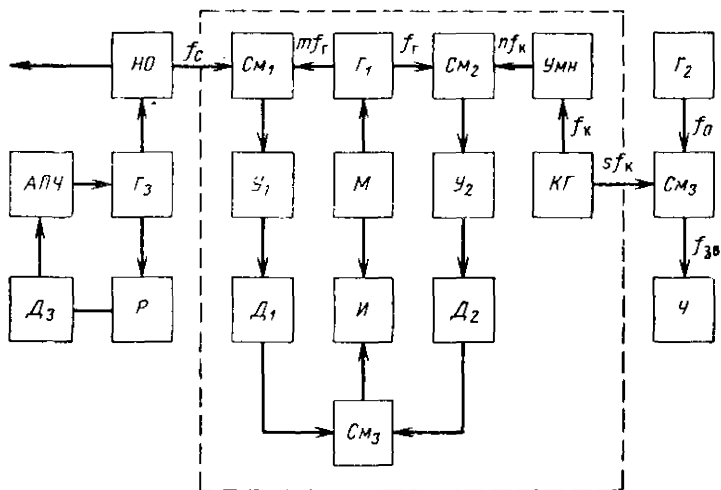


Рис. 3.45. Блок-схема измерений малых частотных интервалов: НО—направленный ответвитель; СМ₁, СМ₂, СМ₃—смесители; Г₁—гетеродин; УМН—умножитель; Г₂—опорный генератор; АПЧ—система автоподстройки частоты; Г₃—генератор СВЧ; У₁, У₂—усилители; М—модулятор; КГ—кварцевый перестраиваемый генератор; Д₁, Д₂, Д₃—детекторы; Р—опорный резонатор системы АПЧ; И—индикатор; Ч—частотомер.

Эта неопределенность не приводит к существенной погрешности вследствие выполнения условий $f_c \gg \Delta f$ и $f_k \gg \Delta f_k$. Если при перестройке частоты кварцевого генератора частота биений ни в какой момент времени не равнялась нулю, то для $\frac{\Delta f}{f_c}$ получим выражение

$$\frac{\Delta f_c}{f_c} = \frac{\Delta f_{3в}}{f_0} = Q^{-1},$$

где

$$\Delta f_{3в} = |f_{3в2} - f_{3в1}|.$$

Таким образом, измерение относительной ширины частотного интервала в субмиллиметровом диапазоне сводится к измерению изменения частоты кварцевого генератора, работающего в диапазоне низких радиочастот. Номер гармоники кварцевого генератора выбирается таким образом, чтобы можно было измерить разность колебаний звуковой частоты с достаточной степенью точности. Для разрешающей способности 10^{-6} — 10^{-8} частота опорного генератора f_0 (см. рис. 3.45) выбирается в пределах 10—50 Мгц. Из-за трудности совмещения сигнальной и калибрационной меток на экране осциллографа и амплитудных погрешностей точность измерений находится в пределах (1—4) %.

Описанные методы измерения добротности применялись для исследования свойств проходных открытых резонаторов. Как и следовало ожидать, при измерениях по схеме, изображенной на рис. 3.42, для получения результатов с удовлетворительной точностью приходилось проводить пять-десять измерений. Таким способом были измерены зависимости добротности открытого резонатора со сферическими зеркалами от расстояния, приведенного к радиусу кривизны зеркал. Элементы связи представляли собой волноводы основного сечения, сужающиеся по узкой стенке; отношение ширины отверстия связи к рабочей длине волны было выбрано очень малым. Число Френеля N составляло 1,4, радиус пятна поля был 15,5 мм при конфокальной установке зеркал. Весьма малая связь подводящих линий с резонатором позволила достичь высоких значений добротности (примерно $2,5 \cdot 10^5$) (рис. 3.46), однако малая величина коэффициента передачи не позволила провести измерения во всей области локализованных полей. В области $v < 1$ потери резонатора практически не зависели от расстояния между зеркалами. Вследствие слабой связи и малых дифракционных потерь они определялись в основном тепловыми потерями при отражении от зеркал. Поэтому в этом интервале добротность растет прямо пропорционально расстоянию между зеркалами. При дальнейшем увеличении расстояния между зеркалами дифракционные потери растут, а добротность и коэффициент передачи падают. Регулярный ход кривой нарушается вблизи точек совпадения резонансных частот колебаний с различными индексами m и n , где добротность для основного вида колебаний понижается. Это особенно резко проявляется вблизи точек, соответствующих $v = 1$ и $v = 0,5$.

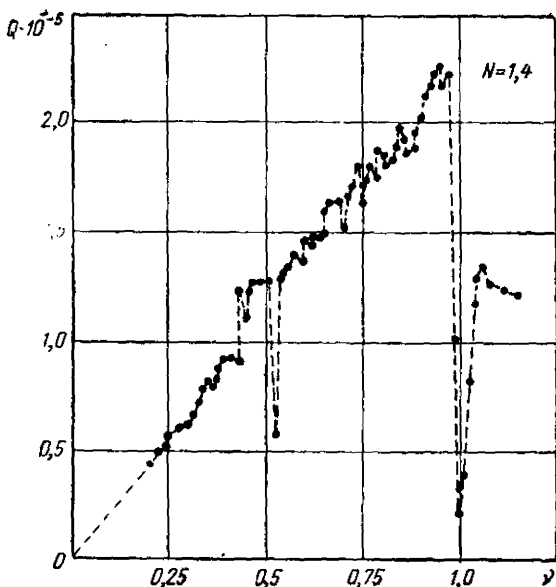


Рис. 3.46. Экспериментально снятая зависимость добротности от относительного расстояния между зеркалами резонатора при слабой связи с подводящими линиями.

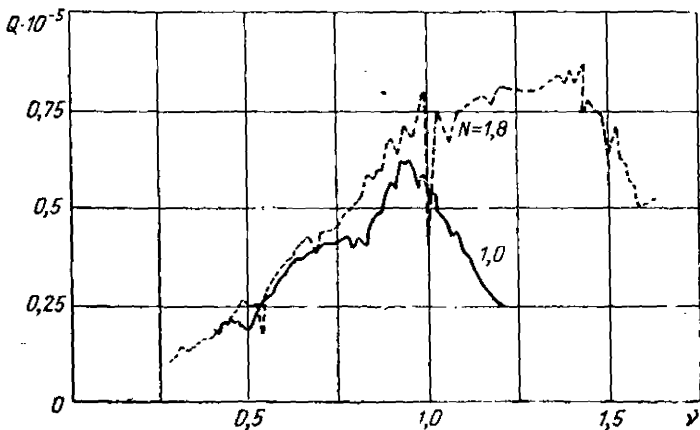


Рис. 3.47. Экспериментально снятая зависимость добротности резонатора от относительного расстояния между зеркалами при сильной связи с подводящими линиями.

Рис. 3.47 иллюстрирует применение метода измерений с записью резонансной кривой на самописец. Исследовался резонатор, отличающийся от предыдущего только значительно большей степенью связи с волноводными линиями. В доконфокальной области коэффициент передачи такого резонатора не превышал 5—8 дБ и постепенно падал с увеличением расстояния между зеркалами. Коэффициент связи β в этой же области изменялся от 0,8 при $v = 0,95$ до 5—6 при $v = 0,2 - 0,3$. Поэтому такой резонатор имел сравнительно низкую добротность. На кривых (рис. 3.47), характеризующих добротность, наблюдаются резкие изменения, однако они лежат вне пределов ошибки измерений. С уменьшением апертур зеркал кривые сглаживаются, что объясняется увеличением разности потерь основного и ближайших высших видов колебаний. Приведенные кривые были сняты путем измерения добротности резонатора в точках, отстоящих на половину длины волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sach M., Artman J. O., Richter E. Columb. Univ. Labor. Rip. 1, June, 1952.
2. Culschow W. Proc. Phys. Soc., 1953, v. 66, p. 597.
3. Прохоров А. М. ЖЭТФ, 1958, т. 34, стр. 1658.
4. Schawlow A. L., Towns C. H., Phys. Rev., 1958, v. 112, p. 1940.
5. Fox A. G., Li T. PIRE, 1960, v. 48, p. 1904.
6. Fox A. G., Li T. BSTU, 1961, v. 40, p. 453.
7. Булдырев В. С., Фрадкин Э. Е. «Оптика и спектроскопия», 1965, т. 17, стр. 583.
8. Березин И. С., Житков Н. П. Методы вычислений. Физматгиз, 1960.
9. Вайнштейн Л. А. ЖЭТФ, 1963, т. 44, стр. 1050.
10. Вайнштейн Л. А. «Известия АН СССР», сер. физика, 1948, т. 12, стр. 144.
11. Вайнштейн Л. А. «Известия АН СССР», сер. физика, 1948, т. 12, стр. 166.
12. Вайнштейн Л. А. ЖТФ, 1948, т. 18, стр. 1543.
13. Вайнштейн Л. А. ЖТФ, 1951, т. 21, стр. 328.
14. Вайнштейн Л. А. ЖТФ, 1949, т. 19, стр. 911.
15. Вайнштейн Л. А. ЖЭТФ, 1963, т. 45, стр. 648.
16. Фокс А., Ли Т. ТИИЭР, 1963, т. 51, стр. 116.
17. Соплес Р. Rev. d'Optique, 1956, t. 35, p. 37.
18. Соплес Р. J. Phys. Radium, 1958, v. 19, p. 262.
19. Mc. Combeg D. E. BSTJ, 1965, v. 44, p. 333.
20. Вайнштейн Л. А. В сб. «Электроника больших мощностей». Изд-во «Наука», 1965, стр. 106.
21. Slerian D. BSTJ, 1964, v. 43, p. 3009.

22. Фламмер К. Таблицы волновых сферондальных функций. ВЦ АН СССР, 1962.
23. Петровский И. Г. Лекции по теории интегральных уравнений. Изд-во «Наука», 1965.
24. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Физматгиз, 1963.
25. Boyd G. D. BSTJ, 1962, v. 41, p. 1347.
26. Gordon G. P., Kogelnik H. BSTJ, 1964, v. 43, p. 2873.
27. Li T. BSTJ, 1965, v. 44, p. 917.
28. Дюбко С. Ф., Камышан В. В., Шейко В. П. ЖТФ, 1965, т. 35, стр. 1806.
29. Галета В. О., Дюбко С. Ф., Камышан В. В., Валитов Р. А. ЖТФ, 1968, т. 38.
30. Авербах В. С., Галанов В. И., Власов С. Н. «Радиотехника и электроника», 1965, № 10, стр. 1150.
31. Chaccasi P., Consovtini A., Schegsi A. Proc. TEEE, 1966, v. 54, p. 1329.
32. Войтович Н. Н. «Радиотехника и электроника», 1966, № 11.
33. Tovaldo G. di Francia. Appl. Opt., 1965, v. 4, p. 1267.
34. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. Изд-во «Советское радио», 1966.
35. Вайнштейн Л. А., ЖТФ, 1964, т. 34, стр. 1541.
36. Гинзтон Э. Л. Измерения на сантиметровых волнах. Изд-во иностранной литературы, 1960.
37. Капица С. П., Ципенюк Ю. М. В сб. № 2 «Электроника больших мощностей». Изд-во «Наука», 1966.
38. Vural A., Cheng D. K., Strait V. J. IEEE Trans., 1963, v. AP-11, № 2.
39. Валитов Р. А., Дюбко С. Ф., Камышан В. В., Шейко В. П. ЖЭТФ, 1964, т. 47, стр. 1173.
40. Дюбко С. Ф., Камышан В. В., Шейко В. П. ЖТФ, 1965, т. 35, стр. 279.
41. Штейншлегер В. Б. Явления взаимодействия волн в электромагнитных резонаторах. Оборонгиз, 1955.
42. Malter L., Brewster G. R. Appl. Phys., 1948, v. 20, p. 918.
43. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. Изд-во «Советское радио», 1957.
44. Камышан В. В., Валитов Р. А. Республиканская межвузовская научно-техническая конференция по вопросам радиоэлектроники и автоматики. Львов, 1967. Тезисы докладов, ч. 3, стр. 27, ЛГУ.

МЕТОДЫ КАНАЛИЗАЦИИ ЭНЕРГИИ В СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ РАДИОВОЛН

Под канализацией энергии понимают передачу ее направленными электромагнитными волнами. Устройство, осуществляющее направление электромагнитных волн, называют системой канализации. Основные требования, предъявляемые к системе канализации, следующие: равномерная частотная и линейная фазовая характеристики, минимальное затухание на единицу длины и максимальные значения передаваемой мощности.

Равномерность частотной и линейность фазовой характеристик особенно важны в тех случаях, когда частота и фаза спектральных составляющих колебаний в системе несут определенную информацию. Указанные требования проще всего выполняются для одноволновых систем. Если же в системе может существовать большое число видов волн, то возбуждающие устройства должны быть выполнены так, чтобы связь с приемной и передающей сторонами осуществлялась при помощи волн только одного типа. Во избежание дополнительных потерь связь между колебаниями различных видов должна быть сведена к минимуму. При прочих равных условиях более приемлемой оказывается многоволновая система, обладающая свойством самофильтрации, т. е. система, в которой колебания нерабочих видов затухают значительно быстрее рабочих.

В тех случаях, когда поляризация и фаза колебаний не играют существенной роли и главным является передача энергии с минимальными потерями, могут использоваться методы канализации, применяемые в оптике.

В субмиллиметровом диапазоне радиоволн для канализации энергий находят применение в основном следующие устройства:

1. Металлические полые волноводы с одним типом распространяющейся в них волны и волноводы увеличенных сечений (многоволновые).

2. Диэлектрические волноводы.

3. Квазиоптические линии, состоящие из передающей и приемной апертур.

4. Лучевые волноводы.

Чаще всего в экспериментальных установках субмиллиметрового диапазона применяют комбинации перечисленных канализирующих устройств, так как в этом диапазоне широко используются как чисто радиотехнические методы канализации энергии, так и оптические.

4.1. МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ПОЛЫЕ ВОЛНОВОДЫ

Одноволновые металлические волноводы

Металлические одноволновые волноводы являются наиболее распространенными в сантиметровом диапазоне и длинноволновом участке миллиметрового диапазона.

При переходе в коротковолновую часть диапазона субмиллиметровых волн свойства одноволновых волноводов значительно ухудшаются. В первую очередь следует отметить быстрое увеличение погонных потерь по мере укорочения длины волны. На графике рис. 4.1 показана зависимость затухания энергии β основной волны от длины волны, рассчитанная по формуле

$$\beta \approx \frac{0,56}{\sigma^{1/2} b^{3/2}} \frac{\frac{b}{a} + 2\xi^2}{\sqrt{\xi - \xi^3}} \text{ дБ/м}, \quad (4.1)$$

где a и b — размеры узкой и широкой стенок волновода;

$\xi = \lambda/\lambda_{\text{кр}}$;

λ — длина волны, м;

σ — удельная проводимость, *сим/м*.

Размеры волновода при расчетах затухания были приняты стандартными, т. е. обеспечивающими распространение с минимальными потерями только волны H_{10} : $a \times b = (0,45 \times 0,9)\lambda^2$. Из графика видно, что с укорочением длины волны затухание возрастает до совершенно неприемлемых значений (120 дБ/м на волне $\lambda = 0,2$ мм), а максимально допустимая мощность падает до 0,02 квт.

Стенки реальных волноводов имеют неровности, соизмеримые с глубиной проникновения тока вследствие по-

верхностного эффекта и часто превышающие ее. Это приводит к удлинению пути тока и, следовательно, к дополнительному увеличению затухания по отношению к расчетному. Поэтому уже на волне 2 мм результаты экспериментов почти в полтора раза превосходят расчетные данные.

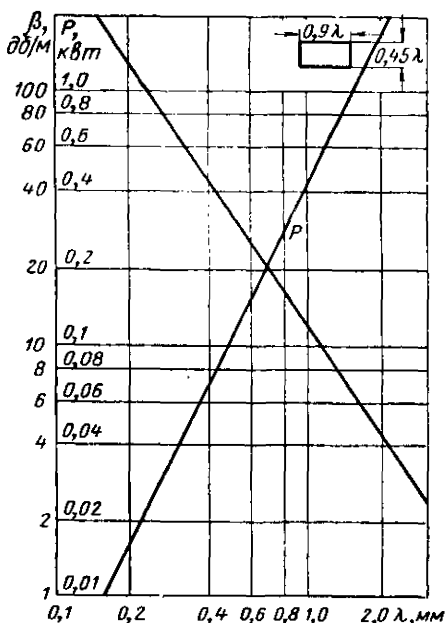


Рис. 4.1. Зависимости затухания и допустимой мощности от длины волны для прямоугольного волновода, в котором распространяется волна H_{10} . Расчет затухания сделан для волноводов с идеально гладкими стенками, изготовленными из меди с проводимостью $\sigma = 5,7 \cdot 10^7$ сим.

При использовании одноволновых металлических волноводов неизбежными являются потери в местах сочленения секций линии передачи. Оценка допусков на изготовление и сочленение волноводных элементов приведена в работе [1]. Допустимые погрешности изготовления волноводных фланцев из расчета получения КСВН, равного 1,02, следующие, мм:

| Сечение волновода | Изменение поперечного размера | Несоосность |
|--|-------------------------------|-------------|
| $0,7 \times 0,35$ ($\lambda = 0,9$ мм) | 0,003 | 0,001 |
| $0,48 \times 0,24$ ($\lambda = 0,6$ мм) | 0,002 | 0,001 |

Относительный поворот фланца в обоих случаях не должен превышать 5° .

Таким образом, большие потери и чрезвычайно жесткие требования на изготовление и сочленения делают одноволновые волноводы непригодными для передачи энергии в субмиллиметровом диапазоне даже на малые расстояния. Однако в длинноволновом участке диапазона ($\lambda = 1-0,5$ мм) часто используют короткие, длиной от нескольких миллиметров до сантиметра, отрезки таких волноводов в детекторах, смесителях, возбуждителях и других устройствах, моделирующих соответствующие устройства техники сантиметровых волн.

Одноволновые волноводы чаще всего изготавливают методами гальванопластики. Для этого предварительно из нержавеющей стали изготавливают оправку с размерами, равными размерам будущего волновода. Оправку полируют, обезжиривают и помещают в гальваническую ванну, где на ней наращивают слой меди требуемой толщины. Процесс изготовления волновода заканчивается извлечением оправки.

Для устранения потерь в сочленениях зачастую делают сложные составные оправки. Таким способом могут быть изготовлены скрещенные волноводы для смесителей, переходы от одноволновых волноводов к волноводам увеличенных сечений и т. п.

Металлические волноводы увеличенных сечений

Увеличение внутренних размеров волновода позволяет уменьшить затухание и повысить допустимую мощность. О том, как сильно снижается затухание в волноводе с повышенным сечением, можно судить по расчетным зависимостям, изображенным на рис. 4.2. Так, одноволновый волновод на волну $\lambda = 0,2$ мм имеет затухание 120 дБ/м и допустимую мощность всего $0,02$ кВт. На этой же волне волновод с сечением 10×23 мм характеризуется затуханием

0,8 дБ/м и допустимой мощностью 275 квт. Однако, несмотря на малое затухание, использование таких волноводов ограничивается тем, что в них может существовать большое число колебаний высших видов.

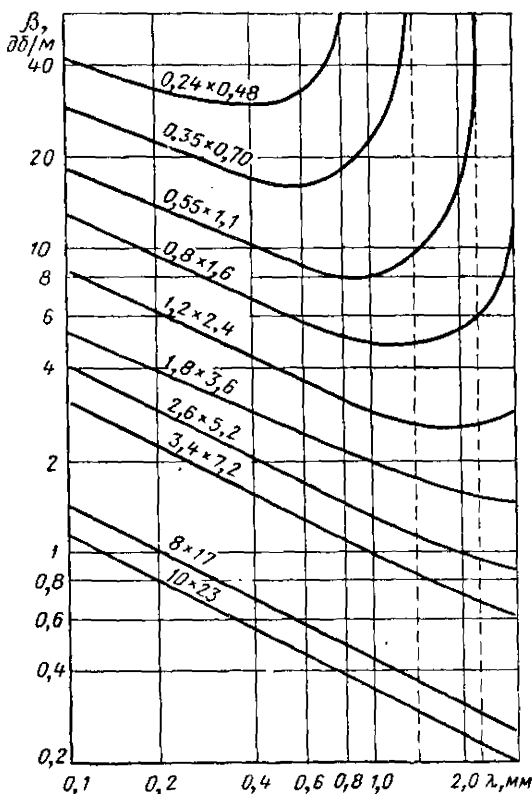


Рис. 4.2. Затухание волны H_{10} в прямоугольных волноводах различных сечений.

Если поперечное сечение волновода значительно больше λ^2 , то число возможных волн в волноводе n можно приближенно найти по формуле

$$n \approx 2\pi \frac{ab}{\lambda^2}. \quad (4.2)$$

Из этого соотношения следует, что число волн в волноводе пропорционально площади сечения волновода и об-

ратно пропорционально квадрату длины волны. Так, на волне 0,2 мм в волноводе сечением 10×23 мм может существовать свыше 30 000 типов волн.

В режиме сильной многоволновости энергия рабочей волны может сильно преобразовываться на неоднородностях тракта в волны нерабочих типов. По этой причине полные потери рабочей волны могут заметно превышать тепловые. Дополнительные потери и искажения поля в волноводе могут возникать и из-за резонансных явлений на нежелательных видах колебаний [2]. В результате всех этих явлений будут не только дополнительные потери, но и сильная зависимость коэффициента передачи линии от частоты.

Экспериментально многоволновая линия передачи в субмиллиметровом диапазоне ($\lambda = 0,9—0,8$ мм) исследовалась сотрудниками ИРЭ АН СССР [3]. Основная волна возбуждалась в волноводе сечением $3,4 \times 7,2$ мм при помощи длинного перехода, начинающегося запредельным фильтром. При этом картина поля в волноводе имела вид, соответствующий распределению волны H_{10} .

Измеренные в тракте длиной 2 м погонные потери составили 1,4 дБ/м. Оказалось, что изгибы волноводов тракта на угол до 3° практически не влияли на величину потерь, а небольшие сдвиги (несколько десятых миллиметра) приводили к трансформации волны H_{10} в волну H_{11} . Уровень паразитной волны H_{11} составлял при этом около — 6дБ.

В этом же диапазоне было проведено измерение затухания в волноводе сечением $3,6 \times 1,8$ мм. При возбуждении основной волны потери в волноводе составляли 3—4 дБ/м. Условия эксперимента отличались от описанных в работе [3] только тем, что при измерениях был применен широкополосный и нечувствительный к поляризации волны пироэлектрический детектор.

Многоволновость не представляла бы большой опасности, если бы линия передачи обладала свойством самофильтрации. К сожалению, металлические волноводы с большим числом видов распространяющихся волн таким свойством не обладают. В таких волноводах большое число паразитных волн имеют практически такое же затухание, как и основная волна, а искусственные методы борьбы с паразитными волнами в таком случае становятся неэффективными, так как при подавлении волн высших порядков неизбежны потери и на основной волне.

Выше речь шла о волноводах прямоугольного сечения. В волноводах круглого сечения имеется класс волн, обладающий свойствами, резко выделяющими их из всего многообразия волн, которые могут существовать в полых волноводах. Теоретически и экспериментально доказано, что с ростом частоты затухание волны H_{01} (а также всех волн H_{0n}) неограниченно уменьшается. Потери любой волны на заданной частоте могут быть уменьшены до желаемой величины путем соответствующего увеличения площади поперечного сечения волновода. Волны H_{0n} не возбуждают токов, текущих в направлении распространения. Важно отметить, что число волн H_{0n} в круглом волноводе растет пропорционально частоте, а не квадрату частоты, что заметно облегчает борьбу с волнами высших порядков.

Системы канализации энергии, использующие волны H_{01} в круглом волноводе, достаточно полно исследованы в диапазоне миллиметровых волн [4]. Главные трудности возникают из-за неоднородностей волновода, на которых происходит переход энергии волны H_{01} в волны других типов, в частности в волну E_{11} , имеющую такую же фазовую скорость распространения. Сильная связь между этими волнами происходит на изгибах волноводов. Для уменьшения этой связи в местах изгиба волновода предложено устанавливать плоские зеркала и призмы из диэлектрика. Существенным затруднением при использовании волны H_{01} в субмиллиметровом диапазоне является наличие больших потерь при возбуждении, так как многие источники колебаний имеют выходной волновод прямоугольного сечения увеличенных размеров. Для чистого возбуждения волны H_{01} необходимо вначале выделить волну H_{10} в прямоугольном волноводе, а затем через специальное устройство сложной конфигурации возбудить волну H_{01} в круглом волноводе. В конечном итоге на одних только переходах теряется значительная доля мощности источника. Поскольку полупроводниковые детекторы и смесители выполняются в прямоугольных волноводах основного сечения, то для подключения таких элементов потребуется вновь применить преобразователи типа волны, что вызовет дополнительные потери. Таким образом, применение круглого волновода при колебаниях вида H_{01} для передачи энергии на сравнительно небольшие расстояния невыгодно, если в системе канализации возникает необходимость несколько раз трансформировать одни виды волн в другие.

Экспериментальных данных по передаче энергии в субмиллиметровом диапазоне при помощи волны H_{01} , распространяющейся в волноводе круглого сечения, в литературе не приводилось. Сами же круглые волноводы в качестве многочастотных систем канализации энергии применяются довольно часто. Так, Ричардс приводит сведения о потерях в «световоде», имеющем длину 1 м и внутренний диаметр 1,1 см (табл. 4.1) [5].

Таблица 4.1

| Материал стенок «световода» | Затухание, %, при длине волны λ , <i>мкм</i> | |
|---|--|-----|
| | 500 | 100 |
| Обезжиренная сильно отожженная латунь | 22 | 17 |
| Полированная латунь | 21 | 16 |
| Покрытая медью латунь | 17 | 13 |
| Нержавеющая сталь | 50 | 37 |

Как видно из табл. 4.1, потери на более короткой волне оказались несколько меньшими. По-видимому, это объясняется тем, что в волноводе большая доля энергии переносилась волнами H_{0n} . Не исключены и другие объяснения этого эффекта.

Теоретически показано, что в области частот начиная с 10^{12} *гц* возможен аномальный характер затухания волн в металлических трубах [6]. Так, расчет по обычной формуле затухания энергии в плоском волноводе при длине волны $\lambda = 5,5 \cdot 10^{-7}$ *см* (видимый свет) дал результат 2080 *дб/м*, в то время как при учете аномалии затухание получается равным 3,43 *дб/м* [6].

4.2. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ВОЛНОВОДЫ

Для передачи энергии в миллиметровом диапазоне радиоволн было предложено много разновидностей линий поверхностной волны.

Самым общим свойством линий поверхностной волны является то, что фазовая скорость волны в таких линиях меньше скорости света. Отсюда другое их название — линии

замедленной волны. Именно замедлением фазовой скорости объясняется другое свойство линий поверхностной волны: электромагнитное поле «прижато» к некоторым направляющим структурам, хотя ничто не ограничивает его со стороны внешнего пространства. Поэтому линии поверхностной волны могут быть отнесены к открытым линиям.

Между замедлением фазовой скорости и протяженностью поля в поперечном направлении существует обратная зависимость — с уменьшением замедления концентрация энергии вблизи направляющей структуры ослабевает, а занятое электромагнитным полем пространство (в поперечном направлении) увеличивается. При этом напряженность поля у поверхности направляющей структуры понижается, что приводит к уменьшению тепловых потерь в конструктивных элементах линии. Снижение напряженности поля позволяет также передать по линии большие мощности без опасности электрического или теплового пробоя.

С другой стороны, если волна очень слабо замедлена и занимает большое сечение, то она оказывается слабо связанной с направляющей структурой. Распространение такой волны будет сопровождаться даже на слегка искривленных участках линии сильным излучением. Кроме того, слабозамедленные волны с трудом возбуждаются, т. е. при их возбуждении в линии значительная часть энергии источника может бесполезно излучаться.

С укорочением длины волны применение таких линий ограничивается как возрастанием погонного затухания, так и технологическими трудностями.

Для работы в диапазоне субмиллиметровых волн наиболее подходящим является, пожалуй, обычный диэлектрический волновод, представляющий собой стержень круглого или овального сечения, выполненный из высококачественного диэлектрика. Для передачи энергии целесообразно использовать основную, так называемую дипольную волну, которая в волноводе круглого сечения обозначается как HE_{11} . Диаметр стержня выбирается так, чтобы получить требуемую степень концентрации энергии вблизи стержня. При уменьшении степени концентрации энергии структура поля дипольной волны становится близкой к структуре поля плоской поперечной волны TEM .

Общий метод нахождения поля дипольной волны известен [7]. Не приводя громоздких выражений для всех составляющих поля дипольной волны, укажем только, что

эта волна характеризуется тремя волновыми числами: продольным h , поперечным для внутренней области q , поперечным для внешней области p .

Волновые числа должны удовлетворять характеристическому уравнению

$$(\varepsilon f - F)(f - F) = \left[\frac{1}{(qa)^2} + \frac{1}{(pa)^2} \right] \left[\frac{\varepsilon}{(qa)^2} + \frac{1}{(pa)^2} \right], \quad (4.3)$$

где

$$f = \frac{J_1'(qa)}{qa J_1(qa)}; \quad F = -\frac{K_1'(pa)}{pa K_1(pa)},$$

J_1 и K_1 — функции Бесселя и Макдональда, а также соотношениям

$$\begin{aligned} q^2 + p^2 &= k^2(\varepsilon - 1), \\ q^2 + \varepsilon p^2 &= h^2(\varepsilon - 1), \end{aligned} \quad (4.4)$$

где $k = 2\pi/\lambda$.

После того, как найдены волновые числа, могут быть рассчитаны все составляющие поля дипольной волны и все характеристики диэлектрического волновода. Однако решение уравнений (4.3) и (4.4) в широком диапазоне значений a (радиус волновода) и ε (диэлектрической проницаемости) весьма трудоемко.

В случае слабозамедленных волн для расчета волновых чисел можно воспользоваться приближенными формулами:

$$\begin{aligned} \alpha &\approx \frac{2}{\gamma} \exp \left\{ -\frac{\varepsilon + 1}{\pi^2 d^2 (\varepsilon - 1)} + \frac{\varepsilon + 1}{8} \right\}, \\ \beta &\approx \pi d \sqrt{\varepsilon - 1}, \\ h &\approx k \left[1 + \frac{\alpha^2}{2(ka)^2} \right]. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Здесь $\alpha = pa$ и $\beta = qa$ — безразмерные волновые числа; $\gamma \approx 1,7811$; $d = 2a/\lambda$ — приведенный диаметр волновода.

Поскольку в линии замедленной волны основная доля энергии распространяется вне диэлектрического стержня, то основной интерес представляет число α . Сопоставление решения по формуле (4.5) с точным решением для α дает ошибку не более 2% для $\alpha < 0,1$ и не более 7% для $\alpha < 0,2$ при $\varepsilon = 2-4$. Для нахождения α при больших зна-

чениях замедлений В. Ф. Взятыхшев [8] предлагает следующее эмпирическое соотношение:

$$\alpha \approx \alpha^* [0,86 + 0,036\varepsilon + (0,56 + 0,012\varepsilon^2) \alpha^*], \quad (4.6)$$

где α^* — величина, рассчитанная по формуле (4.5).

Это соотношение позволяет с ошибкой, не превышающей 3%, рассчитывать значения α , меньшие 0,6 при $\varepsilon = 1,05 \div 5,0$.

У слабозамедленных волн фазовая скорость мало отличается от скорости света. При расчетах удобно пользоваться величиной относительного замедления волны

$$\xi = \frac{c - v_{\phi}}{c}. \quad (4.7)$$

Поскольку $v_{\phi} = c \frac{k}{h}$, то, подставив значение h из формулы (4.5), получаем

$$\xi = \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{\pi^2 a^2}. \quad (4.8)$$

Длина волны в волноводе в этом случае равна

$$\lambda_{\text{в}} = \lambda (1 - \xi).$$

Радиус области пространства, в котором распространяется 99% энергии для слабозамедленных волн, связан с поперечным волновым числом и диаметром волновода следующим образом:

$$R = \frac{2,5}{\alpha} a. \quad (4.9)$$

Суммарные потери диэлектрического волновода включают в себя потери в диэлектрике, в окружающей волновод среде, на нерегулярностях (изгибах, изменениях диаметра волновода), в опорах, а также и потери на возбуждение.

Расчет затухания слабозамедленной волны, обусловленного потерями в диэлектрике, производится по формуле [8]:

$$\alpha_{\text{тепл}} = 27,29 \frac{\varepsilon \operatorname{tg} \delta}{\lambda} \kappa, \quad (4.10)$$

где κ — структурный коэффициент, вычисляемый по формуле

$$\kappa \approx \alpha^2 \left[\frac{4}{\beta^4} + \frac{\varepsilon - 1}{\beta^2} - \frac{1}{32} \right]. \quad (4.11)$$

Затухание в диэлектрическом волноводе при постоянной фазовой скорости растет пропорционально частоте, тогда как в стандартных металлических волноводах затухание пропорционально частоте в степени три вторых. Отсюда следует, что с укорочением длины волны относительные преимущества диэлектрического волновода возрастают. Потери в направляющем стержне в сильной степени зависят от замедления фазовой скорости. Это понятно, так как в слабозамедляющем волноводе основная доля энергии переносится вне стержня, а в сильнозамедляющем — внутри его.

Факт уменьшения потерь при уменьшении диаметра ряд авторов рассматривает как потенциальную возможность получения очень малых затуханий. Однако при этом не следует забывать, что диэлектрический волновод является открытой линией передачи, в которой любая неоднородность вызывает появление волн излучения. Волны излучения уносят энергию, которая является энергией потерь и увеличивает затухание в волноводе. Этот фактор все усиливается по мере уменьшения замедления фазовой скорости и ставит предел получению очень малых линейных затуханий.

При работе в субмиллиметровом диапазоне всегда следует считаться с потерями в среде, окружающей волновод. При весьма малых замедлениях эти потери будут близки к потерям волны, распространяющейся в свободном пространстве. Если потери в среде значительны, то могут оказаться более выгодными волноводы с сильнозамедленной волной в высококачественном диэлектрике.

Потери в местах размещения опор диэлектрического волновода могут быть существенными при использовании слабозамедленных волн. В качестве опор могут служить пластины пенополистирола или весьма тонкие диэлектрические нити. Диэлектрические нити более предпочтительны для линий с слабозамедленной волной.

Потери на опорах происходят из-за отражения, излучения и поглощения. Расчет потерь на опорах затруднителен, однако ясно, что потери будут снижаться по мере

уменьшения тангенса угла потерь и диэлектрической проницаемости материала опоры и ее толщины. Согласно экспериментальным данным потери на одну опору, представляющую собой пенополистироловую пластинку, составляют 0,05 дБ.

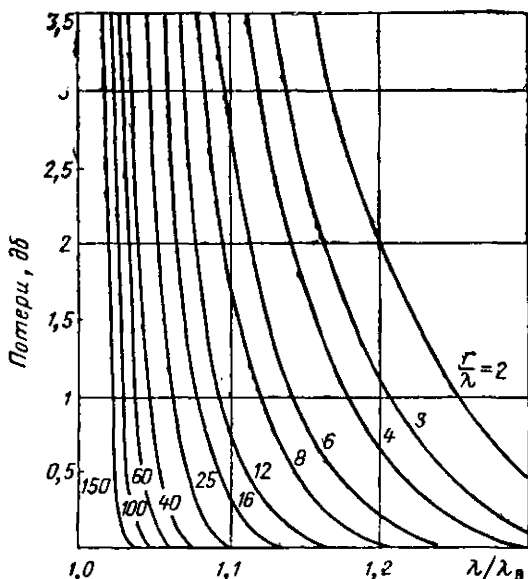


Рис. 4.3. Потери на ($\delta b/90^\circ$) излучение при различных относительных радиусах изгиба диэлектрического волновода в зависимости от замедления.

В промежутке между опорами диэлектрический волновод провисает, вследствие чего появляются потери на изгибах. Эти потери растут по мере уменьшения радиуса изгиба r (рис. 4.3).

В точке установки опоры неизбежно возникают изломы — резкие изменения направления на некоторый небольшой угол θ . При этом часть энергии излучается. Потери на изломе можно оценить по формуле [9]

$$\alpha_{\text{изл}} \approx 0,724 \frac{\theta^2}{\xi} \text{ дБ.} \quad (4.12)$$

Потери на возбуждение возникают в месте стыковки двух различных волноводных систем (например, диэлектри-

ческого волновода с металлическим волноводом генератора). В возбуждающих устройствах часть энергии теряется (отражается, излучается, уходит с нежелательными типами волн), и только определенная доля энергии распространяется в виде рабочей волны.

Общий принцип построения высокоэффективных возбуждателей заключается в следующем: нужно плавно изменять форму и размеры первичного волновода с тем, чтобы

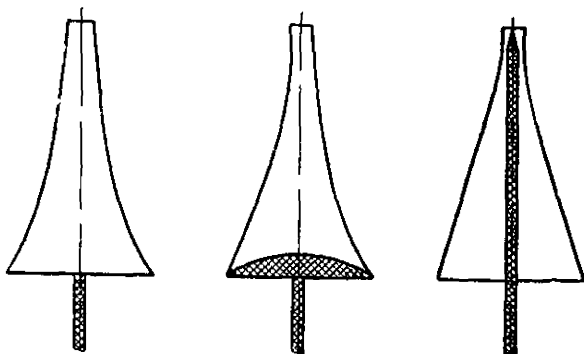


Рис. 4.4. Различные виды эффективных возбуждателей диэлектрического волновода.

в некотором сечении иметь амплитудное и фазовое распределение компонентов поля, близкое к распределению поля поверхностной волны. Если в этом сечении первичный волновод оборвать и продолжить дальше волновод диэлектрический, то потери на возбуждение будут минимальными.

Хорошие показатели могут быть достигнуты при возбуждении дипольной волны в круглом диэлектрическом волноводе колебаниями вида H_{11} круглого металлического волновода, плавно переходящего в круглый рупор. Схематически разновидности рупорных возбуждателей показаны на рис. 4.4. Рупор с линзой, корректирующей фазу, радиус раскрыва которого выбирается из соотношения

$$R \approx 1,4 \frac{a}{\alpha}, \quad (4.13)$$

может обеспечить возбуждение линии с потерями, не превышающими 30%.

Некоторым недостатком диэлектрического волновода круглого сечения является неустойчивость поляризации волны.

Для устранения поляризационной неустойчивости могут быть использованы волноводы эллиптического или овального сечения. Овальный волновод получают прокаткой круглого волновода. Экспериментально установлено, что оптимальным является такое сечение волновода, когда $b/a = 2$. Под b и a понимают максимальный и минимальный размеры сечения. При таких соотношениях достигается максимальный разнос фазовых скоростей волн (и соответственно затухания) с поляризацией вдоль большего и меньшего размера сечения волновода.

Диэлектрические волноводы очень удобны для работы в коротковолновом участке миллиметрового диапазона. В частности, они хорошо работают и при гелиевых температурах [10].

В субмиллиметровом диапазоне волн применение диэлектрических волноводов ограничивается рядом причин, среди которых в первую очередь следует назвать отсутствие диэлектриков с малыми потерями. Серьезные затруднения возникают при использовании волноводов со слабозамедленной волной из-за весьма малых поперечных размеров диэлектрического стержня, недостаточной его прочности и т. п.

По всей видимости, применение слабозамедляющих волноводов вряд ли будет целесообразным в диапазоне волн короче 0,8 мм. Применение же волноводов с сильным замедлением фазовой скорости будет возможно во всем диапазоне субмиллиметровых волн, если только будут получены подходящие диэлектрики. Работа таких волноводов будет сходной с работой хорошо известных стеклянных световодов.

4.3. КВАЗИОПТИЧЕСКАЯ ЛИНИЯ, ОБРАЗОВАННАЯ ПЕРЕДАЮЩЕЙ И ПРИЕМНОЙ АПЕРТУРАМИ

Идеальной была бы система канализации, формирующая электромагнитное поле в нерасходящийся волновой пучок, который распространяется в свободном пространстве. К сожалению, идее формирования нерасходящихся волновых пучков противоречит волновая природа электромагнитного поля. Тем не менее системы с раскрывами излучающего

отверстия, значительно большими длины волны, позволяют формировать пучки с весьма малой расходимостью. Наглядным примером может служить излучение квантового генератора, само по себе остронаправленное. Если такой генератор поместить в фокус телескопа, то необходимость в дополнительной линии передачи вообще отпадает при передаче энергии на сотни километров, поскольку вся излучаемая энергия может быть перехвачена приемным устрой-

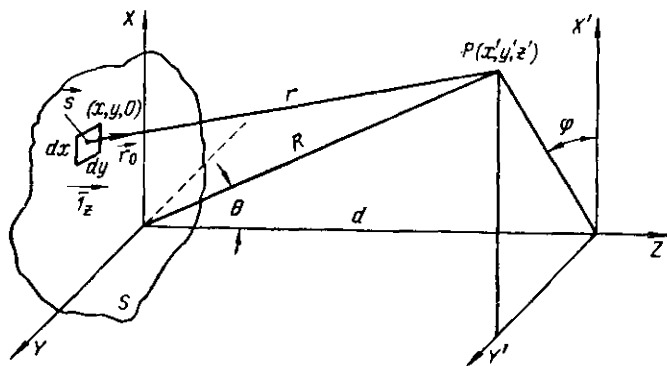


Рис. 4.5. К расчету поля методом Гюйгенса — Кирхгофа.

ством с апертурой приемных размеров. В диапазоне субмиллиметровых волн отношение допустимых размеров апертур к длине волны заметно уменьшается, тем не менее в ряде случаев подобные квазиоптические линии передачи могут оказаться наиболее простыми.

Еще до появления теории квазиоптических систем канализации в инфракрасной спектроскопии широко применялись устройства из больших по сравнению с длиной волны размерами плоских фокусирующих зеркал для передачи энергии к эшелетгам, приемникам и т. п. Эти устройства работали в диапазоне, включающем длинноволновую часть инфракрасного спектра.

К расчету основных характеристик линий передачи, состоящих из передающей и приемной антенн, обычно привлекается метод Гюйгенса — Кирхгофа. Метод Кирхгофа позволяет с приемлемой в большинстве случаев точностью определить поле в точках, удаленных от излучающей поверхности по распределению токов на ней. Если известны распределения амплитуд и фаз токов во всех точках раскрыва,

то необходимо лишь произвести векторное суммирование полей, излучаемых отдельными элементами токов.

Рассмотрим излучающую поверхность S , которая наводит поле в удаленной точке P (рис. 4.5). Если E — поле в точке элемента ds излучающей поверхности и $\partial/\partial n$ — производная вдоль внешней нормали, то согласно уравнению Гюйгенса — Кирхгофа поле, наводимое в точке P элементом ds

$$E_P = \frac{1}{4\pi} \left[E \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} e^{-i\kappa r} \right) - \frac{1}{r} e^{-i\kappa r} \frac{\partial E}{\partial n} \right] ds. \quad (4.14)$$

Полное поле получается интегрированием этого выражения по излучающей апертуре. Пусть поле в точке элемента апертуры будет задано следующим образом:

$$f(x, y) = A(x, y) e^{-i\psi(x, y)}. \quad (4.15)$$

Тогда поле в точке наблюдения согласно (4.14) будет равно

$$E_P = \frac{1}{4\pi} \int_S f(x, y) \frac{e^{-i\kappa r}}{r} \left\{ \left(i\kappa + \frac{1}{r} \right) \vec{1}_z \vec{r}_0 + i\kappa \vec{1}_z \vec{s} \right\} dx dy, \quad (4.16)$$

где r — расстояние от элемента интегрирования до точки наблюдения;

$\vec{1}_z$ — единичный вектор оси Z ;

\vec{s} — нормаль фазового фронта;

$\kappa = 2\pi/\lambda$ — волновое число.

При расчете дифракционного поля обычно выделяют три зоны: ближнюю, промежуточную и дальнюю.

Ближняя зона

Эта зона находится в непосредственной близости от раскрыва и простирается тем дальше, чем больше максимальный линейный размер раскрыва. В этой области никакие приближения невозможны. Интеграл (4.16) должен вычисляться точно.

Промежуточная зона, или зона дифракции Френеля

Здесь возможны следующие упрощения:

1. Величиной $1/r$ пренебрегают по сравнению с κ , так как $r \gg \lambda$.

2. Полагают $\vec{1}_z \vec{r}_0 = \cos \theta$.

3. Член $1/r$ в амплитудном множителе заменяют на $1/R$, где R — расстояние от начала координат.

4. Изменение r в фазовом множителе $e^{-i\kappa r}$ приближенно выражается линейным и квадратичным членами:

$$r \approx z + \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2z}, \quad (4.17)$$

Таким образом, в зоне Френеля

$$E_P = \frac{ie^{-i\kappa z}}{2\lambda R} \int_S f(x, y) \exp \left\{ -i\kappa \left[\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2z} \right] \right\} \times \\ \times (1 + \cos \theta) dx dy. \quad (4.18)$$

Дальняя зона

В этой зоне, называемой еще волновой, в фазовом множителе интеграла (4.16) пренебрежительно малы все члены выше первого порядка. Обычно в этой области интересуются околоосевой областью, считая $\cos \theta = 1$ и $z = R$. При этом

$$E_P = \frac{ie^{-i\kappa R}}{R\lambda} \int_S f(x, y) \exp \left\{ i\kappa \frac{(xx' + yy')}{R} \right\} dx dy. \quad (4.19)$$

Выразив x' и y' через угловые координаты θ , φ и расстояние R , получаем

$$E_P = \frac{ie^{-i\kappa R}}{\lambda R} \int_S f(x, y) \exp \{ i\kappa \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi) \} dx dy. \quad (4.20)$$

Из этой формулы видно, что подынтегральное выражение не зависит от расстояния, а определяется только распределением поля в раскрыве, т. е. в этой области уже сформировалась диаграмма направленности, зависящая от углов θ и φ (рис. 4.5).

В теории дифракции принято считать, что граница между дальней зоной и зоной Френеля лежит на таком расстоянии R от излучающего раскрыва, где разность хода лучей от его наиболее удаленных точек не превышает $\lambda/16$. Исходя из геометрических построений, легко показать, что это расстояние связано с наибольшим размером раскрыва D следующим соотношением:

$$R = \frac{2D^2}{\lambda}. \quad (4.21)$$

Подобный критерий существует и для определения границы между ближней зоной и областью Френеля. Однако если для установления верхней границы существенны толь-

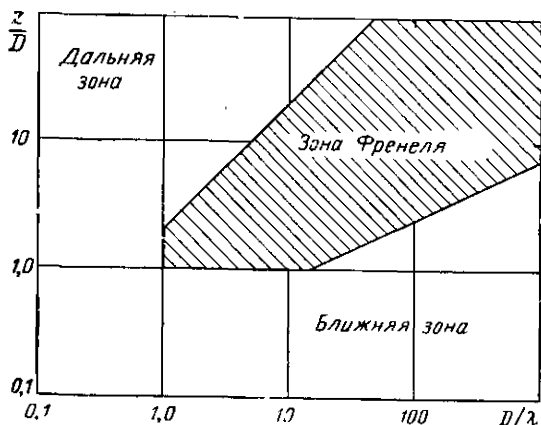


Рис. 4.6. Диаграмма распределения зон дифракционного поля.

ко фазовые соотношения, то для нижней границы приходится учитывать и распределение амплитуд. Границы между зонами можно найти, воспользовавшись графиком рис. 4.6 [11]. По оси абсцисс здесь отложен безразмерный параметр возбудителя D/λ , а по оси ординат — безразмерное расстояние от возбудителя до точки наблюдения. Верхнее значение D/λ равно 10^3 , что вполне достаточно для всех практических случаев. Интересно отметить, что для $D/\lambda = 1$ данные не приведены, поскольку при столь малых раскрывах расчет поля по принципу Гюйгенса перестает быть спра-

ведливым и требуется применение строгой дифракционной теории.

В ближней и френелевской зонах поле имеет вид лучевой трубки, диаметр которой увеличивается с ростом расстояния. Для того чтобы уменьшить эффект расширения луча и осуществить остронаправленную передачу, естественно использовать фокусирующие линзы (зеркала). Если на такую линзу набежит плоская волна, раскрыв будет излучать сферическую волну. Согласно принципу Гюйгенса лучи, являющиеся нормальными к волновым фронтам, будут образовывать сходящийся волновой пучок. Если были бы справедливы законы геометрической оптики, то в точке, соответствующей фокусному расстоянию, лучи сошлись бы, создавая бесконечно большую амплитуду. Однако волновая теория электромагнитного поля не допускает подобного явления. Амплитуда поля вблизи фокусного расстояния действительно возрастает, но всегда остается конечной.

Эффективность фокусировки в значительной степени зависит от относительных размеров раскрыва. При одинаковых размерах раскрыва наилучшая фокусировка наблюдается у короткофокусных линз (зеркал).

С ростом фокусного расстояния размер фокального пятна поля увеличивается и в конце концов пятно становится равным размерам излучающего раскрыва. Это расстояние, до которого еще возможна фокусировка, получило название расстояния Релея.

Для раскрыва с максимальным размером D расстояние Релея принято считать равным

$$R_p = \frac{D^2}{2\lambda}. \quad (4.22)$$

Потери энергии в системе из приемной и излучающей антенн существенно зависят от распределения поля на излучающем раскрыве. Доказано, что существует такое распределение поля, при котором потери передачи будут минимальными. Такое оптимальное распределение соответствует распределению поля основного вида колебаний открытого конфокального резонатора.

Потери передачи будут равны дифракционным потерям за один проход в эквивалентном резонаторе. Так, для приемного и излучающего раскрывов диаметром $2a$, разнесенных на расстояние Релея, при оптимальном распределении поля на излучающем раскрыве, потери передачи легко оп-

ределить, вычислив значение числа Френеля $N = a^2/d\lambda$ соответствующего конфокального резонатора. Подставив в эту формулу значение $d = R_p = 2\frac{a^2}{\lambda}$, получим $N = 0,5$.

Воспользовавшись зависимостью дифракционных потерь от числа N , можно найти величину потерь $\alpha \approx 10\%$. На практике потери при указанном расстоянии между раскрывами будут больше, так как на излучающем раскрыве никогда не удастся добиться оптимального распределения поля без дополнительных потерь, а на приемном — принять без потерь весь падающий поток энергии.

Идея передачи энергии СВЧ с использованием фокусирующих устройств обсуждалась неоднократно. Известны проекты передачи энергии при помощи таких канализирующих систем на искусственный спутник Земли, находящийся на расстоянии до 1000 км от передающей антенны [12]. Изготовлен и успешно продемонстрирован в действии вертолет, двигатель которого приводился в движение энергией, передаваемой радиолучом [13]. Интересно отметить, что во всех этих устройствах используется или предполагается использовать сравнительно длинные волны, поскольку в миллиметровом диапазоне пока нет источников колебаний с весьма большими мощностями и высокими к. п. д. В то же время эффективность таких линий передачи растет по мере укорочения длины волны. Поэтому в диапазоне субмиллиметровых радиоволн для передачи энергии на умеренные расстояния линии типа «излучающая — приемная антенна» могут оказаться наиболее целесообразными.

Потери энергии в таких системах могут быть такими же или даже несколько большими, чем в проводящих трубах с сечением, равным раскрыву, однако преимущества открытых линий передачи в различных измерительных устройствах очевидны: в свободном пространстве могут быть легко размещены различные квазиоптические элементы линий — делители и ответвители мощности, измерители длины волны, мощности, поглощающие кюветы и т. п. В таких линиях без особых затруднений и потерь можно осуществить поворот луча в любом направлении зеркалами или диэлектрическими призмами. Открытая линия передачи значительно легче и дешевле.

В миллиметровом диапазоне подобная канализирующая система исследовалась Феллерсом [14]. Линия состояла из двух параболических зеркал, облучаемых в фокусе от-

крытым концом волновода. Геометрические размеры зеркал и результаты измерения потерь приведены на рис. 4.7. Там же для сравнения показаны потери в стандартных волноводах соответствующих диапазонов. Начальное затухание при $z = 0$ на рис. 4.7 соответствует потерям на возбуждение.

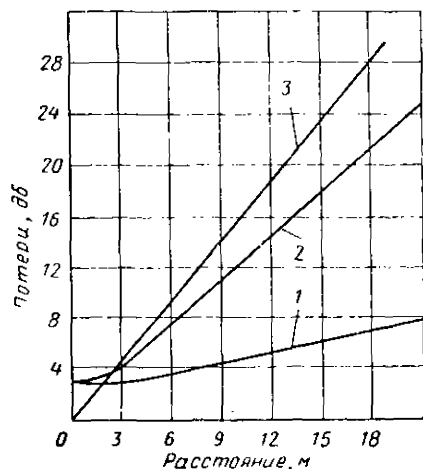


Рис. 4.7. Потери энергии в линии Феллера на длине волны $\lambda_s = 14,25$ мм:

1 — параболоид диаметром 300 мм; 2 — параболоид диаметром 150 мм; 3 — стандартный прямоугольный волновод.

диапазона предложена Собеллом [15]. Для фокусировки в этой линии применена фазосдвигающая пластинка, установленная в зоне Френеля. Простейшая зональная пластинка Френеля состоит из ряда плоских концентрических колец, попеременно прозрачных и непрозрачных. Размеры этих зон выбираются так, чтобы расстояние от выбранной точки на центральной оси увеличивалось на половину длины волны при переходе от внутреннего радиуса зоны к внешнему. Потери зональной пластинки можно почти в два раза уменьшить, если непрозрачные кольца заменить прозрачными, обеспечивающими сдвиг фазы на 180° . Практически это осуществляется вырезанием в диэлектрической пластине кольцевых желобков соответствующих размеров. При этом все полуволновые зоны будут увеличивать интенсивность поля в фокусе.

В линии Феллера величина этих потерь значительна (3 дБ), тем не менее преимущества квазиоптической линии перед стандартными волноводами бесспорны. Эти преимущества будут еще более разительны при заметном укорочении длины волны, так как потери в одноволновом волноводе будут быстро возрастать, в то время как в открытой линии передачи они останутся практически постоянными или даже уменьшатся.

Оригинальная квазиоптическая линия для коротковолнового участка миллиметрового

Фазосдвигающие пластинки в линии Собелла для работы на частотах 140 и 210 Гц были изготовлены из листа полистирола толщиной 5 мм и диаметром 20 см. Фокусирующее действие пластинки на частоте 140 Гц эквивалентно фокусирующему действию плосковыпуклой полистироловой линзы (с поверхностью гиперboloида вращения) толщиной примерно 40 мм. Если учесть затухание в диэлектрике, станет ясно, что использование в таких системах тонких зональных пластинок более рационально, чем линз.

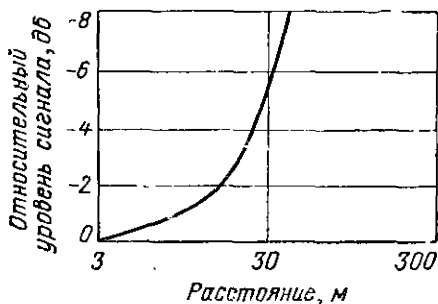


Рис. 4.8. Потери энергии в линии Собелла на частоте 210 Гц.

Результаты измерения затухания в линии Собелла на частоте 210 Гц в зависимости от расстояния показаны на рис. 4.8. На расстояниях, не превышающих расстояния Релея, относительная величина сигнала уменьшается со скоростью примерно 0,07 дБ/м. При дальнейшем увеличении расстояния потери растут обратно пропорционально квадрату расстояния. Линия Собелла обеспечивала на частоте 210 Гц весьма малые потери — всего 2 дБ при расстоянии примерно 17 м. По всей видимости, она будет весьма перспективной в длинноволновом участке субмиллиметрового диапазона. Некоторым ограничением может являться узкополосность линии (диапазон частот — около 7%). В диапазоне волн короче 0,8 мм линии с фазосдвигающими пластинками вряд ли будут использоваться ввиду технологических затруднений при изготовлении пластинок и увеличения потерь в диэлектрике.

В этом диапазоне, на наш взгляд, более целесообразным является построение линий с использованием фокусирующих зеркал. Такая линия (рис. 4.9) была построена и

испытана в диапазоне волн 0,9—0,8 мм. Излучающее и приемное устройства представляют собой комбинации двух зеркал — параболического и плоского. Плоское зеркало служит только для изменения направления луча. Параболическое зеркало представляет собой часть параболоида вращения с фокусным расстоянием $F = 30$ мм и рабочим диаметром раскрыва D , равным 50 мм. Параболоид изготовлялся из пластмассы, на стальной полированной оправке, разрезался на две части, после чего рабочие поверхности покрывались

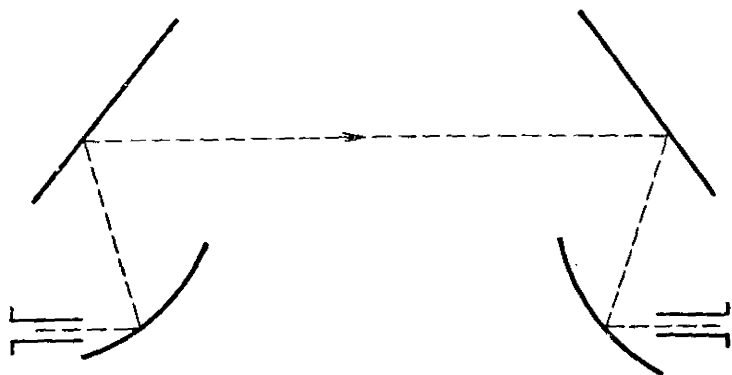


Рис. 4.9. Схематическое устройство линии передачи на параболических зеркалах.

слоем алюминия путем вакуумного распыления. Плоские зеркала были изготовлены из латуни. После притирки на плите зеркала полировались до блеска, что облегчало предварительную юстировку линии оптическими методами. В фокусе каждого параболоида под углом 60° к оси установлены облучатели. Такая установка облучателей исключала затенение параболоида облучателем и уменьшала таким образом потери на возбуждение. Зеркала и облучатели снабжены соответствующими юстировочными приспособлениями, позволяющими настроить линию на максимум передаваемой мощности. Линия монтировалась на оптической скамье. Внешний вид линии совместно с волномером, измерителем мощности и пироэлектрическим детектором показан на рис. 4.10.

При измерении затухания использовался широкополосный пироэлектрический индикатор, чувствительность которого не зависела от типа волны. Результаты измерения

потерь в линии показаны на рис. 4.11. Поскольку облучатели представляли собой отрезки волноводов (сечение $3,6 \times 1,8$ мм), в которых возбуждались многие виды колебаний, то работа линии исследовалась в двух режимах. В первом режиме на вход передающего облучателя подключался источник, обеспечивающий распространение в облучателе энер-

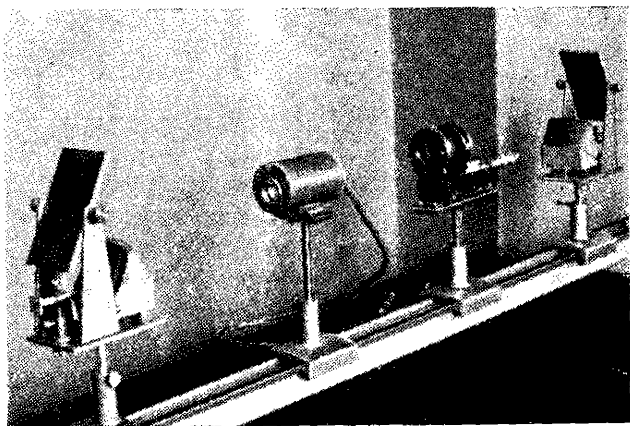


Рис. 4.10. Внешний вид квазиоптического измерительного тракта, состоящего из линии передачи, волномера, измерителя мощности и пироэлектрического индикатора.

гии в основном на волне H_{10} . Зависимость потерь в линии от расстояния между передающим и приемным зеркалами иллюстрирует кривая 2 на рис. 4.11. Для сравнения показаны потери в волноводе $1,8 \times 3,6$ мм, подключенном к тому же источнику (кривая 1). Интересно отметить, что потери на возбуждение в линии составляли всего 0,66 дБ.

Во втором режиме на вход облучателя поступала энергия, переносимая большим числом волн (энергия основной волны составляла менее 10%). Источником паразитных волн являлся сильно деформированный волновод сечением $1,8 \times 3,6$ мм. Зависимость потерь от расстояния для этого случая характеризуется кривой 4 (рис. 4.11)..

Потери на возбуждение в таком режиме возросли до 2,8 дБ. Основная доля потерь возникает при распространении энергии в самих облучателях, длина каждого из кото-

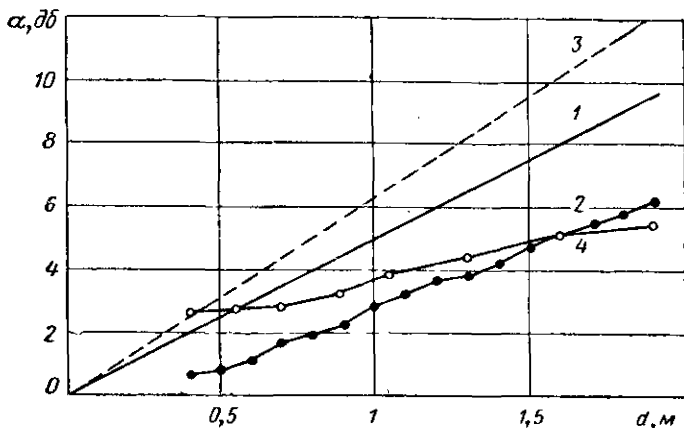


Рис. 4.11. Потери энергии в квазиоптической линии и металлических волноводах в диапазоне волн 0,9—0,8 мм.

рых составляет 80 мм. Потери в волноводе при возбуждении его от того же источника со многими видами колебаний составляли не менее 6 дБ (кривая 3 рис. 4.11).

4.4. ЛИНЗОВЫЕ И ЗЕРКАЛЬНЫЕ ЛУЧЕВЫЕ ВОЛНОВОДЫ

Описанные выше линии передачи не обладают свойствами самофилтрации и имеют ограничения по длине, определяемые величиной зоны Френеля. Действительно, в ближней и френелевской зонах излучаемое поле имеет вид лучевой трубки, диаметр которой увеличивается с ростом расстояния. Быстрое увеличение расходимости пучка начинается в конце зоны Френеля. Если же на некотором расстоянии от излучающего раскрыва, где фронт волны становится уже заметно выпуклым (расходящийся пучок), установить длиннофокусную линзу, преобразующую выпуклый волновой фронт в вогнутый, то получим сходящийся волновой пучок. Вследствие эффектов фокусировки и дифракционного расширения сечение пучка после линзы сначала несколько уменьшается, а затем вновь увеличивается. На следующую такую линзу падает расходящийся пучок; эта линза вновь фокусирует его, направляет к очередной линзе и т. д.

В результате получаем устройство, в котором осуществляется направленное распространение пучков электромагнитных волн. Такие канализирующие системы получили название лучевых волноводов. Линзовый лучевой волновод впервые был предложен Губо [16].

Назначение линз в линии Губо — периодически исправлять, корректировать распределение фазы по сечению пучка без заметного изменения его амплитудного распределения. Поэтому линзу в такой линии рассматривают как фазовый корректор. Линза из диэлектрика не является единственно возможным видом фазового корректора. Были предложены лучевые волноводы, где роль фазовых корректоров выполняют металлические фокусирующие зеркала [17, 18]. Такие линии передачи получили название зеркальных лучевых волноводов или зеркальных линий.

Пучок в лучевом волноводе представляет собой распространяющуюся электромагнитную волну, занимающую в пространстве область примерно цилиндрической формы, которую можно охарактеризовать некоторым эффективным радиусом. На расстояниях от центра пучка, превышающих этот радиус, поле экспоненциально убывает. Поперечное сечение фазовых корректоров выбирают так, чтобы «перехватить» возможно большую часть распространяющейся энергии, однако часть вышедшей из каждой предыдущей линзы энергии все же не достигает последующей, поэтому в лучевом волноводе всегда имеют место дифракционные потери.

Доказано, что пучок волн, направляемый лучевым волноводом, может быть разложен на элементарные пучки с вполне определенным устойчивым распределением полей в поперечном сечении. Эти элементарные пучки являются собственными волнами лучевого волновода. Как и у обычных волноводов, собственные волны лучевого волновода удовлетворяют соотношениям ортогональности. Вследствие того, что дифракционные потери растут с увеличением номера волны, энергия, переносимая высшими типами волн, быстро падает и по волноводу в конечном счете распространяется волна низшего типа, обычно называемая основной. Таким образом, заметное отличие дифракционных потерь различных типов волн и обуславливает свойства самофильтрации лучевого волновода.

Существует глубокая физическая аналогия между линиями из фазовых корректоров и соответствующими от-

крытыми резонаторами. Оказывается, процесс распространения электромагнитных пучков в лучевых волноводах и колебания в соответствующих резонаторах близки настолько, что собственные колебания резонаторов и собственные волны лучевых волноводов описываются тождественным образом, дифракционные потери в резонаторах и волноводах одинаковы и т. п.

Оба вида устройств описываются одними и теми же однородными интегральными уравнениями Фредгольма второго рода. Аналогия между линиями и резонаторами широко использовалась уже в первых исследованиях квазиоптических систем. В частности, при расчете типов колебаний в открытых резонаторах Фокс и Ли [19] применили эквивалентную математическую модель лучевых волноводов, а с другой стороны, Губо [20] использовал эквивалентный открытый резонатор для экспериментального исследования дифракционных потерь и изучения установления стационарного процесса в линзовой линии.

При резонансе на определенном виде колебаний в резонаторе поле состоит из двух встречных волн эквивалентной линии. Поэтому все формулы и графики, полученные для собственных функций и собственных значений для открытых резонаторов, полностью переносятся на эквивалентные регулярные открытые линии.

Как в лучевых волноводах, так и в резонаторах поле формируется в виде длинных пучков. Обычно ширина пучка значительно меньше его длины и много больше длины волны. В таких системах большими числами являются следующие отношения:

$$\frac{d}{a} \gg 1 \text{ и } 2\pi \frac{a}{\lambda} \gg 1, \quad (4.23)$$

где a — радиус раскрыва и d — расстояние между корректорами. Одной из основных характеристик системы является дифракционный параметр

$$C = 2\pi \frac{a^3}{d\lambda}.$$

Практически все теоретические результаты для линий и резонаторов получены для условий, когда соотношения (4.23) хорошо выполняются (резонаторы и линии для квантовых генераторов). В диапазоне субмиллиметровых волн

и особенно в миллиметровом размеры апертур становятся соизмеримыми с расстояниями между ними. Достоверных расчетных соотношений для таких систем пока не имеется, однако многочисленные экспериментальные данные говорят о том, что при оценке величины потерь и распределения полей в таких системах могут использоваться расчетные кривые, полученные для лазерных систем.

Поскольку в гл. 3 подробно описаны методы составления интегральных уравнений и представлены результаты для нескольких разновидностей открытых резонаторов, здесь мы не будем останавливаться на этих вопросах, а укажем лишь на связь между параметрами линий и соответствующих открытых резонаторов, что позволит легко воспользоваться имеющимися данными для резонаторов при расчетах эквивалентных лучевых волноводах.

Так, линии передачи, состоящие из круглых или квадратных линз, помещенных в поглощающих экранах, эквивалентны открытому резонатору с вогнутыми зеркалами и соответствующей формой раскрыва (рис. 4.12, *a*) при условии, что фокусные расстояния линз равны половине радиуса кривизны зеркал. Эти квазиоптические системы характеризуются двумя параметрами:

$$C = 2\pi \frac{a^2}{d\lambda} \quad \text{и} \quad \nu = \frac{d}{2F}.$$

При расчетах для этих систем были введены несколько иные параметры:

$$C_0 = 2\pi \frac{a^2}{b\lambda} \quad \text{и} \quad \nu = \frac{d}{b}.$$

Системы называются конфокальными, когда $\nu = 1$, т. е. когда оси и фокусы обоих зеркал совпадают. Доказано, что конфокальные системы являются оптимальными в смысле дифракционных потерь и свойств самофильтрации. Однако конфокальные резонаторы практически не используются из-за вырождения большого числа видов колебаний, что влечет за собой резкое ухудшение свойств резонатора, объясняемое взаимодействием колебаний различных видов на малейших неоднородностях.

В лучевых волноводах гораздо большим является допустимый уровень потерь на одну итерацию. Кроме того, в реальных линиях характер взаимодействия колебаний разных видов на неоднородностях является совершенно

иным, чем в резонаторах, поэтому в линиях с конфокальной установкой фазовых корректоров не наблюдается максимума потерь. Такие линии могут быть рекомендованы для практического осуществления, так как именно при конфокальной установке корректоров и заданном уровне потерь габариты и вес системы минимальны.

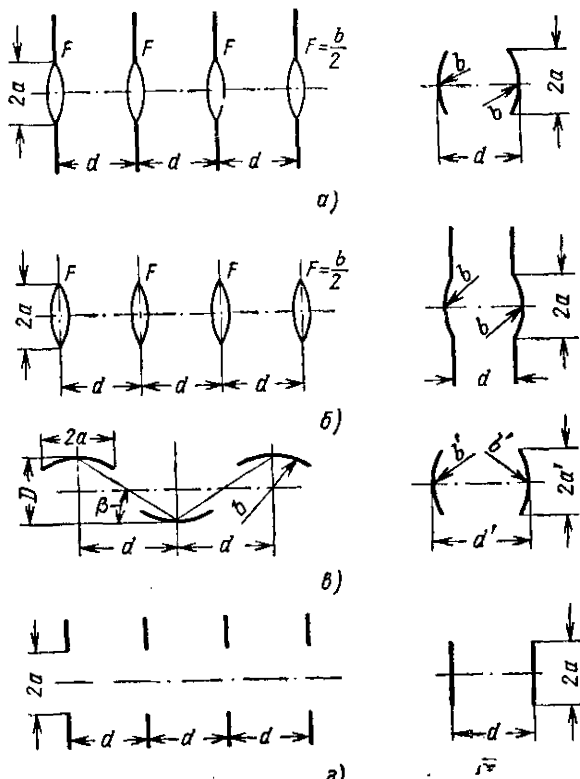


Рис. 4.12. Лучевые волноводы и эквивалентные им открытые резонаторы.

Волны в лучевых волноводах, ввиду малых осевых составляющих полей, обозначаются как $ТЕМ_{mn}$ волны. Индексы m и n дают число нулей поля по оси x и y или в цилиндрической системе координат — по углу φ и радиусу. Зависимость амплитудного и фазового распределения полей для волн $ТЕМ_{00}$ и $ТЕМ_{10}$ от параметров S_0 и ν для волно-

вода с круглыми апертурами приведена на рис. 3.19, 3.20, а дифракционных потерь — на рис. 3.16.—3.18.

Дифракционные потери для большого числа видов колебаний конфокальной линии указаны на рис. 3.9.

Аналогичные данные для линий с квадратными фазовыми корректорами можно найти в гл. 3 при рассмотрении резонаторов с квадратными зеркалами как конфокальных, так и неконфокальных.

В том случае, когда линзы лучевого волновода расположены в свободном пространстве, дифракционные потери будут, как показал Л. А. Вайнштейн [21], несколько меньше, что объясняется влиянием поля предыдущих линз. Более точным аналогом такого волновода будет резонатор, образованный вогнутыми зеркалами, продолженными бесконечными плоскопараллельными проводящими плоскостями (рис. 4.12, б).

Собственные функции и потери для таких систем пока не найдены, однако можно предположить, что они будут мало отличаться от соответствующих значений для системы, представленной на рис. 4.12, а. Различие будет становиться меньше по мере увеличения параметра C .

В рассмотренных лучевых волноводах в качестве фазовых корректоров используются линзы из диэлектрика. Профиль диэлектрического преобразователя фазы с заданным фокусным расстоянием F может быть рассчитан по формуле

$$x_i = \frac{a^2 - y_i^2}{4F(\sqrt{\epsilon} - 1)}, \quad (4.24)$$

где x_i и y_i — текущие координаты профиля (рис. 4.13, а).

В лабораторных условиях изготовление линз на токарном станке — весьма трудоемкая процедура. Если нет возможности наладить массовое производство линз путем штамповки из подходящей пластмассы, может оказаться целесообразным использование для построения лучевого волновода фазовых корректоров в виде линз конического и усеченного конического профиля (рис. 4.13, б).

Теоретический анализ систем с такими фазовыми корректорами показал, что возможна удовлетворительная аппроксимация линз гиперболического профиля линзами конического и еще лучше — усеченного конического профиля [22].

Угол α для конического корректора рассчитывался из соотношения

$$2\alpha = a\kappa/d (\sqrt{\epsilon} - 1), \quad (4.25)$$

а для линз в виде усеченного конуса по формуле

$$2\alpha = a^2 \kappa/d (a - a_0) (\sqrt{\epsilon} - 1). \quad (4.26)$$

В обоих соотношениях следует положить $\kappa = \frac{\pi}{C}$.

Данные о дифракционных потерях в линиях с коническими корректорами приведены на рис. 3.30.

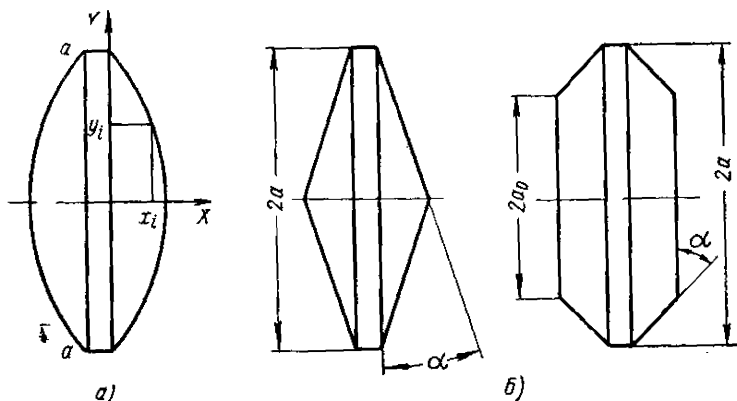


Рис. 4.13. К расчету профилей диэлектрических корректоров фазы.

Существенным недостатком линзовых лучевых волноводов являются потери в линзах, где часть энергии отражается, а часть превращается в тепло.

Свободными от этого вида потерь являются зеркальные лучевые волноводы, у которых эффект отражения является полезным, а тепловые потери в поверхностном слое металлических зеркал значительно меньше, чем тепловые потери в линзах из лучших диэлектриков.

Методы определения дифракционных потерь в зеркальных линиях указаны Б. З. Каценеленбаумом [23]. Он показал, что путем несложного пересчета могут быть найдены параметры эквивалентного зеркальному волноводу линзового волновода или открытого резонатора, для которого потери уже вычислены. Для примера можно указать на аналогию между зеркальным волноводом, состоящим из

вогнутых отражающих линз, и открытым резонатором, образованным подобными зеркалами (рис. 4.12, в).

Системы, изображенные на рис. 4.12, будут эквивалентными в смысле равенства дифракционных потерь при выполнении следующих соотношений:

$$b' = b \sin \beta; \quad a' = a \sin \beta; \quad d' = \sqrt{d^2 + D^2}. \quad (4.27)$$

Аналогом нормальной линзовой линии будет зеркальный волновод с корректорами в виде частей поверхности эллипсоида вращения. Поскольку такие зеркала трудно изготовить, то они могут быть заменены сферическими. В этом случае для оценки потерь также можно применить соотношения (4.27), считая, что резонатор образован круглыми зеркалами. Следует иметь в виду, что аналогия в этом случае будет более грубая. Дифракционные потери в линии будут больше, чем в резонаторе, однако различие уменьшается с увеличением параметра C .

Недостатком зеркальной линии в простейшем исполнении является большая чувствительность к юстировке, в частности к перекосам зеркал. Гораздо более устойчивыми являются так называемые перископические линии, идея построения которых ясна из рис. 4.14.

В перископической линии корректор представляет собой пару жестко скрепленных зеркал. Поскольку оба зеркала находятся близко друг к другу, общая функция коррекции представляет собой сумму функций коррекции обоих зеркал, составляющих корректор. Поворот двойного зеркала на угол α вызывает не отклонение луча на угол 2α и, следовательно, смещение луча на следующем зеркале на величину $2\alpha d$, как в случае одиночного зеркала, а лишь параллельный сдвиг луча на величину $2\alpha \bar{d}$, где \bar{d} — расстояние между близкими зеркалами. Так как $\bar{d} \ll d$, то перископическая линия, очевидно, значительно (в d/\bar{d} раз) более устойчива, чем обычная зеркальная линия, что свидетельствует о необходимости применения двойных зеркал в случае построения линий с большим числом корректоров.

Открытому резонатору, образованному двумя плоскопараллельными зеркалами, соответствует диафрагменная линия или диафрагменный лучевой волновод (рис. 4.12, г), представляющий собой ряд черных экранов с соосными отверстиями.

Работу такой линии можно представить следующим образом. Попадающая на первую диафрагму волна дает дифракционное поле в плоскости следующей диафрагмы. Если вторая диафрагма расположена так, что сквозь нее проходит главный максимум дифракционного поля, то это

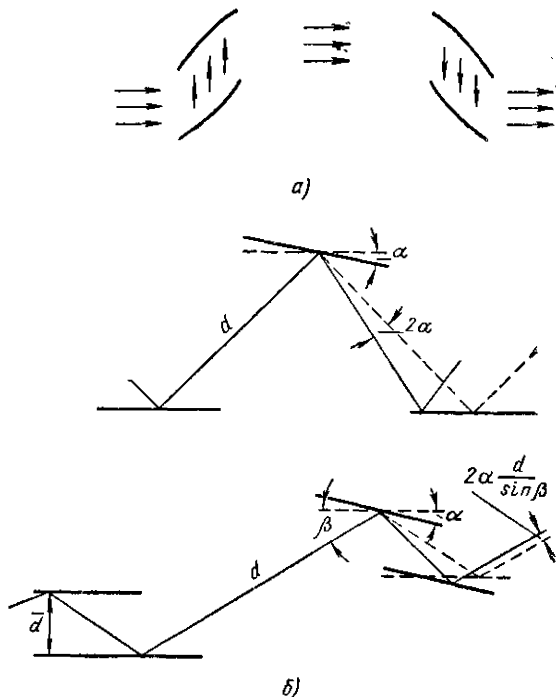


Рис. 4.14. Схематическое устройство зеркальной перископической линии:

a — перископическая линия на фокусирующих зеркалах;
б — ход лучей в простой и перископической зеркальных линиях при наклоне одного из корректоров на угол α .

поле пройдет через вторую диафрагму с малыми потерями. На третьей диафрагме произойдет аналогичное, с той лишь разницей, что в плоскости третьей диафрагмы боковые максимумы дифракционного поля будут меньше, чем в плоскости второй. Потери на третьей диафрагме будут еще меньше, чем на второй. После прохождения волны через ряд экранов в линии устанавливается волна с определенным распределением. Характеристики первых волн диафраг-

менной линии $TE_{M_{00}}$ и $TE_{M_{10}}$ впервые были численным путем найдены Фоксом и Ли. Впоследствии приближенные аналитические выражения для распределения полей и дифракционных потерь этих волн дал Л. А. Вайнштейн [21]. Единственным параметром, определяющим все свойства диафрагменной линии, является величина $C = 2\pi \frac{a^2}{d\lambda}$. Как и в других лучевых волноводах, основная волна в диафрагменной линии будет при распространении экспоненциально затухать. Однако величина погонного затухания может быть весьма малой, если взять C достаточно большим (см. рис. 3.2, а). Характерной особенностью диафрагменной линии является отсутствие в ней потерь за счет отражения и поглощения.

Потери в лучевых волноводах

Дифракционные потери являются характерной особенностью лучевых волнопроводов. Благодаря этому виду потерь лучевые волноводы обладают хорошо выраженными свойствами самофилтрации. Дифракционные потери регулярного конфокального лучевого волновода определяются только величиной параметра C .

Зависимость дифракционных потерь конфокальной линии для любых представляющих интерес типов волн от величины C представлена на рис. 3.7. Из сравнения графиков видно, что соответствующим выбором значения C дифракционные потери могут быть сведены к сколь угодно малым значениям. Следует оговорить, что вопрос о допустимом уровне дифракционных потерь при расчете линии передачи должен быть решен с учетом всех остальных видов потерь, так как при очень малых дифракционных потерях (по отношению к остальным) свойства лучевого волновода ухудшаются — теряются селективные свойства и неоправданно возрастают габариты.

Дифракционные потери неконфокального регулярного волновода зависят уже от двух параметров: $C_0 = 2\pi \frac{a^2}{2F\lambda}$ и $\nu = \frac{d}{2F}$ (см. рис. 3.13) или $C = 2\pi \frac{a^2}{d\lambda}$ и $\nu = \frac{d}{2F}$.

Аналогия между открытыми резонаторами и открытыми линиями передачи теряется при переходе к нерегулярным системам. Так, например, отклонение формы одного из

двух зеркал открытого резонатора равносильно такому же отклонению форм всех четных или нечетных корректоров фазы, соответствующей открытой линии, чего в действительности никогда не бывает. Поэтому вопрос о допусках резонатора представляет собой самостоятельную задачу и весьма актуальную, поскольку при построении реальных линий всегда необходимо знать, как и насколько неточности в изготовлении фазовых корректоров повлияют на свойства линии.

Распространение волн в нерегулярных лучевых волноводах рассматривалось в ряде работ [24, 25], в результате чего сейчас уже имеются некоторые данные, позволяющие оценить величину дополнительных потерь, обусловленных наиболее вероятными нерегулярностями лучевого волновода: поперечными и продольными смещениями корректоров, изменениями фокусных расстояний линз, изломами и смещениями оси волновода.

Поперечное смещение фазового корректора в лучевом волноводе, по которому распространяется волна TE_{M00} , приводит в первую очередь к возникновению нечетной волны TE_{M10} . При распространении после нерегулярного участка волна TE_{M10} высвечивается быстрее, в связи с чем и возникают дополнительные потери. Потери могут быть уменьшены при введении в линию искусственной неоднородности (сдвиг линзы через одну от смещений), возвращающей луч вновь к оси волновода. Такая коррекция может найти применение в коротких линиях.

Продольное смещение линзы, как и изменение ее фокусного расстояния, не изменяет направления распространения пучка, однако изменяет его структуру, что сопровождается появлением наряду с основной волной высших четносимметричных волн вида TE_{M0n} . Быстрое затухание этих волн дает дополнительные дифракционные потери, вызванные наличием неоднородностей.

Вообще, любое нарушение регулярности лучевого волновода приводит к возникновению волн высших порядков и дополнительным потерям. О величине потерь энергии основной волны на некоторых видах одиночных отклонений можно судить из графиков, приводимых Р. Б. Вагановым [24], где помимо расчетных кривых представлены и результаты эксперимента (рис. 4.15). Можно отметить хорошее соответствие эксперимента и расчета, выполненного по довольно простым формулам.

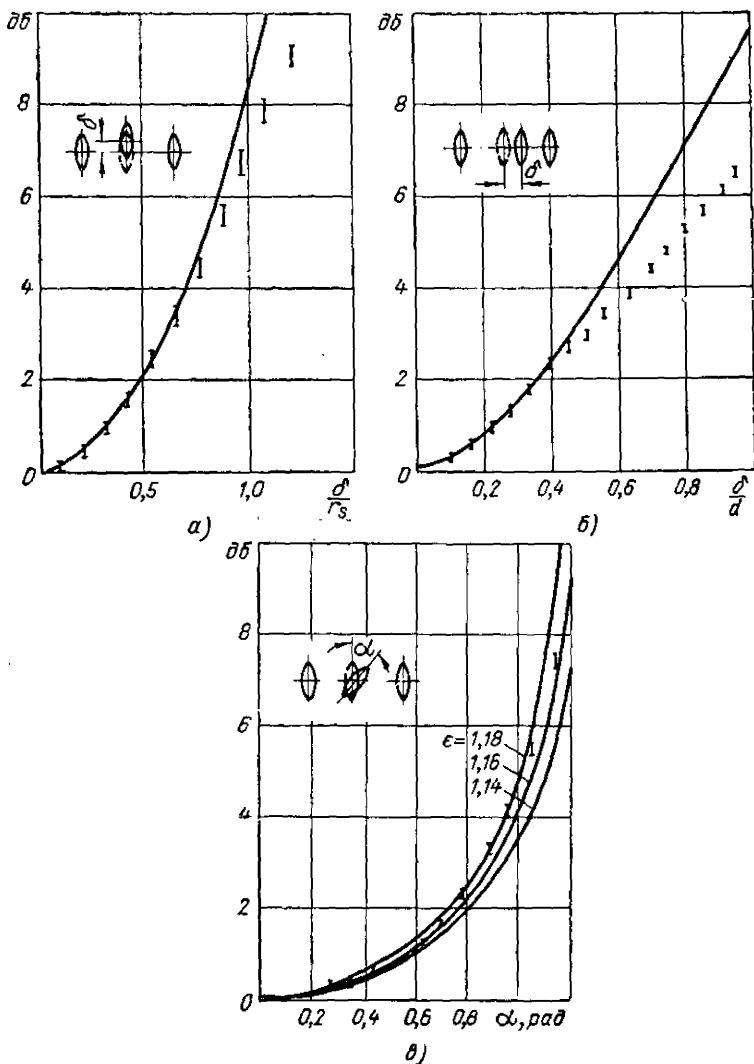


Рис. 4.15. Дополнительные потери в линзовой линии, вносимые поперечным смещением (а), продольным смещением (б) и наклоном линз (в).

Дополнительные потери на нерегулярностях в диафрагменной линии исследовались Р. Б. Вагановым и Н. Н. Войтовичем [26].

Потери на поперечных сдвигах в диафрагменной линии значительно меньше потерь на таких же сдвигах в линзовой линии. Это указывает на то, что в линзовом волноводе основные потери вызываются фазовыми искажениями, и лишь в более высоком порядке — апертурными ограничениями.

Потери на отражение для одной линзы линзового лучевого волновода равны

$$\alpha = 20 \lg (1 - \Gamma) \text{ дБ}, \quad (4.28)$$

где Γ — коэффициент отражения по мощности.

Для значений диэлектрической проницаемости $\epsilon > 1,2$ приближенно коэффициент отражения может быть вычислен по формуле

$$\Gamma \approx \left(\frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1} \right)^2 + \left(\frac{4\sqrt{\epsilon} - \epsilon - 1}{16\epsilon\sqrt{\epsilon}(\epsilon - 1)^2(\kappa F)^2} \frac{1 - \left(1 + \rho^2 + \frac{1}{2}\rho^4\right)}{1 - e^{-\rho^2}} e^{-\rho^2} \right),$$

где

$$\rho = \sqrt{\frac{\kappa}{2F}} a, \quad \kappa = \frac{2\pi}{\lambda};$$

F — фокусное расстояние;

a — радиус линзы.

Первый член характеризует отражение от плоской поверхности, а второй — учитывает кривизну этого слоя.

Если волна падает на диэлектрик под углом, то потери на отражение зависят от угла падения и поляризации. Замечательным свойством обладает случай падения волны под так называемым углом полного преломления (углом Брюстера), при этом потери на отражение равны нулю. Падающая волна должна быть так поляризована, чтобы вектор \vec{E} лежал в плоскости падения. Угол полного преломления легко определяется по известной величине диэлектрической проницаемости:

$$\Theta_B = \arctg \sqrt{\epsilon}. \quad (4.29)$$

Эффект отсутствия отражения при угле падения Θ_B может быть использован для устранения потерь отражения в линзовом лучевом волноводе. Для этого тонкие линзы волновода ставят под углом полного преломления по отношению к оси волновода, а профиль линз рассчитывают так, чтобы оптический путь пучка в наклонной линзе был таким же, как и в линзе, установленной нормально к оси волновода. Поверхность линзы будет в этом случае частью эллипсоида вращения.

Лучевой волновод с линзами, установленными под углом Θ_B , способен удерживать заданную поляризацию электромагнитной волны. Последнее будет иметь место в случае, когда потери на отражение являются преобладающими.

Потери на отражение могут быть уменьшены также путем «просветления» линз, подобно тому, как это делается в оптике. Однако такое уменьшение потерь пока не нашло применения в волноводах субмиллиметрового диапазона из-за сложности изготовления «просветленных линз» и их узкополосности.

Тепловые потери в линзе определяются в первую очередь величиной тангенса угла потерь $\text{tg} \delta$ исходного диэлектрика и его толщиной. Поскольку линза неравномерна по толщине, то поглощение в ней зависит еще и от распределения поля.

Величина тепловых потерь на одиночной линзе для волн TEM_{mn} определяется следующим выражением:

$$\alpha_{\text{тепл}} = 10 \lg \left(1 - \frac{\sqrt{\epsilon} \text{tg} \delta}{\sqrt{\epsilon} - 1} \times \right. \\ \left. \times [\kappa D_0 (\sqrt{\epsilon} - 1) - (2m + n + 1)] \right) \text{ дБ}, \quad (4.30)$$

где D_0 — максимальная толщина линзы.

Из формулы видно, что тепловые потери уменьшаются с увеличением диэлектрической проницаемости, однако при этом растут потери на отражение. Изменение зависимости тепловых потерь от номера волны следует иметь в виду при расчете селективных свойств лучевого волновода. Поскольку поле основной волны сконцентрировано вблизи оси волновода, где толщина линзы максимальна, для нее тепловые потери будут больше, чем для волн высших порядков, что может скомпенсировать разность в дифракционных потерях.

Вследствие этого волновод не только перестанет выделять основную волну, но может даже выделять одну из высших, например волну TE_{10} .

Выбор материала линз, особенно для волн короче 0,5 мм, весьма затруднителен, так как поглощение в лучших диэлектриках на этих частотах все же очень большое (рис. 4.16). Так, на волне 100 мкм при толщине линзы 1 мм кристаллический кварц дает затухание 14%, плавленный

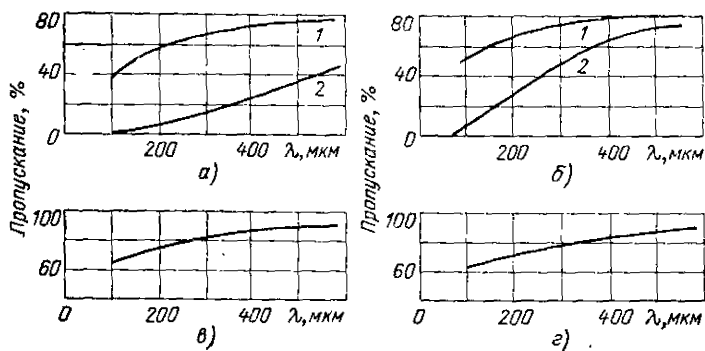


Рис. 4.16. Спектральное пропускание диэлектриков в диапазоне длин волн 100—500 мкм:

а — плавный кварц толщиной 55 мм (кривая 2) и 8,3 мм (кривая 1);
 б — кристаллический кварц толщиной 4,55 мм (кривая 1) и 40 мм (кривая 2);
 в — полиэтилен толщиной 3,21 мм; г — тefлон толщиной 1,81 мм.

кварц 80%, полиэтилен 12%. Совершенно ясно, что применение любого из этих диэлектриков для изготовления линз лучевого волновода недопустимо, так как погонные потери в линии будут огромными.

Поэтому в субмиллиметровом диапазоне целесообразным является использование зеркальных волноводов, где эффект отражения является рабочим, а тепловые потери в металле весьма малы. Коэффициент отражения от металлических зеркал для длин волн не короче 10 мкм может быть вычислен по классической формуле

$$R = 1 - 2 \sqrt{\frac{c}{\lambda \sigma}}. \quad (4.31)$$

Здесь σ — проводимость металла;
 λ — длина волны;
 c — скорость света.

Зависимость коэффициента отражения для металлов от длины волны в случае нормального падения изображена на рис. 4.17. Потери на одно отражение от медного зеркала на длине волны 100 мкм составляют всего 0,48%, что существенно меньше потерь в полиэтиленовой линзе.

При пользовании графиками (рис. 4.17) следует иметь в виду, что кривые относятся к металлам с идеальной рабочей поверхностью в смысле чистоты, обработки и т. п. Реальные поверхности обычно покрыты слоем окиси, содер-

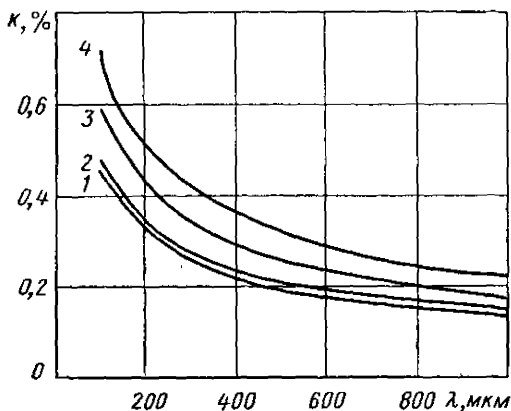


Рис. 4.17. Потери мощности при отражении от металлов в субмиллиметровом диапазоне: 1 — серебро; 2 — медь; 3 — алюминий; 4 — латунь.

жат вкрапленные частицы полировочного абразива и поэтому их отражающие свойства будут несколько ниже по сравнению с приведенными на графике рис. 4.17.

Потери в среде всегда должны учитываться при построении субмиллиметровых линий передачи. Средой, в которой происходит распространение радиоволн при использовании квазиоптических методов, является, как правило, атмосферный воздух. Известно, что для волн с частотой ниже 1 Гц атмосфера является практически прозрачной. Ослабление энергии весьма мало даже при большой протяженности линии передачи. На более высоких частотах сказываются два фактора:

1. Поглощение и рассеивание радиоволн на сосредоточенных объектах, присутствующих в воздухе.

2. Резонансное поглощение в атмосферных газах и парах воды.

Первая из перечисленных причин, имеющая весьма важное значение для радиолокации и техники дальней связи, вряд ли существенна при передаче энергии на умеренные расстояния, а также при измерениях, так как в большинстве случаев радиоизмерительные устройства сравнительно невелики по габаритам и размещаются внутри помещений. Поэтому опасность поглощения и рассеяния на водяных каплях, кристаллах снега, тумане и пылевых частицах невелика. В случае необходимости всегда имеется возможность принять меры защиты линий передачи от этих вредных воздействий.

Ослабление сигналов вследствие резонансного поглощения представляет опасность даже для коротких линий передачи. Причиной поглощения служит взаимодействие нескомпенсированных дипольных моментов молекул газов с электромагнитным полем волны. Как известно, из всех атмосферных газов наибольшим дипольным моментом обладают молекулы паров воды.

Количественные данные о потерях в атмосфере для волн субмиллиметрового диапазона приведены в гл. 8. Избавиться от затухания в среде можно лишь вакуумированием линии передачи. Конструктивно такой волновод составляется из отрезков металлических труб, соединенных вакуумноплотными фланцами. Внутри трубы устанавливаются линзы, а внутреннюю поверхность труб покрывают поглотителем, например слоем ребристого полиэтилена с большим содержанием сажи.

Потери на возбуждение возникают в том случае, когда амплитудное и фазовое распределение волны, поступающей на вход лучевого волновода, отличается от распределения рабочей волны (первой собственной волны). Действительно, возбуждающее поле может быть разложено в ряд по собственным волнам регулярного лучевого волновода. Коэффициенты разложения будут представлять собой амплитуды возбуждаемых волн. Поскольку волны высших порядков при распространении в линии быстро затухают, энергия, затраченная на их возбуждение, теряется впустую.

Для количественной характеристики способа возбуждения вводится понятие эффективности возбуждения η , под которым подразумевается отношение мощности, получаемой

волной от возбудителя, к полной мощности, излучаемой, возбуждающим раскрывом.

Эффективность возбуждения лучевого волновода при помощи волн круглого металлического волновода иллюстрируется графиками рис. 4.18 [25]. По оси абсцисс на графиках отложена безразмерная координата R/r_0 , где R —радиус круглого волновода, а $r_0 = \sqrt{d/2\kappa}$. При оптимальном значении $R/r_0 = 1,8$ волна H_{11} круглого

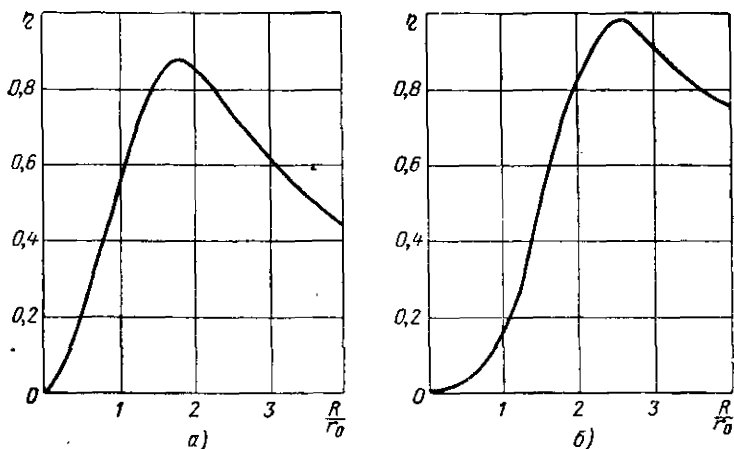


Рис. 4.18. Эффективность возбуждения волн лучевого волновода волнами круглого металлического волновода: H_{11} (а) и H_{01} (б).

волновода хорошо возбуждает основную волну лучевого волновода TEM_{00} . Потери возбуждения в этом случае составляют 0,6 дб. Еще лучше симметричная магнитная волна круглого волновода H_{01} возбуждает первую нечетную волну TEM_{10} (при $R/r_0 = 2,5$ потери возбуждения составляют всего 0,1 дб).

При возбуждении в лучевом волноводе основной волны при помощи рупора или линзы обычно наряду с основной волной возбуждаются четные волны высших порядков TEM_{0n} . Эффективность возбуждения паразитных волн также имеет оптимумы в зависимости от величины R/r_0 , однако они не совпадают с оптимумом для основной волны. Более того, меняя отношение R/r_0 , можно свести эффективность возбуждения первой высшей четной волны к нулю,

правда, при этом несколько снизится эффективность возбуждения основной волны [27].

Лучевые волноводы в практических устройствах обычно возбуждаются с помощью длинных круглых или прямоугольных рупоров или короткофокусных линз, в фокусе которых помещен одноволновый волновод. Потери на возбуждение особенно заметны в коротких линиях. Поэтому при построении таких линий окончательным устройствам должно быть уделено особое внимание. Тщательно выполненные окончательные устройства позволяют свести потери возбуждения до весьма малых величин — 1 дБ и ниже.

Некоторые результаты экспериментальных исследований лучевых волноводов

Первые экспериментальные данные по лучевому линзовому волноводу представил его автор Губо [20]. Эксперимент был проведен в диапазоне длин волн 1,25 см. Корректорами фазы в лучевом волноводе были линзы из пенополистирола. Небольшая величина диэлектрической проницаемости пенополистирола обеспечивала весьма малые потери на отражение. Они составляли всего 0,02 дБ на линзу. Преобразователи из сдвоенных линз имели еще меньшие потери на отражение. Линзы диаметром 20 см были размещены на расстоянии 1 м.

Измеренные величины потерь при использовании 8 пенополистироловых линз составляли 2,5 дБ, а при 10 двухлинзовых преобразователях фазы — 1,9 дБ. Потери на одно прохождение были измерены косвенным путем — измерением добротности эквивалентного открытого резонатора. Оказалось, что потери на одно прохождение равны 0,11 дБ для пенополистироловых линз и 0,05 дБ для двухлинзовых преобразователей фазы. Потери на возбуждение составляли 1,5 дБ. В качестве окончательных устройств были применены рупоры с линзами. Путем тщательной регулировки возбуждателя можно было добиться минимального возбуждения волн высших порядков. В наиболее благоприятных случаях основная волна устанавливалась уже после седьмого корректора фазы, о чем свидетельствовало постоянство относительного амплитудного распределения.

Некоторые результаты экспериментального исследования зеркальных лучевых волноводов приведены в работе Авербаха и др. [28]. Линия состояла из восьми одиночных

зеркал. Зеркала представляли собой участки поверхности эллипсоида вращения с главными радиусами кривизны $b_x = 50$ см и $b_y = 100$ см. Угол падения волны на зеркало составлял 45° . Зеркала были изготовлены из эпоксидной смолы и покрыты в вакууме слоем серебра. Размещение зеркал в линии соответствовало конфокальной системе.

Омические потери в зеркалах исследовались импульсным методом, подобно тому, как это делал Губо [20]. Оказалось, что потери, пересчитанные для нормального падения, составляют 0,3%, что авторы объясняют некачественным напылением зеркал серебром. Следует отметить, что авторам этой работы удалось получить весьма малые потери на возбуждение: 1 дБ и даже ниже. Размер оптимального рупора для линии с параметром $C = 3,5\lambda$ был равен размеру отражателя. С этим рупором суммарные потери в линии не превышали 2 дБ в диапазоне длин волн 8—10 мм. Потери при перекосе зеркал по углу места на 1° достигали 1 дБ.

Хотя эксперимент и был проведен в 8-мм диапазоне, его результаты свидетельствуют о перспективности применения зеркальных волноводов в субмиллиметровом диапазоне волн.

В диапазоне субмиллиметровых волн ($\lambda = 0,9 \div 0,7$ мм) линзовая линия была построена и испытана сотрудниками ИРЭ АН СССР В. В. Мериакри, В. Д. Шевченко и Л. Н. Вершининой [29, 30]. Исследуемая линия была конфокальной. Дифракционный параметр линии был выбран равным $C = 2\lambda$. В этом случае дифракционные потери для основной волны в линии практически отсутствовали: поле к краям линз спадало практически до нуля, в то же время другие типы волн имели существенные потери и отфильтровывались. Для того чтобы избежать потерь на отражение, линзам придавали специальную форму и располагали их под углом полного преломления к падающей волне (основная волна является линейно-поляризованной). Основные потери в линии приходились на поглощение в материале линз. Примененный полиэтилен имел $\text{tg}\delta = 1,2 \cdot 10^{-3}$ в диапазоне длин волн линии. Оценка потерь на поглощение в линзах (толщина линз в центре 3,2 мм) показала, что они не превышают 0,2 дБ на линзу.

Возбуждение линии осуществлялось с помощью рупора. Поскольку лампа обратной волны имеет многоволновый выход, то генерируемое ею поле предварительно очищалось одноволновым фильтром. Рупор рассчитывался таким об-

разом, чтобы амплитудное и фазовое распределения поля на выходе были близки к распределению поля основной волны линзовой линии. На выходном конце линии ставился аналогичный рупор, за которым следовала детекторная головка. Общий вид линии показан на рис. 4.19.

На рис. 4.20 приведены результаты измерения спада поля волны вдоль линии, состоящей из 22 линз. Измерения проводились следующим образом. В установленной и отъюсти-

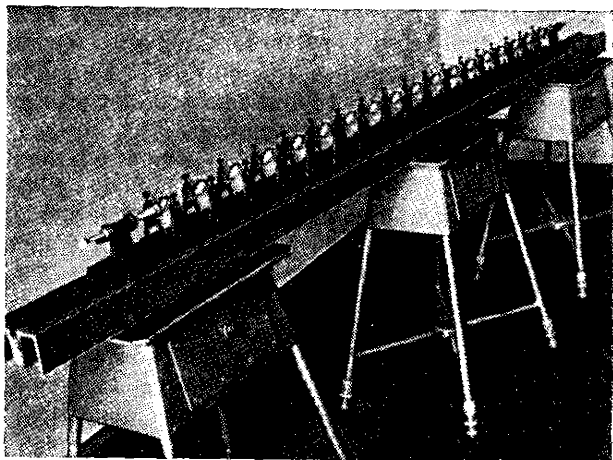


Рис. 4.19. Общий вид линзового лучевого волновода.

рованной линии измеряли выходной сигнал. Затем линию укорачивали на одну линзу и снова проводили измерения выходного сигнала и т. д. Чтобы ускорить процесс установления поля основной волны, первые несколько линз были задиафрагмированы. Из графика рис. 4.20 видно, что основная волна в линии устанавливается после 15 линз.

Потери на последних 8 линзах составляют 1,4 дБ, значит, потери мощности основной волны на одной линзе имеют величину 0,17 дБ.

Полученная величина потерь подтверждает предположение о том, что в линии имеют место только потери на поглощение в материале линз. В исследуемой линии расстояние между линзами было равно 10 см. Таким образом, погонные потери равнялись 1,7 дБ/м. Полные потери в тракте

(без учета потерь в фильтре) составляют 5,7 дб. Отсюда, вычитая потери в линии, состоящей из 22 линз, получили, что потери на возбуждающем и приемном рупорах составляли по 1 дб.

Исследованная этими же авторами в субмиллиметровом диапазоне волн диафрагменная линия состояла из ряда ирисовых металлических диафрагм, отверстия которых мож-

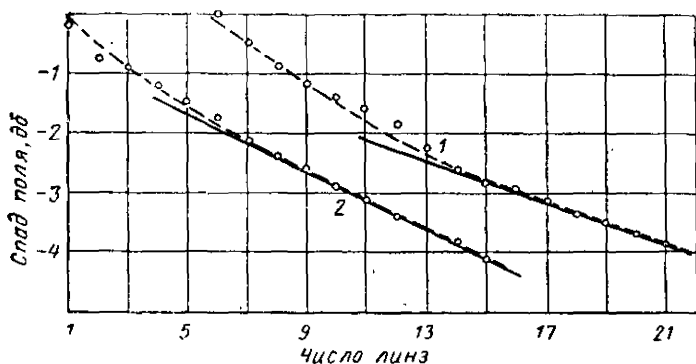


Рис. 4.20. Спад поля вдоль линзовой и диафрагменной линий:

1 — линзовая линия; 2 — диафрагменная линия.

но было плавно изменять (рис. 4.21). Дифракционный параметр был выбран равным $S=5,4\lambda$. В этом случае быстро устанавливалась основная волна в линии, а дифракционные потери ее были достаточно малы. Теоретическая оценка дает величину 0,22 дб на диафрагму. Других видов потерь диафрагменная линия не имеет. На рис. 4.20 нанесена экспериментальная кривая спада поля вдоль линии. Основная волна в линии устанавливается на 8-й диафрагме. Дальнейший экспоненциальный спад поля дает величину потерь 0,26 дб на диафрагму. Расстояние между диафрагмами было равно 12 см. Следовательно, погонные потери в линии составляли 2,2 дб/м.

Возбуждение производилось теми же рупорами, что и в линзовой линии. Для улучшения возбуждения во входную и выходную диафрагмы были вставлены линзы. Потери в линии, состоящей из 18 диафрагм, составляли 7 дб. Отсюда потери на каждый рупор — 1,2 дб.

Исследования показали, что рассмотренные линии могут быть использованы в качестве линий передачи, измерительных линий и для других целей в субмиллиметровом диапазоне волн, во всяком случае в его длинноволновой части. Существенное улучшение характеристик линзовой линии можно получить при использовании более высококачественного диэлектрика (с $\text{tg} \delta \approx 10^{-4}$). Потери в линзе с таким диэлектриком будут составлять несколько сотых долей де-

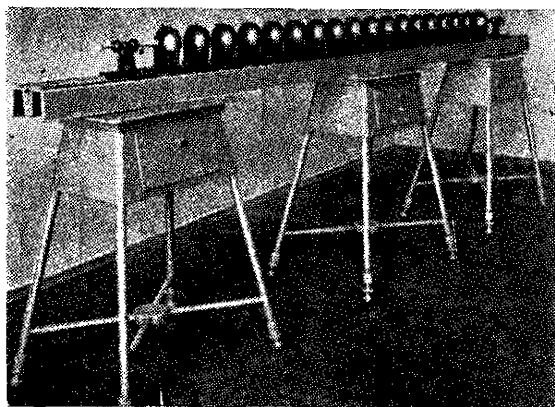


Рис. 4.21. Диафрагменная линия передачи.

цибела. Небольшое уменьшение потерь можно получить, делая линзы тоньше (до 2 мм). Потери на линзу в этом случае составят 0,1 дб.

Погонные потери как в линзовой, так и в диафрагменной линии можно уменьшить увеличением расстояния между элементами линии (с соответствующей коррекцией поперечных размеров и фокусирующих свойств элементов). При этом нужно иметь в виду, что с увеличением поперечных размеров линии возрастут потери в рупоре на возбуждение линии. Нужно выбирать некоторое оптимальное соотношение между потерями на возбуждение и потерями в линии, после чего в соответствии с требуемой длиной линии подобрать расстояние между элементами линии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kienlin Kursl. Отражения в сочленениях волноводных фланцев. *Nachrichtentechnische Z.* 1958, № 11.
2. Ваганов Р. Б., Мериакри В. В. Подавление резонансных явлений в многоволновых волноводах. «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, № 8.
3. Вершинина Л. Н., Мериакри В. В. Субмиллиметровый волноводный тракт. «Радиотехника и электроника», 1967, № 12.
4. «Волноводные линии передачи с малыми потерями». Сборник статей, под редакцией В. Б. Штейншлегера. Изд-во иностранной литературы, 1960.
5. Richards P. L. Применение интерферометрии высокой разрешающей силы с Фурье-преобразованием в далекой инфракрасной области спектра. *J. Opt. Soc. Am.*, 1964, v. 54, p. 1474.
6. Kargowiak A. E. Волноводное распространение в субмиллиметровой области. *Proc. IRE*, 1958, v. 46, № 10.
7. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. Изд-во «Советское радио», 1957.
8. Взятыешев В. Ф. Приближенный расчет характеристик диэлектрического волновода. Ученые записки. Труды радиофизического факультета ХГУ имени А. М. Горького, т. XXXII, 1962.
9. Тяжелов В. В. Приближенный расчет влияния неоднородностей на однопроволочных линиях передачи. «Известия вузов», сер. Радиофизика, 1960, № 1.
10. Дианов Е. М., Ирисова Н. А., Карлов Н. В. Применение диэлектрических волноводов в спектроскопии миллиметрового диапазона. «Приборы и техника эксперимента», 1965, № 4.
11. Кау А. Ф. Коэффициент усиления апертурных антенн в ближней зоне. *Trans. IRE*, 1960, v. AP-8.
12. Wilinski M. I. Сверхвысокочастотный источник энергии космических кораблей. Экспресс-информация. «Радиотехника СВЧ и квантовая радиофизика», 1966, № 43.
13. Передача мощности с помощью высокочастотного луча. Экспресс-информация. «Радиотехника СВЧ и квантовая радиофизика», 1965, № 17.
14. Fellers R. G. Передача миллиметровых волн без использования волноводных средств. *Microwave J.*, 1962, № 5.
15. Sobel F. и др. Квазиоптические поверхностные волноводы и другие узлы для диапазона 100—300 Гц. *Trans. IRE*, 1961, v. MTT-9, № 6.
16. Goubau G., Schwering F. О волноводном распространении пучков электромагнитных волн. *IRE Trans.*, 1961, v. AP-9, № 3, p. 248.
17. Бондаренко Н. Г., Галанов В. П. О лучевых волноводах зеркального типа. «Известия вузов», Радиофизика, т. VII, Изд. Горьковского университета, 1964.
18. Каценеленбаум Б. З. УФФ, 1964, т. 83, вып. 1.
19. Fox A., Li T. BSTJ. Резонансные типы колебаний в интерферометре квантового генератора. 1961, v. 40 (2), p. 453.

20. Christian J., Goubau G. Экспериментальное исследование лучевого волновода. IRE Trans. 1961, v. AP-9 (3), p. 256.

21. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. Изд-во «Советское радио», 1966.

22. Войтович Н. Н. «Радиотехника и электроника», 1966, т. 3, стр. 488.

23. Каценеленбаум Б. З. Высокочастотная электродинамика. Изд-во «Наука», 1966.

24. Ваганов Р. Б. Потери энергии на преобразование в волны высших типов при деформациях и смещениях линз в конфокальном лучевом волноводе. «Радиотехника и электроника», 1964, т. 9, № 11.

25. Ваганов Р. Б. Потери на неоднородном участке лучевода и возможность их компенсации. «Радиотехника и электроника», 1965, т. 10, № 12.

26. Ваганов Р. Б., Войтович Н. Н. Нерегулярности лучевода диафрагменного типа. «Радиотехника и электроника», 1966, т. 11, № 2.

27. Баскаков С. И. Возбуждение лучевого волновода. «Радиотехника и электроника», 1964, т. 9, № 4.

28. Авербах В. С., и др. Экспериментальное изучение зеркального лучевого волновода. «Радиотехника и электроника», 1966, т. 11.

29. Вершинина Л. Н., Лагунов А. А., Шевченко В. В. Исследование квазиоптических линий в субмиллиметровом диапазоне волн. «Приборы и техника эксперимента», 1965, № 4.

30. Воронкова Е. М., Гречушников Б. Н. и др. Оптические материалы для инфракрасной техники. Изд-во «Наука», 1965.

ЭЛЕМЕНТЫ ЛУЧЕВОГО КВАЗИОПТИЧЕСКОГО ТРАКТА СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

В связи с изобретением и широким применением на практике лучевых волноводов возникла необходимость в разработке вспомогательных устройств, позволяющих управлять канализируемой энергией электромагнитных волн. В СВЧ диапазоне используются различные волноводные элементы: тройники, двойные тройники, направленные ответвители, аттенюаторы, делители мощности, согласованные поглощающие нагрузки, различного вида согласующие устройства и т. д.

Как и в обычных металлических волноводных линиях, связь генератора или передающей квазиоптической линии с измерительными приборами различного назначения осуществляется с помощью направленного ответвителя. Основное назначение этого устройства — отвести некоторую часть энергии электромагнитных колебаний, проходящей по линии передачи в прямом или обратном направлении. Кроме этого он может использоваться как постоянный или переменный аттенюатор при измерении больших уровней энергии, в измерителях проходящей мощности, измерителях коэффициента стоячей волны, для связи индикаторов или спектральных приборов, контролирующих работу линии при настройке, и т. д.

5.1. НАПРАВЛЕННЫЕ ОТВЕТВИТЕЛИ

Рассмотрим различные варианты построения направленных ответвителей.

Если электромагнитная волна падает под углом 45° на проволочную решетку или диэлектрическую пластину, то ее энергия делится на две части: одна часть проходит прямо, а другая отражается под прямым углом к направлению прошедшей волны, как показано на рис. 5.1. Ве-

личина ответвленной энергии зависит от коэффициентов пропускания и отражения полупрозрачной пластины. В случае применения проволочной решетки коэффициент отражения зависит от плотности расположения проволок, точнее от отношения шага к длине волны облучающего сигнала. По мере укорочения длины волны или при увеличении

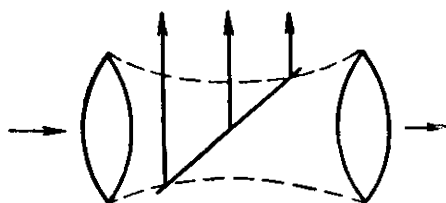


Рис. 5.1. Схема направленного ответвителя с дифракционной решеткой или диэлектрической пластинкой.

шага решетки коэффициент отражения уменьшается, так как при $l \ll \lambda$ он определяется выражением [4]

$$r = \frac{1}{1 + j \frac{L}{\lambda} \ln \frac{1 + \cos \pi l/L}{2}}. \quad (5.1)$$

Здесь L —шаг решетки; $l = L - d$; d —диаметр проволок. Заметим, что коэффициент отражения делителя с решеткой зависит от поляризации волны. Благодаря этому имеется возможность изменять величину отражения. Если угол между направлением вектора \vec{E} и проволочками равен φ , то коэффициент отражения

$$r' = r \sin \varphi. \quad (5.2)$$

Коэффициент отражения тонкой диэлектрической пластинки, как известно, определяется величиной диэлектрической проницаемости ε материала [1]. Для пластины, расположенной под углом 45° к направлению распространения электромагнитной волны, он может быть найден из соотношения

$$r = 0,707 \frac{\sqrt{\varepsilon} - 1}{\sqrt{\varepsilon} + 1}. \quad (5.3)$$

Приведенная формула справедлива в том случае, если толщина диэлектрика значительно меньше длины волны в данной среде. Деление пучка происходит также в результате полного внутреннего отражения при движении волны из среды с большим показателем преломления в среду с меньшим показателем преломления. Теоретическое рассмотрение электромагнитного поля в окрестности границы раздела двух сред показывает, что волна, прошедшая через отражающую границу в менее оптически плотную среду, затухает экспоненциально [6]. Таким образом, на этой основе может быть создан ответвитель.

Если один диэлектрик расположен вблизи другого, как, например, в случае двух призм (рис. 5.2), то, как было замечено Бозе [7], происходит переход энергии из одной призмы в другую. Изменяя расстояние между призмами, можно получить отношение переданной и отраженной энергии электромагнитной волны от нуля до очень большой величины.

Квазиоптический призмный направленный ответвитель характеризуется теми же параметрами, что и волноводный: переходным затуханием, направленностью и диапазоном рабочих частот.

Переходное затухание направленного ответвителя определяется отношением мощности электромагнитных колебаний, распространяющихся к нагрузке в основном квазиоптическом тракте (P_1'), к мощности колебаний в побочном плече (P_2') [3]. Эта величина измеряется при чисто бегущей волне в линии с установившимся распределением волны и выражается в децибелах:

$$\xi = 10 \lg \frac{P_1'}{P_2'} . \quad (5.4)$$

Переходное затухание зависит от диэлектрической проницаемости материала, т. е. коэффициента преломления

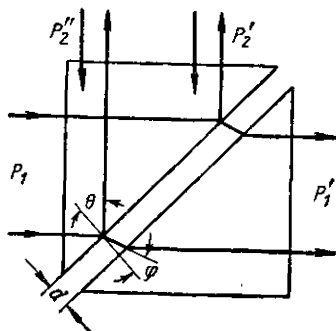


Рис. 5.2. Схема призмного направленного ответвителя для лучевой линии.

$n = \sqrt{\varepsilon} / \sqrt{\varepsilon_0}$ (где ε — диэлектрическая проницаемость материала; ε_0 — диэлектрическая проницаемость воздуха), толщины воздушного зазора между призмами и рабочей частоты.

Направленность ответвителя характеризует отношение мощностей электромагнитных волн, распространяющихся в побочном плече в противоположных направлениях при бегущей волне в основной линии. Эта величина выражается в децибелах и может быть найдена как

$$\nu = 10 \lg \frac{P_2'}{P_2''}. \quad (5.5)$$

Направленность квазиоптического ответвителя зависит от толщины воздушного зазора между призмами и рабочей частоты. Она может изменяться в широких пределах.

Рабочий диапазон призмного устройства весьма широк [9, 10]. С увеличением частоты он ограничивается допусками на обработку поверхности призм и требованиями к механизму перемещения. Ограничение со стороны длинных волн обычно обусловлено конструктивными элементами. Действительно, при увеличении длины волны сигнала, с одной стороны, оказывается необходимым увеличить размеры призм из-за расширения волнового пучка, с другой стороны, для достижения тех же характеристик потребуется увеличить воздушный зазор между призмами, а механизм перемещения имеет ограниченные возможности.

5.2. АТТЕНЮАТОРЫ

Зависимость ответвляемой мощности от величины воздушного зазора призмного направленного ответвителя может быть также использована при конструировании аттенюаторов для квазиоптических линий передачи. Как известно, аттенюаторы используются для уменьшения мощности, поступающей от источника колебаний к нагрузке или развязки сверхвысококачественных цепей между собой для уменьшения их взаимного влияния. Степень уменьшения мощности или затухание аттенюаторов выражается в децибелах (рис. 5.3):

$$\beta = 10 \lg \frac{P_1'}{P_1}, \quad (5.6)$$

т. е. определяется отношением мощности колебаний на выходе устройства (P_1') к мощности приходящего сигнала (P_1).

Если аттенюатор используется совместно с измерителем малой мощности, то поступающая к нему мощность связана с измеренной следующим образом:

$$P_1 = P_1' \cdot 10^{0,1 \beta}. \quad (5.7)$$

В субмиллиметровых квазиоптических линиях передачи наибольшее распространение нашли призмные [8], поляризационные [11] и поглощающие аттенюаторы. Причем

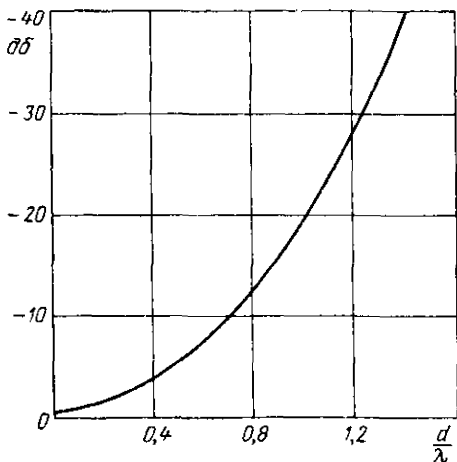


Рис. 5.3. График зависимости сигнала, проходящего через две призмы, при различной величине воздушного зазора d .

призмные устройства в известной степени являются аналогами предельных аттенюаторов сантиметрового диапазона радиоволн.

На рис. 5.3 и 5.4 изображены графики, характеризующие прохождение и затухание пучка электромагнитных волн в призмном делителе.

Величина отраженной энергии существенно зависит от вида поляризации падающей волны, что особенно сильно проявляется при больших воздушных зазорах между призмами (рис. 5.5). Если зазор мал, то характер поляризации сигнала не оказывает заметного влияния на величину отраженной энергии.

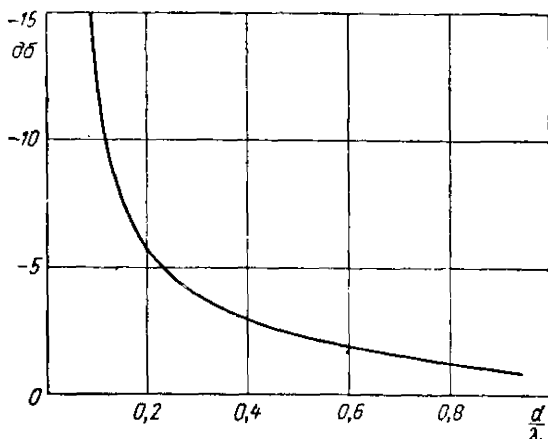


Рис. 5.4. Зависимость сигнала, отраженного от двух призм, от величины воздушного зазора между призмами для двух поляризаций падающей волны.

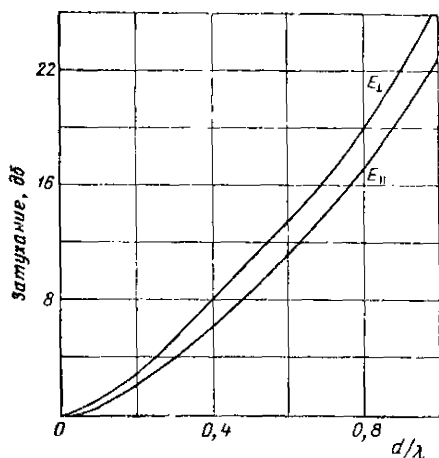


Рис. 5.5. Зависимость ослабления сигнала от воздушного зазора между диэлектрическими призмами:

E_{\perp} — электрический вектор перпендикулярен плоскости падения; E_{\parallel} — электрический вектор лежит в плоскости падения. Угол призм 45° , материал — полистирол ($\epsilon = 2,53$).

Для ослабления сигнала в квазиоптической линии передачи может быть использован поляризационный аттенюатор. В основу конструкции устройства положена зависимость уровня сигнала, прошедшего через проволочную или ленточную решетку, от угла, образованного направлением вектора электрического поля \vec{E} и лентами или проволоками (рис. 5.6).

Из теории дифракционных решеток [2] известно, что если плоская электромагнитная волна падает на решетку нормально к ее поверхности, то происходит искажение кон

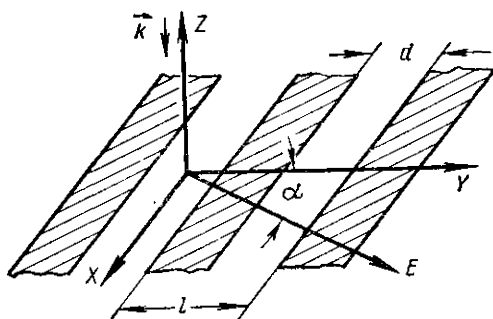


Рис. 5.6. Схема решетчатого аттенюатора.

фигурации поля, характеризующееся отраженной волной (коэффициент отражения a_0) и прошедшей волной (коэффициент прохождения b_0).

Для поляризационного квазиоптического аттенюатора обычно используются густые проволочные или ленточные решетки, у которых период связан с длиной волны облучающего поля неравенством

$$l \ll \lambda. \quad (5.8)$$

В этом случае коэффициенты отражения и прохождения связаны с размерами решетки следующими соотношениями:

$$a_0 = \frac{1}{1 + j\pi \ln \frac{1+u}{2}} \quad (5.9)$$

и

$$b_0 = \frac{j\kappa \ln \frac{1+u}{2}}{1 + j\kappa \ln \frac{1+u}{2}}.$$

Здесь

$$\kappa = \frac{l}{\lambda} \ll 1, \quad \text{а} \quad u = \cos \frac{\pi d}{l}.$$

Если решетка поворачивается с помощью какого-либо устройства на угол α относительно направления вектора электрического поля \vec{E} , т. е. относительно некоторой неподвижной системы координат, в которой определена поляризация сигнала, то

$$a_0(\alpha) = \frac{\sin \alpha}{1 + j\kappa \ln \frac{1+u}{2}} \quad (5.10)$$

и

$$b_0(\alpha) = 1 - \frac{\sin \alpha}{1 + j\kappa \ln \frac{1+u}{2}}.$$

Таким образом, зная параметры решетки, можно построить калибрационные графики поляризационного аттенюатора. Для этого предварительно находится модуль коэффициента прохождения электрического поля. Тогда затухание электромагнитной волны при прохождении через решетку можно рассчитать с помощью формулы

$$\begin{aligned} \beta &= 20 \lg \left| \frac{E_0(\alpha)}{E(\alpha)} \right| = \\ &= 10 \lg \frac{1 + \kappa^2 \left(\ln \frac{1+u}{2} \right)^2}{(1 - \sin \alpha)^2 + \kappa^2 \left(\ln \frac{1+u}{2} \right)^2} \text{ дБ}. \end{aligned} \quad (5.11)$$

На рис. 5.7—5.10 показан характер изменения затухания аттенюаторов в зависимости от угла поворота решетки для различных значений параметров κ и u . Из приведенных графиков видно, что степень ослабления энергии почти линейно зависит от угла поворота решетки. Некоторая неточность изготовления решеток не оказывает существенного

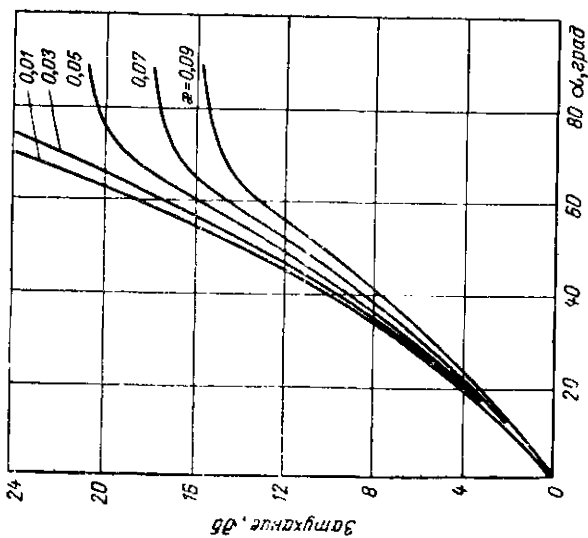


Рис. 5.7. Зависимость затухания решетчатого поляризационного аттенюатора от угла поворота для различных отношений периода к длине волны α и параметра $\mu = -0,7$.

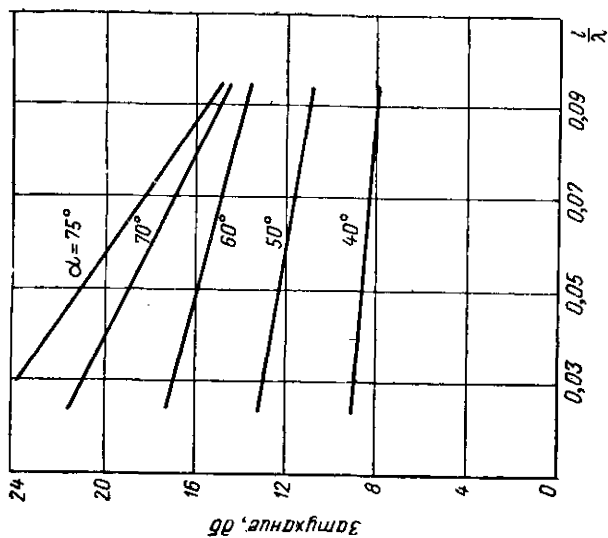


Рис. 5.8. Зависимость затухания решетчатого поляризационного аттенюатора от отношения периода к длине волны для различных углов поворота.

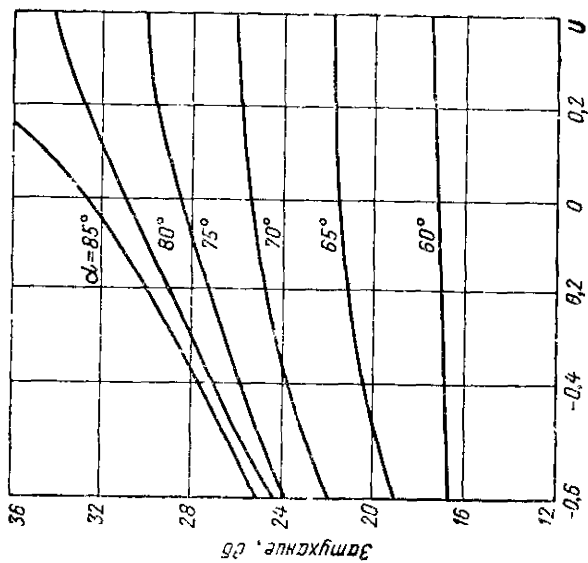


Рис 5.9. Зависимость затухания поляризационного аттенюатора от отношения величины воздушного зазора к периоду решетки для различных углов поворота.

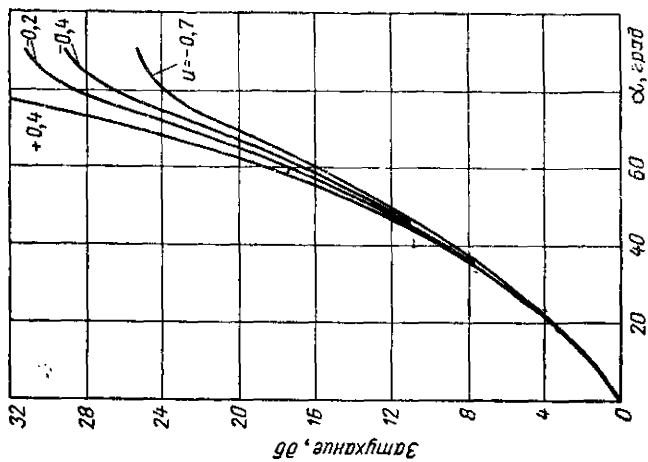


Рис 5.10. Зависимость затухания поляризационного аттенюатора от угла поворота решетки с параметром $\chi = 0,03$ для некоторых значений отношения величины воздушного зазора к периоду решетки.

влияния на величину затухания и всегда может быть учтена заранее.

Работа с аттенуатором проста. Так как направление вектора поляризации в сечении линии, где предполагается установить аттенуатор, может быть произвольным, то после установки решетки необходимо путем поворота ее вокруг оси лучевой линии добиться максимального сигнала на выходе любого индикаторного устройства. В дальнейшем сигнал ослабляется до необходимого уровня поворотом

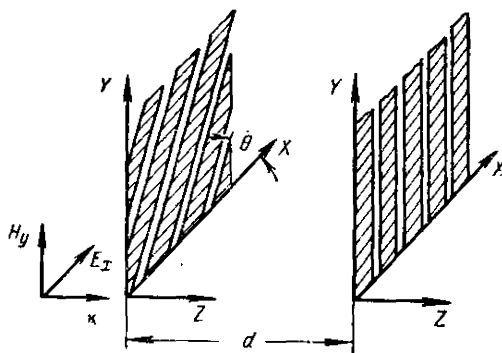


Рис. 5.11. Схема поляризационного аттенуатора с двумя дифракционными решетками.

решетки на некоторый угол. Численное значение затухания определяется по разности угловых положений из калибровочных графиков. Поляризационный аттенуатор может быть также использован как простейший поляриметр в тех случаях, когда требуется проверить влияние того или иного устройства, вводимого в лучевую линию, на поляризацию волны.

Существенным недостатком поляризационного аттенуатора на одной решетке является то, что он сам изменяет поляризацию сигнала. Это во многих случаях практики недопустимо. Поэтому была предложена система из двух решеток, свободная от указанного недостатка.

На рис. 5.11 показано взаимное расположение двух решеток. Причем одна из них может быть повернута на произвольный угол θ относительно другой. Неподвижная (внешняя по отношению к падающей волне) решетка предназначена для восстановления первоначальной поляризации

сигнала, т. е. для того, чтобы исключить влияние решетчатого аттенюатора на вид поляризации электромагнитной волны, распространяющейся по тракту.

Обычно для решеток аттенюатора выполняется условие $l \ll \lambda$. Для случая взаимного расположения решеток, показанного на рис. 5.11, составляющая падающего поля E_x полностью пройдет через неподвижную решетку, а составляющая E_y , возникающая после прохождения через подвижную решетку, отразится и не пройдет дальше неподвижной решетки.

Затухание двухрешетчатого аттенюатора подсчитывается по формуле

$$\beta = 10 \lg \left| 1 + \frac{m^4 (1 + \operatorname{ctg}^2 \kappa d)}{4 (m^2 + 1)} \right| \text{ дБ.} \quad (5.12)$$

Здесь

$$m = \operatorname{ctg} \theta, \quad \kappa = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Представляет интерес зависимость затухания аттенюатора от изменения расстояния между решетками d и угла поворота θ (рис. 5.12, 5.13). Обозначим $\kappa' = \frac{2d}{\lambda}$. При аргументе котангенса $\kappa'\pi = \pi/2(2n + 1)$ или $\kappa' = n + 0,5$; $\operatorname{ctg} \kappa'\pi = 0$. При $\kappa'\pi = n\pi$ или $\kappa' = n$; $\operatorname{ctg} n\pi = \infty$.

Таким образом, для каждого значения $n = 0, 1, 2, \dots$ при постоянном угле поворота θ будет существовать область изменений значений котангенса от нуля до бесконечности, а величина затухания будет повторяться. Например, для фиксированного m вид функции $\beta = f(\kappa')$ при $0 \leq \kappa' \leq 0,5$ полностью повторится для участка $0,5 \leq \kappa' \leq 1$ и т. д.

Как следует из графиков рис. 5.12, 5.13, аттенюаторы, состоящие из двух плоских металлических ленточных или проволочных решеток, позволяют изменять переходное затухание практически от нуля до очень большой величины. При этом полностью исключается возможность прохождения сигнала с нежелательной поляризацией. Подбором расстояния между решетками можно добиться почти линейной зависимости затухания от угла поворота решеток, что весьма ценно при использовании их в субмиллиметровом диапазоне.

Кроме переменных аттенуаторов, с помощью густых проволочных решеток можно создать фильтры верхних и нижних частот для квазиоптических линий передачи субмиллиметрового диапазона [12—14]. До недавнего времени для этой цели использовались в основном различные кристаллы

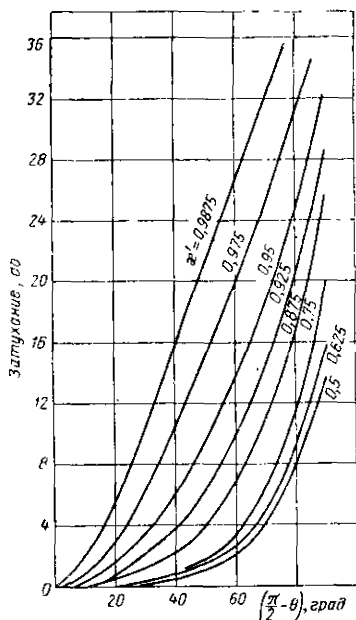


Рис. 5.12. Зависимость затухания поляризационного аттенуатора с двумя решетками ($\chi = 0,05$) от угла поворота решетки.

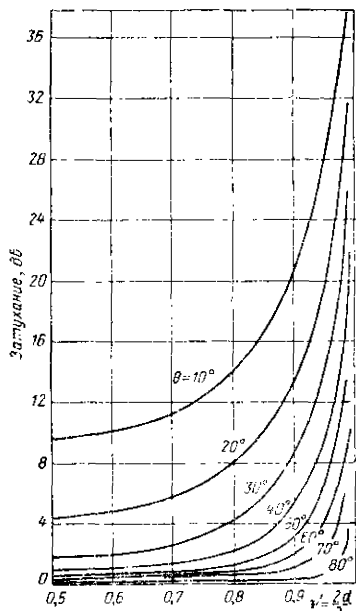


Рис. 5.13. Зависимость затухания поляризационного аттенуатора с двумя решетками от отношения величины воздушного зазора к периоду решетки для некоторых углов поворота решетки.

и ступенчатые отражающие решетки (эшелетты) или полимерные пленки, которые не имеют резко выраженной зоны подавления нежелательных частот. При использовании для исследовательских целей источников излучения шумового типа, яркость которых в дальней инфракрасной области, т. е. в субмиллиметровом диапазоне, пропорциональна λ^{-4} , особенно важно подавить с помощью какого-либо фильтра нежелательное излучение любых частот вне интересующего участка.

Как показали экспериментальные исследования, густые металлические сетки имеют довольно резкую границу прозрачности в субмиллиметровом диапазоне, а область максимального пропускания достаточно узка и лежит в пределах $\lambda/l = 1,2 \div 1,3$. Сетки обычно выполняются в виде двух густых проволочных решеток, у которых проволоки расположены под углом 90° друг к другу.

При длинах волн сигналов, превышающих период решетки l , излучение, поляризованное перпендикулярно про-

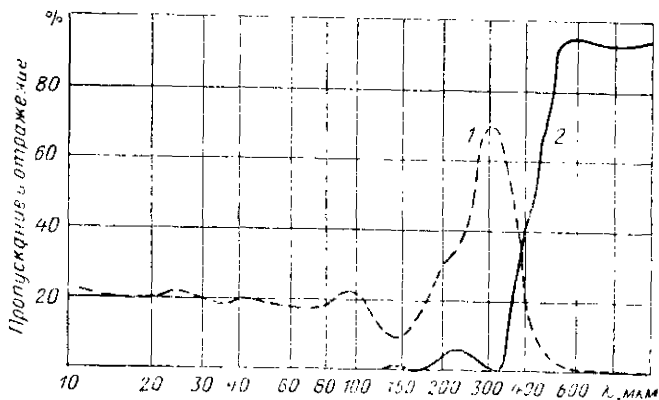


Рис. 5.14. Характеристики пропускания (1) и отражения (2) металлической сетки с периодом $l = 212$ мкм и диаметром проволок 82 мкм при угле падения луча 15° .

волочкам решетки, проходит через решетку; однако пропускание решетки для излучения, поляризованного параллельно проволочкам, зависит от длины волны. Для этого компонента поля проволочная решетка становится почти полным отражателем, если $l \ll \lambda$. Металлическую сетку в первом приближении можно рассматривать как простую суперпозицию двух решеток с взаимно перпендикулярными проволочками. Свойства такой сетки сочетают характеристики обеих решеток относительно одного из компонентов поля (рис. 5.14). Из графиков рис. 5.14 и 5.15 видно, что металлическая сетка имеет явно выраженную область прозрачности, которая может достигать почти до 100%, и область с резко изменяющимся отражением для сигналов разных частот. Именно эти явления оказываются весьма привлекательными для создания различных фильтров субмиллиметрового диапазона.

Помимо направленных ответвителей и аттенуаторов для квазиоптических линий необходимы и другие вспомогательные устройства.

А. Ф. Харвей показал, что устройство из двух призм, изображенных на рис. 5.2, являясь оптическим эквивалентом направленного ответвителя СВЧ, позволяет сконструировать ряд практических схем. Например, сочетая его с отражающими поверхностями, можно создать волномер,

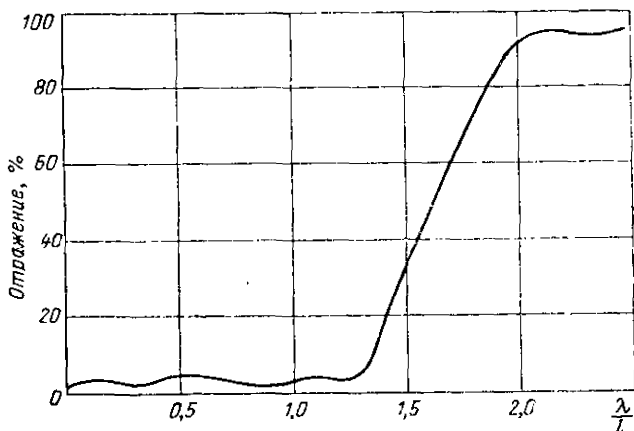


Рис. 5.15. Усредненная зависимость отражения металлической сетки от отношения λ/l при угле падения луча 15° .

работающий на отсос. В устройстве, изображенном на рис. 5.16, часть падающей энергии отражается призмным направленным ответвителем в резонатор Фабри — Перо, состоящий из полупрозрачного зеркала с малым коэффициентом пропускания и сплошного металлического зеркала. При перемещении одного из зеркал имеют место такие положения, которые повторяются через каждые полволны, при которых энергия, поступающая в приемник, связанный с противоположной гранью призмного делителя луча, резко падает. Более подробно устройство волномера рассмотрено в гл. 6. Совместно с призмным направленным ответвителем также может быть использован и резонатор, работающий на проход [4, 5].

Поскольку различные элементы квазиоптической линии передачи находятся внутри релеевского «цилиндра»,

то амплитуда поля вне диэлектрика призм в поперечном направлении затухает по экспоненциальному закону. В диапазоне частот 300—450 Гц нет необходимости делать призмы с размером сторон больше 40 мм.

С помощью призмного делителя луча имеется возможность создать аналог волноводного моста для измере-

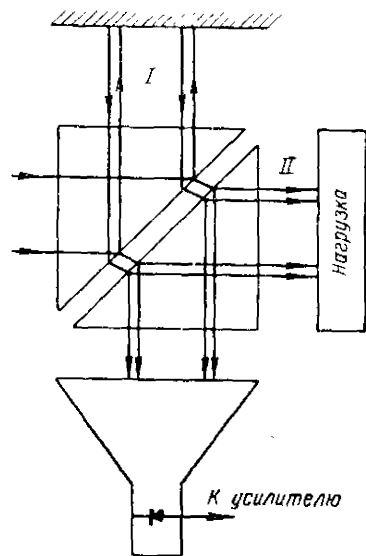
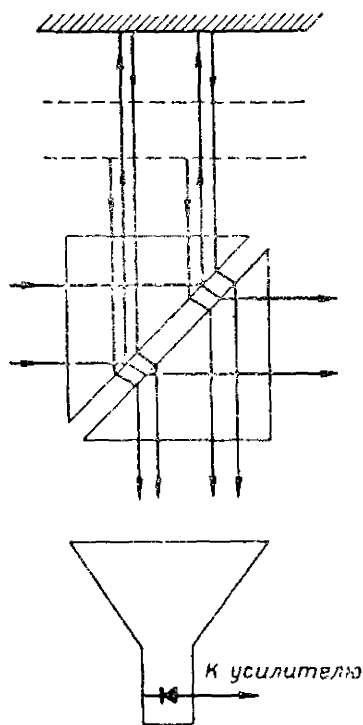


Рис. 5.16. Схема включения волномера в квазиоптический тракт через призмный делитель луча.

Рис. 5.17. Схема призмного волноводного моста.

ния коэффициента стоячей волны, который является нулевым устройством и в этом отношении работает как обычный низкочастотный мост, в котором отсчет неизвестной проводимости ведется непосредственно на шкалах после установки прибора на нуль [11]. Схема прибора изображена на рис. 5.17. В делителе часть энергии падающей волны отражается от зазора между призмами в направлении подвижного зеркала, являющегося аналогом реактивной проводимости, т. е. короткозамкнутой линии регули-

емой длины. Отразившись от зеркала, сигнал поступает к приемнику. Сюда же через призму попадает энергия, отразившаяся от реальной нагрузки или ее эквивалента.

Призмный мостовой делитель симметричен относительно средней линии воздушного зазора. Если нагрузка и эталонная реактивность согласованы с лучеводом, колебания в приемном плече будут отсутствовать, так как в плечах моста *I* и *II* образуются волны, поля которых на равных расстояниях от плоскости симметрии одинаковы по амплитуде и фазе. В случае нарушения согласования в приемном плече возникают колебания, мощность которых пропорциональна квадрату модуля разности коэффициентов отражения от обеих нагрузок. Поэтому призмный делитель может использоваться для контроля степени согласования элементов лучевого квазиоптического тракта, а индикатор, связанный с приемником, целесообразно проградуировать в единицах КСВ.

Погрешность измерений КСВ с помощью делителя определяется несимметричностью изготовления призм и непостоянством толщины воздушного зазора из-за возможного перекоса, колебаниями уровня мощности генератора во время измерений, не достаточным полным согласованием эталонного сопротивления с линией, отражениями в плечах делителя и т. д. Описанный мост успешно использовался для измерений малых и средних величин КСВ нагрузок.

Процесс измерения КСВ сводится к регистрации уровня сигнала на выходе индикатора при перемещении подвижного металлического зеркала. По полученным максимальному и минимальному показаниям прибора вычисляют КСВ и, если необходимо, коэффициент отражения. Если ширину воздушного зазора между призмами выбрать такой, чтобы затухание равнялось 3 дБ, то делитель будет полностью эквивалентен обычному волноводному гибриднему соединению. Кроме этого, с помощью делителя и подвижного зеркала можно создать регулируемый эквивалент нагрузки, который будет иметь любой необходимый в каждом конкретном случае коэффициент отражения, устанавливаемый простым изменением расстояния между гранью призмы и металлическим зеркалом.

Поглощающая нагрузка для лучевой линии обычно выполняется в виде диска из материала с большими потерями для радиоволн субмиллиметрового диапазона. Здесь могут быть использованы: сажированный полиэтилен, прес-

сованное карбонильное железо, черная резина, эбонит и другие диэлектрические материалы, покрытые слоем аквадага или сажи с клеевой связкой.

Для увеличения поверхности взаимодействия нагрузки с волновым пучком ее часто делают ребристой. Например, одна из описанных в литературе нагрузок имела на поверхности диска пазы с периодом около 1 мм глубиной 15—20 длин волн. Измеренный с помощью призменного моста КСВ не превышал 1,03 в широком диапазоне частот.

5.3. МОДУЛЯТОРЫ

Используемые в диапазоне субмиллиметровых волн генераторные лампы не дают возможности осуществлять амплитудную модуляцию сигнала без сколько-нибудь заметных смещений частоты. Здесь практически приемлемой становится лишь амплитудная модуляция в линии передачи, основанная на активном поглощении части энергии без заметного отражения в источник излучения, так как последнее также может привести к неустойчивости частоты генератора.

Полупроводники, проводимость которых может электрическим путем меняться во много раз, позволяют создать активные модуляторы для линий передачи всех диапазонов длин волн начиная от метровых и кончая коротковолновым участком инфракрасного спектра. Основные конструктивные особенности модуляторов в соответствующем диапазоне частот в значительной степени определяются механизмом взаимодействия электромагнитных волн с полупроводниковым материалом и способом канализации энергии.

Поскольку с укорочением длины волны начинают сказываться явления, которые не проявлялись заметно на более низких частотах (дисперсия показателя преломления и показателя поглощения ряда веществ, увеличение потерь и др.), то в субмиллиметровом диапазоне для решения необходимых практических задач требуются совершенно новые методы и технические приемы. В частности, имеется тенденция решать практические и исследовательские задачи в субмиллиметровом диапазоне методами, принятыми в оптике. Управление энергией в этом диапазоне также целесообразно осуществлять, используя некоторые оптические свойства полупроводников, связанные с поглощением

фотонов малой энергии. Практически это можно осуществить, располагая на пути пучка электромагнитной энергии некоторый объем полупроводника, оптическая плотность которого может меняться вследствие изменения концентрации или подвижности свободных носителей тока. При этом

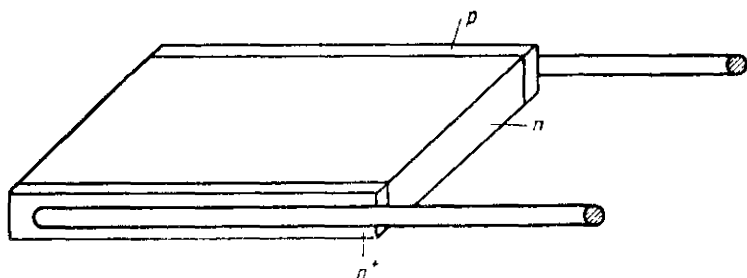


Рис. 5.18. Схема полупроводникового модулятора для линзовой лучевой линии.

используются процессы, совершающиеся в объеме тел, а не в очень малых по сравнению с длиной волны областях (как, например, в точечном диоде).

Наиболее простой метод изменения концентрации свободных носителей тока — это инжекция неосновных носителей с помощью p - n перехода. В этом случае модулятор пред-

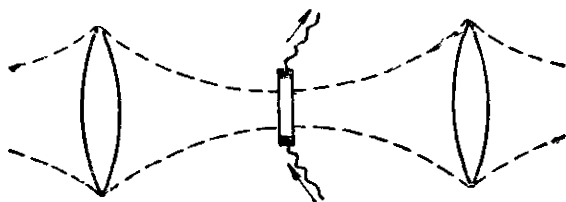


Рис. 5.19. Размещение полупроводникового модулятора в лучевом волноводе.

ставляет собой полупроводниковую пластинку (рис. 5.18), на одном конце которой имеется p - n переход, а на другом — неинжектирующий эксклюзионный n - n^+ или p - p^+ переход («омический контакт»). Пластинка располагается поперек сфокусированного пучка энергии в лучевом волноводе, заполняя все его сечение, причем контакты находятся за пределами электромагнитного поля (рис. 5.19). При пропускании тока через такой диод изменяются концентрация

носителей тока в объеме вследствие инжекции неосновных носителей тока из p - n перехода при этом изменяется и прозрачность слоя по отношению к электромагнитной энергии. Так может быть осуществлена модуляция энергии в лучевом волноводе.

Плоский слой вещества с управляемой концентрацией носителей тока обладает свойствами, интересными с точки зрения применения их для управления электромагнитным излучением. Отраженная от слоя и прошедшая сквозь слой энергия, а также коэффициент модуляции прошедшей энергии являются осциллирующими функциями относительной толщины слоя $d' = d\sqrt{\epsilon}/\lambda$ (d —толщина слоя, λ — длина волны электромагнитного излучения, ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника). При этом возможен ряд вариантов.

Когда толщина слоя кратна половине длины волны в нем, коэффициент отражения, начальные потери и скачок фазы отраженной волны минимальны и слабо растут с увеличением проводимости слоя; коэффициент модуляции прошедшей волны максимален ($m = 80 \div 90\%$).

Если толщина слоя полупроводника кратна четверти длины волны в нем, то коэффициент отражения и начальные потери максимальны, скачок фазы отраженной волны мал (несколько градусов), коэффициент модуляции минимален.

Кроме того, имеются критические размеры слоя, при которых отсутствует модуляция отраженной волны, либо модуляция фазы отраженной волны, либо фазы прошедшей волны. Например, при $d\sqrt{\epsilon}/\lambda$, равном 0,45; 0,55; 0,93, амплитуда отраженной волны сохраняется постоянной при значительной модуляции фазы отраженной волны и при достаточно большом коэффициенте модуляции прошедшей волны и малых начальных потерях.

Используя такой слой, можно получить достаточно глубокую (до 80—90%) амплитудную модуляцию прошедшей волны при удовлетворительном согласовании. Однако модулятор будет согласован лишь на частотах, при которых его размеры кратны половине длины волны электромагнитного излучения в полупроводнике.

Широкополосность модуляторов можно увеличить применением, например, антиотражающих покрытий или такой ориентировкой образца, при которой коэффициент отра-

жения вертикально-поляризованной волны минимален. В качестве согласующих материалов используются кварц, полиэтилен, слюда.

В одном из вариантов полупроводникового модулятора для лучевого волновода с диаметром сфокусированного пучка около 10 мм полупроводниковый элемент в виде пластинки размером $12 \times 12 \times 0,5$ мм из германия с удельным сопротивлением $\rho = 40$ ом · см размещался в латунной кассете с отверстием в центре по размерам пластинки. Оми-

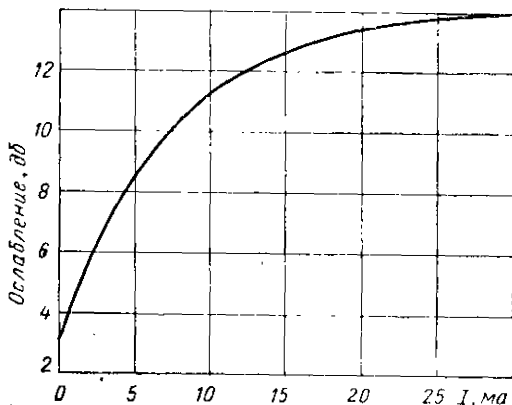


Рис. 5.20. График зависимости ослабления сигнала на выходе полупроводникового модулятора (рис. 5.18) от величины управляющего тока.

ческие контакты наносились на торцы пластинки и присоединялись к кассете, которая одновременно служила токовым выводом, держателем образца и рассеивающим тепло радиатором. Инжектирующий контакт, ширина которого может быть сделана весьма малой (примерно 20 мкм), вплавлялся в центре пластинки. Кассета с образцом устанавливалась поперек волнового пучка в фокусе собирающей линзы (см. рис. 5.19).

С укорочением длины волны, когда удается получить узкие сфокусированные пучки с диаметром пятна 2—3 мм, можно использовать и двухэлектродные модуляторы.

На рис. 5.20 изображена зависимость ослабления электромагнитной волны в лучевом волноводе с полупроводниковым материалом от управляющего постоянного тока,

а на рис. 5.21 — зависимость амплитуды лиейно-модулированной прошедшей волны от частоты модуляции.

Кроме полупроводниковых модуляторов, в технике СВЧ находят применение ферритовые управляемые вентили, основанные на использовании эффекта Фарадея в цилиндрическом образце.

Большинство применяемых в сантиметровом и длинноволновом участке миллиметрового диапазона ферритовых модуляторов с переменным магнитным полем являются

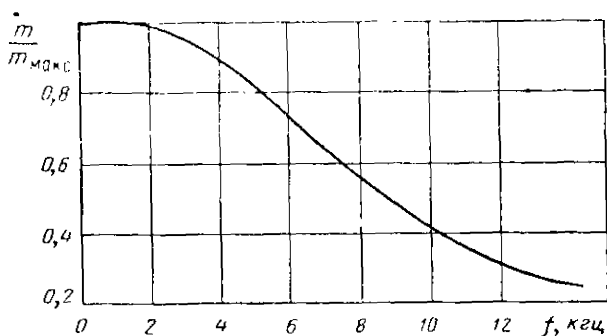


Рис. 5.21. Частотная характеристика полупроводникового модулятора, изображенного на рис. 5.18.

нелинейными и обладают гистерезисом. Кроме этого, в большинстве случаев ферритовые модуляторы рассчитаны на весьма низкие модулирующие частоты.

При переходе в коротковолновой участок миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов принципиальных затруднений по применению ферритовых управляемых вентилях для амплитудной модуляции сигнала нет. Основная трудность заключается в подборе соответствующего состава феррита, который не имел бы чрезмерно больших потерь в интересующем диапазоне. Вторая трудность — чисто конструктивная — заключается в том, что геометрические размеры металлических волноводов оказываются весьма малыми, а волновые пучки в лучеводах чрезмерно широкими. Все же последние более удобны. Рассмотрим принцип построения ферритового модулятора для квазиоптической линии передачи.

Как известно, при намагничивании феррита в продольном направлении возникает вращение плоскости поляри-

зации проходящей волны, пропорциональное намагничивающему моменту M и длине образца l . Проходящая энергия определяется выражением

$$W = W_0 \cos^2(\theta - klM), \quad (5.13)$$

где W_0 — приходящая энергия;

k — постоянный коэффициент;

θ — угол между плоскостями поляризации поляризационных решетчатых фильтров на входе и выходе модулятора (обычно $\theta = \pi/2$).

Если пренебречь явлением гистерезиса в феррите, то намагничивающий момент пропорционален току в катушке возбуждения i .

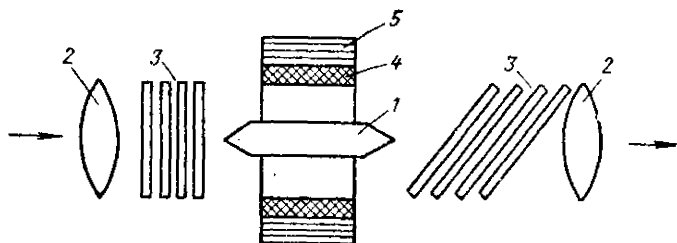


Рис. 5.22. Принципиальная схема секции ферритового модулятора:

1 — ферритовый стержень; 2 — корректирующие линзы; 3 — поляризационные решетчатые фильтры; 4 — цилиндр из поглотителя; 5 — катушка подмагничивания.

Тогда напряженность поля прошедшей волны будет пропорциональна

$$E \approx \cos\left(\frac{\pi}{2} - Ai\right). \quad (5.14)$$

Здесь A — коэффициент пропорциональности.

Модуляции подвергается та составляющая электромагнитного поля, которая проходит через выходной поляризационный фильтр. Внутренний диаметр катушки подмагничивания должен быть больше эффективного диаметра волнового пучка в линии. Для уменьшения возможного искажения поля внутри катушки можно поместить полый цилиндр из поглощающего материала. Принципиальная схема секции ферритового модулятора показана на рис. 5.22.

Чтобы улучшить линейность модуляционной характеристики и расширить диапазон рабочих частот, имеет смысл

применять отрицательную обратную связь, основанную на линейном детектировании амплитудно-модулированного сигнала. Блок-схема цепи обратной связи изображена на рис. 5.23. Схема работает следующим образом. Линейный детектор выделяет огибающую модулированного сигнала, которая поступает затем в компаратор. С его выхода сигнал, являющийся мгновенной разностью между огибающей

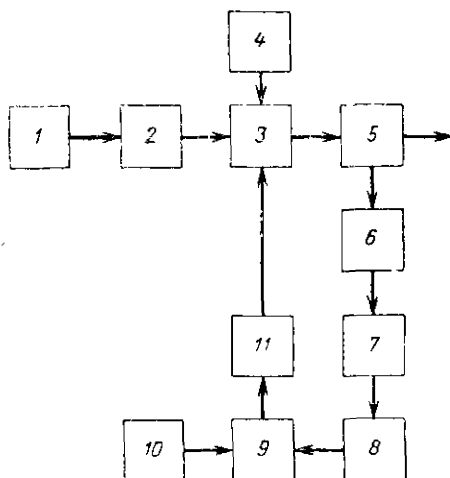


Рис. 5.23. Блок-схема цепи обратной связи ферритового модулятора:

1 — генератор СВЧ; 2 — развязка; 3 — ферритовый модулятор с поляризационными фильтрами; 4 — источник тока подмагничивания; 5 — двухпризменный направленный ответвитель; 6 — аттенюатор; 7 — линейный детектор; 8 — предварительный линейный усилитель; 9 — компаратор; 10 — генератор модулирующего напряжения; 11 — усилитель.

и опорной модулирующей волной, представляет требуемую модуляцию. Этот разностный сигнал усиливается и поступает в катушку подмагничивания ферритового модулятора с таким знаком, чтобы компенсировать разность, поступающую в компаратор. Оконечный каскад усилителя работает на индуктивную сильно нелинейную нагрузку, обладающую гистерезисом. Ширина линейного участка характеристики детектора налагает некоторое ограничение на работу модулятора. Допустимое усиление в цепи обратной связи и ширина полосы модулирующих частот ограничены шумом,

вносимым детектором. При широком линейном участке детектора имеется возможность подавить не менее чем в 300 раз напряжения нежелательных гармоник в полосе частот до 100 кГц при усилении в канале обратной связи около 50 дБ. Уровень высших гармоник модулирующего сигнала при глубине модуляции $m = 75\%$ был не менее чем на 20 дБ ниже уровня основного сигнала в диапазоне частот от 200 до 20 000 Гц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Буд Р. Физическая оптика. Изд-во ОНТИ, 1936.
2. Ламб Г. Гидродинамика. Гостехиздат, 1947.
3. Харвей А. Ф. Техника сверхвысоких частот., ч. 1. Изд-во «Советское радио», 1965.
4. Капица П. Л. Электродинамика больших мощностей. Сб. 4. Изд-во «Наука», 1965.
5. Виноградов Е. А., Дианова Е. М., Ирисова Н. А. Письма в редакцию ЖЭТФ, 1965, т. II, вып. 7.
6. Brody J. J., Brick R. O., Pearson M. D. J. Opt. Soc. Am., 1960, v. 50.
7. Bose I. C. Collected Physical Papers. Longmans Green, London, 1927.
8. Taub J. J., Hindin H. J., Hincelman O. F., Wright M. L. IEEE Trans., 1963, v. MTT-11, № 5.
9. Raker H. D., Valenzuela G. R. IRE Trans., 1962, v. MTT-10, № 5.
10. Hindin H. J., Taub J. J. IRE Trans., 1962, v. MTT-10, № 5.
11. Clarke W. W. H. Proc. IEE, 1956, Pt. B., v. 103, № 10.
12. Renk K. F., Genzel L., Appl. Opt., 1962, v. 1.
13. Mitsubishi A. Otsuka Y., Fujita S., Yoshinaga H. Japan Journ. Appl. Phys., 1963, № 2.
14. Провалов А. В., Шейко В. П., Сидоренко Б. Г. К вопросу о возможности применения густых проводочных решеток в интерферометре для измерений на СВЧ. «Труды радиофизического факультета Харьковского государственного университета имени А. М. Горького», 1962, т. 5.

ИЗМЕРЕНИЕ ЧАСТОТЫ И ДЛИНЫ ВОЛНЫ

Частота или длина волны колебаний субмиллиметрового диапазона является одной из основных характеристик, подлежащих определению при аттестации генераторов и приемников, диагностике плазмы и изучении свойств различных веществ как твердых, так и газообразных. Особенно важно знать точное значение частоты или длины волны колебаний при спектроскопических исследованиях.

Развитие радиотехники миллиметрового диапазона радиоволн, освоение нового, более коротковолнового субмиллиметрового диапазона потребовало разработки специальных приборов для измерений частоты и длины волны. Принципиально возможны два пути решения этой задачи: использование хорошо известных радиотехнических методов частотных измерений и не менее хорошо разработанных оптических методов измерений длины волны с помощью различных оптических резонаторов (интерферометров) и дифрактометров. Кроме этого, возможны гибридные системы, использующие как радиотехнические, так и оптические методы измерений [1, 2].

Длина волны и частота колебаний связаны между собой простым соотношением

$$\lambda_c = \frac{v}{f}, \quad (6.1)$$

где λ_c — длина волны колебаний в среде;

f — частота колебаний;

v — фазовая скорость распространения электромагнитных колебаний в среде.

В свободном пространстве скорость движения волны v равна скорости света c . При распространении радиоволн в различных средах и линиях передачи их фазовая скорость отличается от скорости света. Фазовая скорость, или фазовая длина волны в волноводах, зависит от их формы и гео-

метрических размеров. Итак, при постоянной частоте колебаний f их фазовая скорость и длина волны не являются постоянными величинами при распространении в различных средах и линиях передачи. В то же время частота колебаний не зависит от условий распространения электромагнитной энергии и является постоянным параметром, характеризующим электромагнитное колебание.

В практике измерений на СВЧ удобно пользоваться термином «длина волны», так как геометрические размеры колебательных систем соизмеримы с длиной волны. Благодаря этому имеется возможность во многих случаях свести измерение длины волны колебаний к измерению линейных или угловых перемещений рабочих элементов. Для более точных измерений используется метод сравнения частот эталонов того или иного типа или их гармоник с частотой неизвестного колебания.

Рассмотрим теперь конкретные примеры построения волномеров и частотомеров субмиллиметрового диапазона радиоволн.

6.1. ВОЛНОМЕРЫ С ОБЪЕМНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

В сантиметровом и миллиметровом диапазонах радиоволн, особенно в длинноволновом его участке, широкое распространение получили волномеры, использующие резонансные явления в отрезках коаксиальной линии или в круглых и прямоугольных волноводах [3].

Для иллюстрации на рис. 6.1 приведены их упрощенные схемы. С помощью подвижного поршня 2 изменяется длина камеры 1, т. е. ее резонансный объем V . Связь с линией передачи осуществляется через отверстия связи 3. Момент резонанса фиксируется по показаниям индикаторного прибора (микроамперметра), включенного в цепи детектора. В зависимости от схемы включения волномера микроамперметр в момент резонанса покажет либо минимум тока (рис. 6.1, а и в), либо максимум (рис. 6.1, б). В этом случае длина резонатора 1 будет кратна целому числу полуволн, т. е.

$$\lambda_{\text{в}} = \frac{2l}{n}, \quad (6.2)$$

где $\lambda_{\text{в}}$ — длина волны в волноводе;
 n — целое положительное число.

Продолжая движение поршня в сторону укорочения или удлинения линии, добиваются повторных резонансов. Разность отсчетов положения поршня между двумя соседними резонансами равна половине длины волны в волноводе.

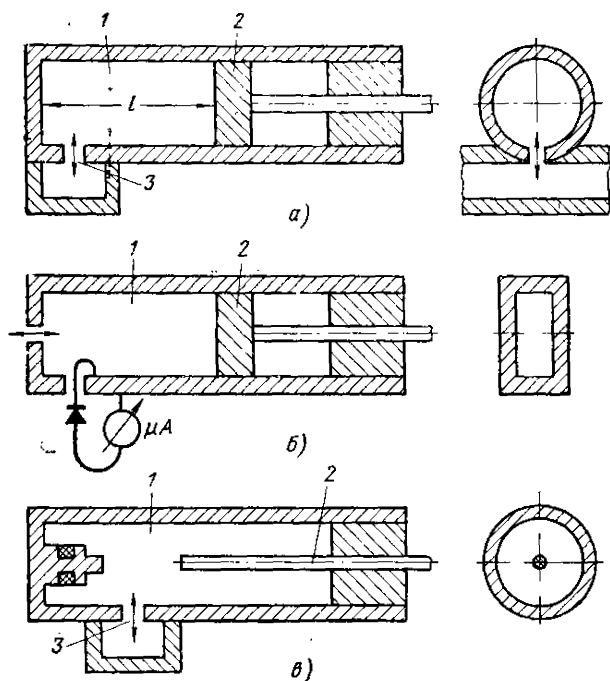


Рис. 6.1. Объемные резонаторы: круглого сечения (а); прямоугольного сечения (б); коаксиальный (в); 1—резонансный объем; 2—подвижный поршень; 3—элемент связи.

Точность волномеров может быть повышена, если отсчет длины волны осуществляется не по двум соседним резонансам, а через несколько полуволн. Обычно погрешность измерений лежит в пределах 0,5—0,1%.

Погрешность волномеров в основном определяется технологическими допусками на изготовление камеры резонатора, температурной зависимостью размеров камеры, ошибками при настройке в резонанс, а также погрешностью отсчетной и микрометрической систем.

Для каждой формы резонатора существует вполне определенная связь геометрических размеров и резонансной длины волны различных видов колебаний, которые могут существовать в резонаторе. Обычно используются низшие виды колебаний H_{01n} или E_{11n} . Например, у кубического резонатора для волны H_{011} резонансная длина волны связана с геометрическими размерами следующим соотношением: $\lambda = \sqrt{2}l$. Для $\lambda = 1$ мм $l = 0,71$ мм. У цилиндрического резонатора для колебаний вида E_{010} резонансная длина волны $\lambda = 2,61 \frac{D}{2}$, где D — внутренний диаметр сечения резонатора.

При $\lambda = 1$ мм $D = 0,78$ мм. Из этих примеров видно, что по мере укорочения длины волны сигнала геометрические размеры резонатора уменьшаются и изготовить его становится чрезвычайно сложно. Однако в литературе имеются сведения о резонансных волномерах с цилиндрическим резонатором, работающих на волне H_{01n} и диапазоне длин волн до 0,78 мм (рис. 6.2). Камера волномера через отверстие связи в основании цилиндра соединяется с волноводом сечением $0,55 \times 1,1$ мм. Внутренняя поверхность резонатора и волновода покрыта слоем полированного уплотненного золота. Добротность его составляет всего несколько сот единиц, а точность измерений — примерно 1%.

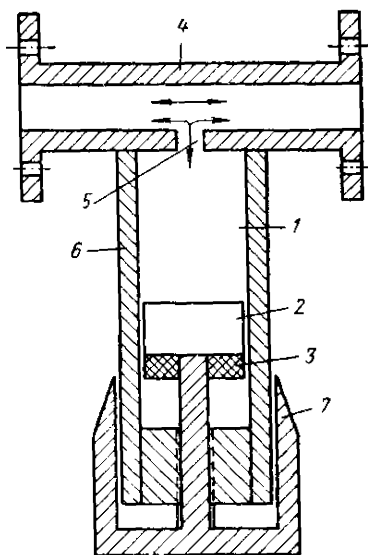


Рис. 6.2. Конструкция волномера с цилиндрическим резонатором, работающем на волне H_{01n} :

1 — резонансный объем; 2 — поршень; 3 — кольцевой поглотитель для подавления паразитных колебаний; 4 — волновод; 5 — диафрагма связи; 6 — корпус; 7 — микрометр.

Таким образом, можно считать, что достигнут предельный частотный потолок обычных резонансных волномеров и дальнейшее уменьшение их геометрических размеров нецелесообразно. Кроме того, большинство волномеров с объемными резонаторами требует предварительной калибровки.

Поэтому для диапазона субмиллиметровых волн необходимо было искать какие-то другие принципы построения схем волномеров. Весьма удобным устройством оказалась разновидность оптического резонатора Фабри — Перо со сплошными плоскими или вогнутыми металлическими зеркалами.

6.2. РЕЗОНАНСНЫЕ ВОЛНОМЕРЫ С ПЛОСКИМИ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ЗЕРКАЛАМИ

При конструировании волномеров на базе открытого резонатора с плоскими зеркалами любого вида приходится выбирать его размеры исходя из необходимой разрешающей способности по частоте, связанной в свою очередь с заданной точностью измерений при минимальном числе ложных резонансов. Обычно разрешающая способность по частоте минимум в 2—3 раза выше абсолютного значения ошибки измерения частоты колебаний, т. е.

$$Q = \frac{2 \div 3}{|\sigma|}. \quad (6.3)$$

Здесь $|\sigma|$ — абсолютное значение относительной среднеквадратической погрешности измерений, Q — добротность резонатора.

Напомним, что добротность ненагруженного резонатора связана с его геометрическими размерами следующим образом:

$$Q = \frac{2\pi d}{\lambda(1-k)}, \quad (6.4)$$

где d — расстояние между зеркалами;

k — суммарный эквивалентный коэффициент отражения за один проход.

Конструкции волномеров с плоскими зеркалами изображены на рис. 6.3, 6.4, 6.5 [4, 5]. Элементами связи в волномерах с открытыми резонаторами могут быть открытый конец волновода, щель на конце или в стенке волновода, круглое отверстие и т. д. В большинстве волномеров применяют круглые зеркала, а элемент связи располагают в центре. Чистота обработки поверхности зеркал не ниже 10—12 класса, а отклонения от плоскости не превышают величины $\frac{\lambda}{16}$. Обычно зеркала изготавливают из латуни, а на

рабочую поверхность после окончательной полировки наносят слой серебра или золота путем вакуумного распыления. В этом случае не требуется дополнительная полировка. После гальванического покрытия рабочую поверхность приходится вновь полировать, что весьма нежелательно.

В состав волномера входит юстировочное устройство, позволяющее установить параллельность зеркал с ошибкой

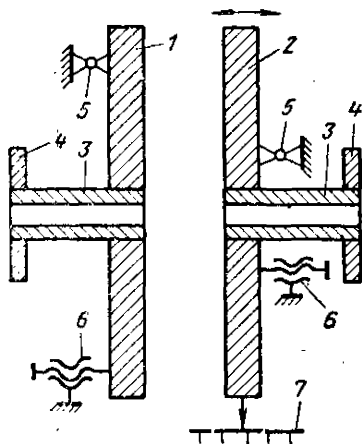


Рис. 6.3. Схема проходного открытого резонатора с плоскими зеркалами.

1 — неподвижное зеркало; 2 — подвижное зеркало; 3 — волновод; 4 — фланец; 5 — шарнир юстировочного механизма; 6 — регулировочный винт; 7 — отсчетная шкала

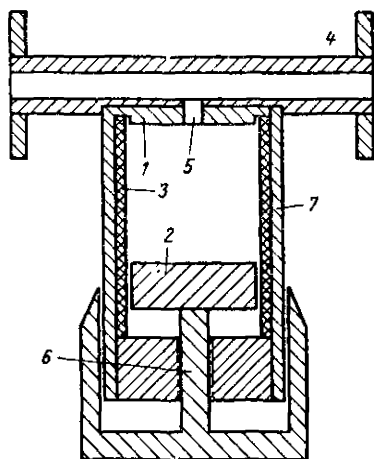


Рис. 6.4. Конструкция волномера с плоскими круглыми зеркалами, работающего на отсос энергии;

1 — неподвижное зеркало; 2 — подвижное зеркало; 3 — поглотитель; 4 — волновод с фланцами; 5 — элемент связи; 6 — микрометр; 7 — корпус.

не более нескольких угловых секунд. При их перекосе на несколько угловых минут добротность резонатора ухудшается в десятки раз.

В субмиллиметровом диапазоне особое внимание приходится уделять повышению плавности перемещения зеркал и точности отсчета линейных перемещений. Допустимая ошибка не должна превышать для волномеров средней точности в зависимости от рабочего участка 1—5 мкм. В волномере, показанном на рис. 6.5, использован обычный микрометр с ценой деления 0,01 мм, который через клин с отношением сторон 10 : 1 передвигает одно из зеркал. Бла-

годаря этому плавность хода существенно увеличилась, а плотность настройки уменьшилась. Погрешность измерений этим волномером $\pm 0,3\%$ и определяется в основном погрешностью механизма перемещения зеркала. Добротность резонатора достигает 30 000. Элемент связи выполнен в виде щели на торце волновода.

Чтобы резко уменьшить потери на излучение и сократить число возможных видов колебаний, в резонатор вводят круглый диэлектрический волновод с малыми потерями.

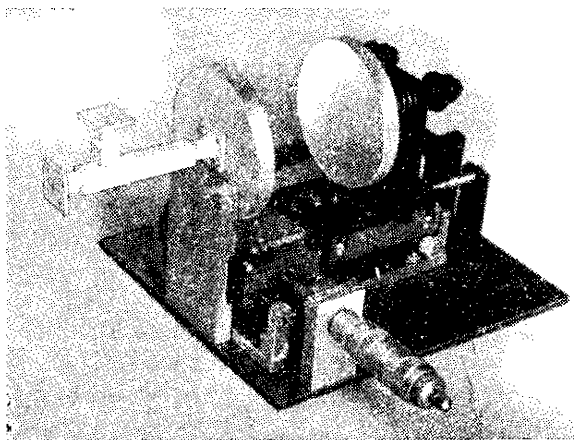


Рис. 6.5. Лабораторный макет проходного волномера с плоскими зеркалами для диапазона длин волн 0,8—1,1 мм.

Диаметр его выбирается таким, чтобы основная доля энергии распространялась над поверхностью диэлектрического стержня, что соответствует слабозамедленной волне.

Резонатор волномера в большинстве случаев образуется двумя круглыми плоскими зеркалами, в центре которых через малые отверстия в тонких диафрагмах проходит диэлектрический волновод (рис. 6.6). Эффективное возбуждение диэлектрического волновода достигается благодаря тому, что он проходит внутри металлических волноводов на расстояние нескольких длин волн. Измеренное таким волномером значение длины волны отличается от длины волны в свободном пространстве. Поэтому волномеры снаб-

жаются градуировочными графиками. Ошибка измерений может появиться из-за провисания диэлектрического волновода, которое приводит к искажению полей в резонаторе. По литературным данным, имеются образцы волномеров, обеспечивающих точность измерений в узком диапазоне частот $(2-3) \cdot 10^{-5}$.

С укорочением рабочей длины волны открытые резонаторы с плоскими зеркалами и волноводными возбуждителя-

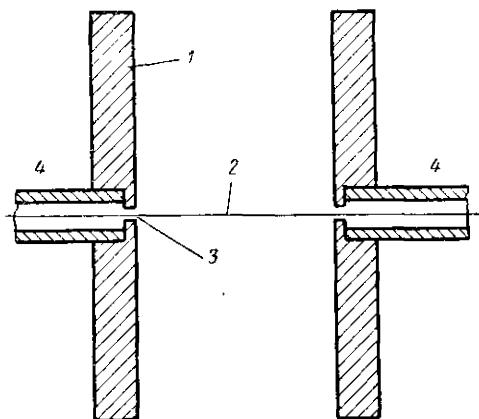


Рис. 6.6. Схема проходного открытого резонатора с диэлектрическими направляющим волноводом и плоскими зеркалами: 1 — зеркала; 2 — диэлектрический волновод; 3 — согласующие диафрагмы; 4 — металлический волновод.

ми вытесняются резонаторами с перфорированными или сетчатыми плоскими зеркалами (рис. 6.7), которые возбуждаются по всей поверхности лучевой квазиоптической линией передачи.

В волномерах субмиллиметрового диапазона наиболее часто применяют открытые резонаторы с зеркалами из густых проволочных решеток (рис. 6.7, б, в). У решеток широкодиапазонных волномеров отношение расстояния между проволоками к длине волны всегда меньше единицы, а диаметр проволок значительно меньше расстояния между ними. Естественно, что чувствительность волномеров с зеркалами, изображенными на рис. 6.7, б, зависит от поляризации проходящего сигнала, а добротность резонатора из-

меняется при повороте решеток относительно направления вектора \vec{E} на 90° от нуля до максимальной величины, ограничиваемой суммарными потерями [14]. Однако на практике эта зависимость добротности от направления поляризации часто оказывается полезной при предварительной юстировке параллельности зеркал. Действительно, если заранее установить между направлением проволок решетки и электрическим вектором угол 45° или больше, то коэффициент передачи ненастроенного резонатора будет до-

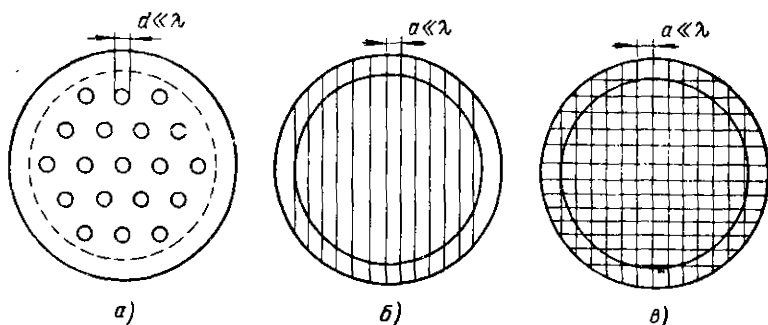


Рис. 6.7. Отражающие зеркала резонаторов с поверхностным возбуждением:

a—зеркало с перфорацией; *б*—проволочная или ленточная дифракционная решетка; *в*—металлическая сетка.

статочен для уверенной индикации момента резонанса. По мере улучшения взаимной параллельности решеток этот угол можно уменьшать. Благодаря этому добротность возрастает и одновременно увеличивается резонансный коэффициент передачи. Для зеркал с перфорацией или перекрещенными решетками (рис. 6.7, *a*, *в*) поляризация сигнала значения не имеет.

Известны два варианта волномеров субмиллиметрового диапазона с решетчатыми отражателями. Один из них предназначен для работы с многоволновой металлической волноводной линией (рис. 6.8). В состав волномера входят волновод-возбудитель увеличенного сечения $3,6 \times 1,8$ мм; входная короткофокусная линза, обеспечивающая эффективное возбуждение резонатора; две решетки с элементами крепления и юстировочным устройством для установки их взаимной параллельности; металлическое зеркало, изменяющее направление выходного пучка электромагнитной

энергии; дифференциальный микрометр для перемещения подвижного зеркала на расстояние до 5 мм с точностью отсчета ± 1 мкм.

Для обеспечения максимального коэффициента передачи предусмотрена возможность перемещения волновода-возбудителя вдоль фокальной оси облучающей линзы. С целью уменьшения потерь линза выполнена из фторопласта-4. Сформированный ею почти плоский волновой фронт возбуждает резонатор. Электромагнитное поле с выхода резонатора попадает на металлическое зеркало, рас-

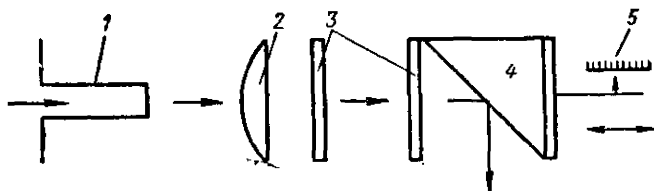


Рис. 6.8. Схема волномера субмиллиметрового диапазона с решетчатыми плоскими зеркалами:

1 — входной многоволновый волновод; 2 — линза; 3 — решетчатые плоские зеркала; 4 — отражающее зеркало; 5 — механизм перемещения подвижного зеркала.

положенное под углом 45° к направлению распространения, и после отражения выходит через окно из волномера. Для подачи энергии к индикатору может быть использована либо квазиоптическая линия, либо металлический волновод. В последнем случае к выходному окну волномера присоединяется собирающий рупор соответствующих размеров или собирающая линза из фторопласта-4.

Волномер имеет следующие характеристики. Когда использовались решетки, выполненные из золоченой вольфрамовой проволоки, переходное затухание волномера в момент резонанса не превышало по диапазону частот величины 3—5 дБ, добротность резонатора колеблется от 2000 до 4500, точность измерений волномера $\pm 5 \cdot 10^{-3}$. Волномер может работать с комплектом сменных решетчатых зеркал во всем субмиллиметровом диапазоне радиоволн (табл. 6.1).

Следует указать, что непостоянство шага решетки не оказывает существенного влияния на работу волномера, если поверхность решетки плоская.

Таблица 6.1

| Диапазон длин волн волномера, мм | Шаг решетки, мкм | Диаметр проволоки, мкм |
|----------------------------------|------------------|------------------------|
| 1,5—0,8 | 150 | 20 |
| 0,85—0,5 | 100 | 20 |
| 0,55—0,3 | 50 | 15 |
| 0,32—0,2 | 30 | 10 |
| 0,21—0,15 | 25 | 5 |
| 0,15—0,1 | 15 | 5 |

Из-за трудностей изготовления проволочных решеток с шагом меньше 30 мкм в диапазоне волн 0,15—0,5 мм, очевидно, более целесообразно использовать сплошные металлические зеркала. Возбуждение последних осуществляется с помощью тонкой диэлектрической пленки, установленной под углом 45° к оси резонатора.

На рис. 6.9 показано устройство волномера проходного типа с зеркалами в виде решеток, который предназначен для работы с лучевой квазиоптической линией передачи. Оба варианта волномеров (рис. 6.8 и 6.9) имеют много общего. Измерение длины волны сводится к определению расстояния между двумя положениями подвижного зеркала, соответствующими максимальной прозрачности резонатора. У открытого резонатора с плоскопараллельными зеркалами и достаточно большим числом Френеля расстояние между двумя соседними резонансными положениями зеркала весьма близко к половине длины волны в свободном пространстве, поэтому в волномерах средней точности можно не учитывать отличие измеренной длины волны от длины волны в свободном пространстве.

Конструкция волномера, показанная на рис. 6.9, позволяет быстро выводить резонатор из квазиоптической линии передачи и вводить его без нарушения юстировки, что весьма важно при первоначальной настройке, особенно при малых уровнях сигнала. Открытый резонатор волномера выполнен в виде самостоятельного узла, представляющего собой полый дифференциальный микрометр большого диаметра. На торцах его закреплены зеркала-решетки с механизмами юстировки. На внешней поверхности микрометра и барабане нанесены миллиметровые и микронные деления, позволяющие отсчитывать изменение расстояния между зеркалами.

Резонатор закреплен на шарнирах в корпусе волномера, благодаря чему имеется возможность отводить его в сторону для предварительной юстировки квазиоптической линии.

Описываемый волномер универсален. Он может работать как со своей квазиоптической линией, так и с лучевым волноводом, размеры фазовых корректоров которого срав-

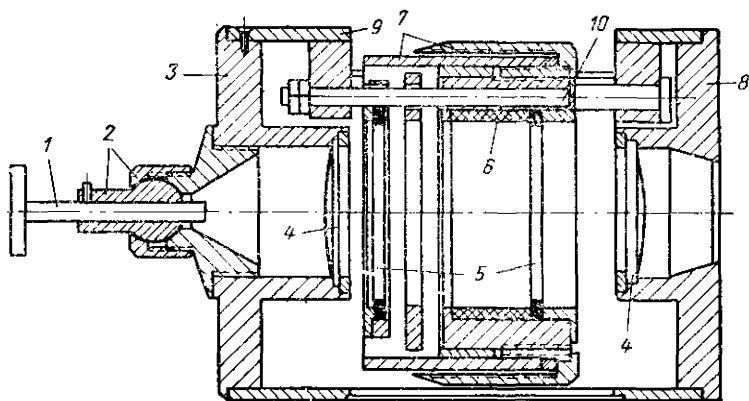


Рис. 6.9. Конструкция волномера субмиллиметрового диапазона с сетчатыми плоскими зеркалами, предназначенного для совместной работы с лучевой квазиоптической линией передачи:

1 — входной многоволновый волновод; 2 — система юстировки волновода; 3 — передняя крышка; 4 — линзы; 5 — решетчатые плоские зеркала; 6 — поглотитель; 7 — дифференциальный микрометр; 8 — задняя крышка; 9 — корпус; 10 — поворотный механизм.

нимы с апертурами зеркал. Квазиоптическая линия волномера состоит из двух фторопластовых линз и волноводных возбуждателей.

Переходное затухание этой линии без резонатора не превышает 3 дБ. Дополнительное переходное затухание, вносимое резонатором при резонансе, изменяется по диапазону от 2 до 7 дБ.

Точность измерения перемещения подвижного зеркала ± 1 мкм. Для уменьшения ошибки, связанной с неточностью линейных измерений, определение длины волны производится путем измерения расстояния между положениями подвижного зеркала через несколько полуволн. Максимально возможное перемещение зеркала — 2 мм.

Погрешность измерений длины волны не превышает $\pm 5 \cdot 10^{-3}$. Для индикации прошедшего сигнала удобно использовать серийный оптико-акустический приемник, например ОАП-2 или ОАП-4.

6.3. РЕЗОНАНСНЫЕ ВОЛНОМЕРЫ С ВОГНУТЫМИ ЗЕРКАЛАМИ

Основные характеристики открытых резонаторов с вогнутыми зеркалами рассмотрены в гл. 3.

На рис. 6.10 изображены три наиболее распространенные в измерительной технике схемы открытых резонаторов со сферическим профилем зеркал [4]. Проходная и реактивная схемы резонаторов (рис. 6.10, *a*, *б*) различаются только способом вывода энергии из резонатора. В первом случае при наступлении резонанса сигнал на выходе достигает максимальной величины, во втором — при резонансе регистрируется резкое уменьшение коэффициента отражения от элемента связи в раскрытие активного зеркала.

Вследствие фокусирующего действия зеркал резонансная длина волны колебаний между зеркалами отличается от длины волны колебаний в свободном пространстве λ . Волномеры, в которых использованы открытые резонаторы со сферическими зеркалами, показывают завышенное значение длины волны (рис. 6.11). В рабочем интервале перемещений зеркал оно не превышает 10^{-3} и для волномеров средней точности, имеющих суммарную погрешность $(2-5) \cdot 10^{-3}$, может не учитываться, так как ошибка имеет систематический характер. Однако ее всегда можно исключить. Для этого удобно воспользоваться формулой, учитывающей изменение резонансной длины волны в зависимости от расстояния между зеркалами:

$$\lambda = \frac{\lambda_{\text{изм}}}{1 + \frac{\lambda_{\text{изм}}}{\pi(R + l^2/R)}} \quad (6.5)$$

Если зеркала перемещаются на величину, значительно меньшую расстояния между ними, формула упрощается:

$$\lambda = \frac{\lambda_{\text{изм}}}{1 + \frac{\lambda_{\text{изм}}}{2\pi R}}, \quad (6.6)$$

Возникающая при этом ошибка не превышает $5 \cdot 10^{-5}$. Она значительно меньше всех прочих составляющих суммарной погрешности.

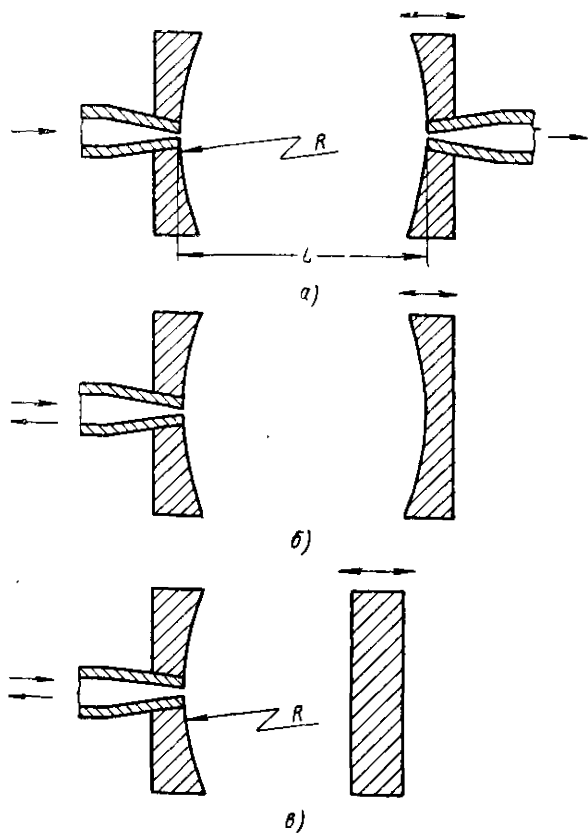


Рис. 6.10. Схемы открытых резонаторов со сферическими зеркалами:

а — проходная схема с двумя сферическими зеркалами;
б — «реактивная» схема с двумя сферическими зеркалами;
в — «реактивная» схема с плоским и сферическим зеркалами.

Существуют конструкции волномеров средней точности с двумя или одним сферическим зеркалом, которые благодаря наличию встроенного проходного детектора удобно использовать для анализа частотных характеристик генераторов в диапазоне длин волн от 2,5 до 0,4 мм. Один из

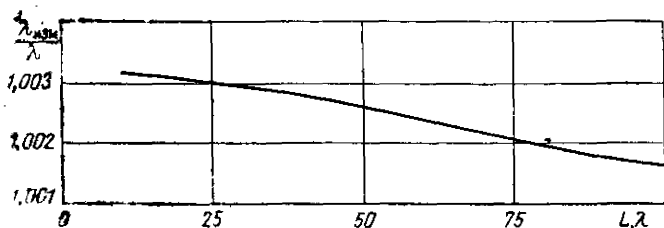


Рис. 6.11. Отношение измеренного значения длины волны к длине волны в свободном пространстве для волномера со сферическими зеркалами радиусом 100λ и максимальным расстоянием между зеркалами 100λ .

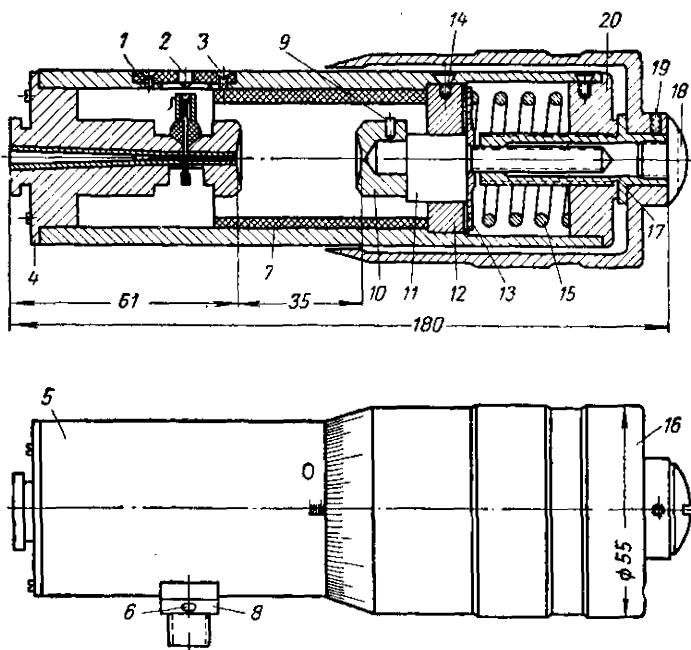


Рис. 6.12. Резонансный волномер-спектрометр субмиллиметрового диапазона с «реактивной связью»:

1—крышка; 2—отверстие для регулировки детектора; 3—крепление крышки детектора; 4—детекторно-волноводная секция; 5—корпус волномера; 6—крепление фишки детектора; 7—поглотитель; 8—фишка детектора; 9—стопор подвижного зеркала; 10—подвижное зеркало; 11—ползун дифференциального микрометра; 12—направляющая ползуна; 13—опорная шайба; 14—стопор направляющей; 15—пружина; 16—лиंब микрометра; 17—винт дифференциального микрометра; 18 и 19—стопор лимба; 20—гайка дифференциального микрометра.

таких волномеров показан на рис. 6.12. В состав волномера входят неподвижное сферическое зеркало для диапазона от 2,5 до 0,5 мм или плоское зеркало для диапазона 0,5—0,4 мм, которые составляют одно целое с элементом крепления к корпусу, волноводом-возбудителем и проходным полупроводниковым детектором. Поглотитель СВЧ энергии (7) предназначен для подавления паразитных колебаний внутри металлического корпуса. Дифференциальный микрометр обеспечивает перемещение подвижного зеркала на расстояние до 5 мм при точности отсчета ± 1 мкм. В волномерах на диапазон длин волн от 2,5 до 1,5 мм применен обычный микрометр с ценой делений 0,01 мм.

Исследования показали, что наиболее удобным элементарным возбудителем для резонаторов со сферическими зеркалами является щелевой возбудитель, образованный плавным сужением волновода, рассчитанного на волну H_{01} , в щель по широкой стенке.

Особое внимание при конструировании волномеров субмиллиметрового диапазона уделяется выбору размеров резонатора и элементов связи, при которых резонатор имеет максимальную добротность и приемлемый коэффициент передачи для основного вида колебаний по отношению к колебаниям нежелательных видов.

В табл. 6.2 приведены размеры резонаторов волномеров и элементов связи, при которых достигается добротность 10 000—15 000. Амплитуды колебаний высших видов при этих размерах меньше амплитуды колебаний основного вида на 7—20 дБ в пределах каждого поддиапазона.

Таблица 6.2

| Диапазон длины волн волномера, мм | Диаметр зеркал, мм | Радиус кривизны зеркал, мм | Сечение входного волновода, мм | Размер щели, мм |
|--|--------------------------|----------------------------------|---------------------------------------|--------------------|
| 2,5—1,5 | 27 | 85 | 1,4×0,7 | 1,4×0,08 |
| 1,5—1 | 19 | 60 | 1,1×0,55 | 1,1×0,06 |
| 1—0,7 | 13 | 40 | 3,6×1,8 | 0,7×0,04 |
| 0,7—0,5 | 9 | 30 | с переходом на 0,7×0,35 | 0,5×0,02 |
| | | | 3,6×1,8 с переходом на 0,5×0,25 | |

Для подавления нежелательных резонансов внутри корпуса прибора установлена цилиндрическая вставка из вещества, сильно поглощающего СВЧ энергию. Внутренняя поверхность вставки покрыта глубокими винтовыми канавками для увеличения поверхности, взаимодействующей с электромагнитным полем. Вставка может быть изготовлена из черной резины, эбонита, сажированного полиэтилена, карбонильного железа на любой связывающей основе и др.

Входной волновод вместе с плавными переходами и элементами проходной детекторной секции обычно выполняется методами гальванопластики по извлекаемым моделям.

Процесс обработки поверхности зеркал для удаления зерен абразива из поверхностного слоя металла (если не предусматривается покрытие) желательно закончить процессом электрохимического полирования. Чтобы параметры резонаторов не изменялись во времени, на рабочую поверхность зеркал наносят микронный слой золота или серебра методом вакуумного распыления. Такой слой не нарушает профиля обработанной поверхности.

В заключение укажем, что по мере укорочения длины волны эффективность сосредоточенных возбудителей заметно падает, а требования к точности отсчетов линейных перемещений возрастают столь сильно, что на волнах короче 0,2—0,1 мм волномеры рассмотренной конструкции вряд ли целесообразно использовать.

6.4. ПРИМЕНЕНИЕ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВ

Применение открытых резонаторов для измерений длины волны сигналов субмиллиметрового диапазона является всего лишь одним из примеров конкретного использования таких устройств. Вообще, они нашли широкое применение для изучения различных физических процессов и свойств веществ. Для примера рассмотрим, как с помощью открытых резонаторов можно определить поверхностные свойства металлов, степень поглощения энергии в газах, осуществить диагностику плазмы и измерить диэлектрическую проницаемость диэлектриков.

Объемные резонаторы СВЧ диапазона давно применяются для наблюдения резонансных переходов в молекулах

различных веществ и определения коэффициентов поглощения. При переходе в коротковолновую часть миллиметрового и особенно в субмиллиметровый диапазон обычные объемные резонаторы становятся малоэффективными, а их добротность резко падает. В то же время открытые резонаторы любой конструкции имеют весьма высокую добротность при разреженном спектре резонансных частот. Именно эта причина побудила многих исследователей применить их в различных устройствах для изучения свойств различных веществ.

Методики измерения потерь в металле и в среде, заполняющей резонатор, отличаются только в деталях. Поэтому рассмотрим их совместно [7, 8]. Потери в зеркалах или в среде являются составной частью суммарных потерь. Поскольку все остальные потери остаются неизменными, потери в металле или газе можно определить путем сравнения двух значений добротности резонатора: с эталонным зеркалом или вакуумированного (Q_1) с добротностью системы с зеркалом из исследуемого металла или заполненного газом (Q_2). Зная эти добротности, можно найти разность суммарных потерь, выраженных через эти добротности:

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{1}{Q_2} - \frac{1}{Q_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda} \operatorname{tg} \delta \text{ см}^{-1} \quad (6.7)$$

Это уравнение можно переписать в более удобном виде, менее подверженном влиянию ошибок, вызванных необходимостью вычислять разность между двумя большими значениями добротности Q_1 и Q_2 . Пусть с квадратичного детектора, слабо связанного с выходом резонатора, снимается сигнал A , тогда $\frac{Q_1}{Q_2} = \sqrt{\frac{A_1}{A_2}}$, и разностные потери будут равны

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda Q_1} \left(\sqrt{\frac{A_1}{A_2}} - 1 \right) \text{ см}^{-1}. \quad (6.8)$$

Измерение поверхностных потерь в исследуемом металле, таким образом, осуществляется по отношению к некоторому эталону. Этот метод весьма удобен при изучении влияния технологических допусков на качество обработки рабочей поверхности, процессов старения поверхностного слоя металла и т. д.

При измерении потерь в среде, заполняющей резонатор, полученное уравнение более удобно представить в несколько видоизмененном виде [6]:

$$\alpha = \frac{27,27 \cdot 10^6}{\lambda Q_1} \left(\sqrt{\frac{A_1}{A_2}} - 1 \right) \text{ дБ. км.} \quad (6.9)$$

Здесь λ выражается в миллиметрах.

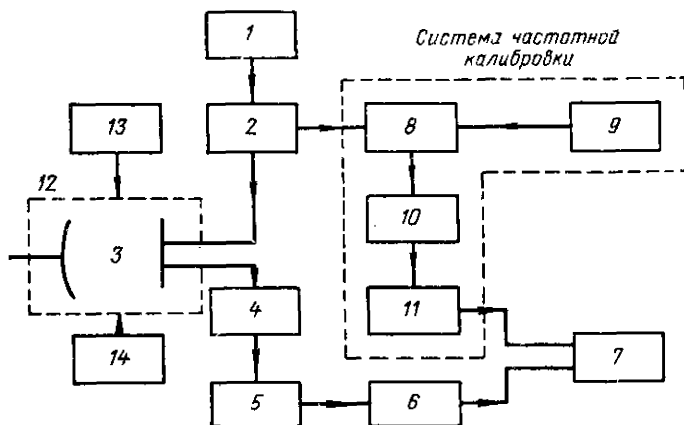


Рис. 6.13. Блок-схема установки для измерения поглощения в газах, плазме или потерь в металлах:

1—генератор СВЧ; 2—направленный ответвитель; 3—открытый резонатор; 4—видеодетектор СВЧ сигнала; 5—видеоусилитель; 6—линейный калиброванный аттенюатор; 7—двухлучевой осциллограф; 8—смеситель; 9—генератор опорного сигнала; 10—УПЧ калибровочного канала; 11—видеоусилитель; 12—вакуумная камера; 13—система откачки и заполнения; 14—устройство для поджига плазмы.

Открытый резонатор оказывается эквивалентным некоторой поглощающей волноводной ячейке с эффективной длиной

$$L_{\text{эф}} = \frac{Q_1 \lambda}{2\pi}. \quad (6.10)$$

Отсюда видно, насколько важно, чтобы добротность системы была как можно большей. При этом возрастает эффективная длина поглощающей ячейки, в которой происходит взаимодействие газообразного вещества с энергией электромагнитных колебаний. Благодаря этому возрастает отношение A_1/A_2 и, следовательно, увеличивается чувствительность измерительной установки и точность измерений.

Измерительная установка, блок-схема которой изображена на рис. 6.13, включает в себя следующие основные устройства: частотно-модулированный генератор соответствующего диапазона, измерительный резонатор, видеоусилитель с линейным калиброванным аттенюатором, по которому отсчитываются значения A_1 и A_2 , и систему частотной калибровки, необходимую для нахождения ширины резонансной кривой на уровне половинной мощности.

С помощью такой установки можно измерить относительное изменение коэффициента отражения от поверхности зеркал с точностью до четвертого знака и коэффициент поглощения в среде с точностью $\pm 3\%$ при добротности резонатора около 300 000.

В вакуумированном открытом резонаторе, наполненном исследуемым газом, наблюдается смещение резонансной частоты из-за изменения электрической длины между зеркалами, так как длина волны в среде λ_c зависит от диэлектрической проницаемости:

$$\lambda_c = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon}}. \quad (6.11)$$

Поэтому при изменении давления газа приходится все время подстраивать измерительный резонатор.

Это же явление положено в основу метода измерения диэлектрической проницаемости листовых материалов с тангенсом угла потерь $\text{tg } \delta < 1$. Рассмотрим открытый резонатор с помещенной в него диэлектрической пластинкой (рис. 6.14). При анализе структуры поля стоячей волны в резонаторе с учетом отражений от поверхности пластины из диэлектрика составляющие поля удобно объединить в две группы. В первую группу составляющих входят падающая E_i , отраженная E_r и проходящая E_t волны, возникающие в том случае, когда плоская волна падает на диэлектрик слева. Во вторую группу входят волны E'_i , E'_r и E'_t , свя-

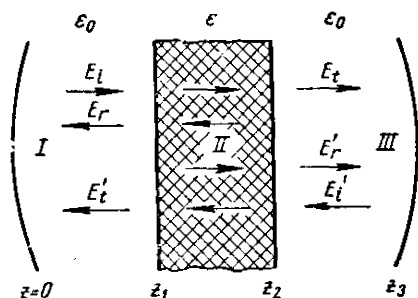


Рис. 6.14. Пластина из диэлектрика в открытом резонаторе.

занные с плоской волной, падающей на диэлектрик слева. Поля в *I* и *III* областях описываются уравнениями:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_i + (F_r + E_i') = A_0 e^{-ik_0 z} + (A_1 + B_3) e^{ik_0 z}; \\ E_3 &= (E_r' + E_i) + E_i' = (B_1 + A_3) e^{-ik_0 z} + B_0 e^{ik_0 z}, \end{aligned} \quad (6.12)$$

где k_0 — постоянная распространения в вакууме.

Так как на поверхности зеркал согласно граничным условиям Леонтовича электрическое поле равно нулю, то

$$\begin{aligned} A_0 &= -(A_1 + B_3); \\ B_0 &= -(B_1 - A_3) e^{-2ik_0(z_1 - z_2)}. \end{aligned} \quad (6.13)$$

Так как система симметрична, то

$$\frac{A_3}{A_0} = \frac{B_3}{B_0} \quad \text{и} \quad \frac{A_1}{A_0} = \frac{B_1}{B_0}. \quad (6.14)$$

Если отраженными волнами A_1 и B_1 можно пренебречь, то

$$|A_0| = |B_0| \quad \text{и} \quad |A_3| = |B_3|, \quad (6.15)$$

а амплитуды стоячих волн в областях *I* и *III* будут одинаковы независимо от положения пластины из диэлектрика внутри резонатора. Таким образом, фазовый сдвиг, появляющийся при внесении диэлектрической пластины в резонатор, не зависит от ее положения. Отражение от пластины можно уменьшить до нуля либо путем выбора ее толщины, кратной целому числу полуволн, либо наклоном плоскости относительно оси резонатора на некоторый угол θ_i . Второй путь предпочтительнее, так как позволяет измерять диэлектрическую проницаемость в непрерывном диапазоне, а не на дискретных частотах. При наклоне плоскости пластины относительно оси резонатора отраженные волны покидают рабочую плоскость после нескольких отражений. На рис. 6.15 показано наклонное расположение диэлектрической пластины в резонаторе. Если угол наклона мал ($\theta_i \approx 5^\circ$), то при расчете проходящей волны можно без внесения существенной ошибки принять его равным нулю. В этом случае отношение прошедшей волны A_3 к

падающей A_0 запишется в виде

$$\frac{A_3}{A_0} = \frac{4 \left\{ \left[2 - \left(n + \frac{1}{n} \right) \right] e^{-i(k_1 - k_0)d} + \left[2 + \left(n + \frac{1}{n} \right) \right] e^{i(k_1 - k_0)d} \right\}}{\left[8 + 2 \left(n + \frac{1}{n} \right)^2 \right] + \left[4 - \left(n + \frac{1}{n} \right)^2 \right] \cos 2k_1 d}, \quad (6.16)$$

где $n = \frac{k_1}{k_0} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1}}$ — показатель преломления.

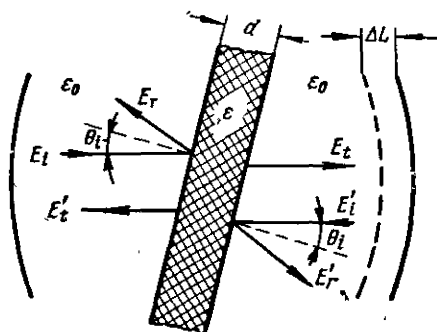


Рис. 6.15. Наклонное расположение пластины из диэлектрика в открытом резонаторе.

Для измерения величины диэлектрической проницаемости имеет значение лишь разность фаз между A_3 и A_0 . Поэтому рассмотрим только фазовый множитель этого уравнения:

$$e^{i(k_1 - k_0)d} \left\{ 1 - \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 e^{-2ik_1 d} \right\} = e^{i(k_1 - k_0)d} a e^{i\Phi}. \quad (6.17)$$

Угол Φ — малая поправка к основному фазовому сдвигу $(k_1 - k_0)d$, которую можно найти из выражения

$$\operatorname{tg} \Phi = \frac{\sin 2nk_0 d}{\left(\frac{n+1}{n-1} \right)^2 - \cos 2nk_0 d}. \quad (6.18)$$

Для компенсации фазового сдвига и восстановления первоначального резонанса потребуется переместить одно

из зеркал на величину ΔL , которая связана с фазовым сдвигом:

$$(k_1 - k_0)d + \Phi = k_0 \Delta L \quad (6.19)$$

или

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}} = 1 + \frac{\Delta L}{d} - \frac{\Phi}{k_0 d}.$$

Величина ϵ определяется методом последовательного приближения. Первое приближение $n = 1 + \frac{\Delta L}{d}$ подставляется в выражение $\text{tg } \Phi$. Затем находится новое n и т. д. до тех пор, пока разница Δn не станет пренебрежимо малой величиной. Для повышения точности измерений необходимо учесть наклон пластины на угол θ_i , который может быть сделан путем следующей подстановки:

$$\begin{aligned} k_0 &\rightarrow k_0 \cos \theta_i; & d &= \frac{d}{\cos \theta_r}; \\ k_1 &\rightarrow k_1 \cos \theta_i; & & \\ n &= \frac{k_1 \cos \theta_r}{k_0 \cos \theta_i}; & \frac{k_1}{k_0} &= \frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_r}. \end{aligned} \quad (6.20)$$

Здесь θ_i — угол падения; θ_r — угол отражения.

Наличие потерь в диэлектрике оказывает влияние на величину k_1 , которое можно учесть с помощью формулы

$$k_1 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon [1 + (1 + \text{tg}^2 \delta)]}. \quad (6.21)$$

При $\text{tg } \delta < 0,01$ поправка в величине k_1 не существенна при $\text{tg } \delta \approx 1,0$ k_1 изменяется на 0,25%.

По этой методике проводились измерения диэлектрической проницаемости до частоты 300 Гц при добротности резонатора около 10^5 . Если пользоваться только первым приближением для нахождения ϵ/ϵ_0 , то точность измерений составит $\pm 2\%$. При вычислении методом последовательных приближений предельная точность достигала $\pm 0,5\%$ и определялась в основном погрешностями измерения толщины пластины диэлектрика d и перемещения зеркала ΔL .

Этот метод измерения диэлектрической проницаемости достаточно прост и позволяет с высокой точностью измерить параметры диэлектриков с малыми потерями во всем диапазоне частот, где еще применим открытый резонатор той или иной конструкции.

С помощью той же установки, которая предназначена для исследования затухания в газах, можно исследовать физические свойства плазменного столба, если вакуумированный резонатор дополнить элементами возбуждения плазмы. При диагностике плазмы в первую очередь интересуются концентрацией заряженных частиц и температурой электронов и ионов. Исследование плазмы с помощью открытого резонатора является разновидностью микроволнового резонаторного бесконтактного метода, основанного на взаимодействии плазмы с высокочастотным электромагнитным полем. По отношению к полю плазма обладает комплексной проводимостью. Если электромагнитная волна распространяется через плазму, находящуюся в свободном пространстве или в волноводе, то наличие мнимой части проводимости приводит к изменению фазы, а наличие действительной части вызывает затухание волны. Если же плазма помещена в резонатор, то мнимая часть приводит к сдвигу его резонансной частоты, а действительная — ухудшает добротность. Метод диагностики плазмы с помощью открытого резонатора позволяет легко возбудить плазменный сгусток и имеет высокую разрешающую способность. Одновременно появляется возможность получить дополнительные сведения о времени жизни ионов и их рекомбинации. По мере повышения концентрации плазмы для диагностики требуется применять все более короткие волны, вплоть до волн субмиллиметрового диапазона.

Для изотропной плазмы усредненная по толщине слоя диэлектрическая проницаемость ϵ связана с плазменной частотой ω_0 и частотой соударений следующим образом:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2}, \quad (6.22)$$

где ω — частота зондирующего сигнала;

$$\omega_0 = \frac{e^2 n}{m \epsilon_0};$$

n — концентрация электронов;

e и m — заряд и масса электрона соответственно;

ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Если решить совместно основное уравнение открытого резонатора и уравнение (6.22), то концентрация электронов

в плазме будет связана со сдвигом резонансной частоты резонатора Δf следующим образом:

$$n = \frac{4\pi^2 m \epsilon_0}{e^2} \left[2 \frac{d}{l} f_0 \Delta f + \frac{d}{l} (\Delta f)^2 \right] \text{ см}^{-3}. \quad (6.23)$$

Здесь f_0 — резонансная частота пустого резонатора; d — расстояние между центрами зеркал, l — расстояние между зеркалами. Обычно $l = d$.

Для определения концентрации плазмы необходимо измерить величину частотной расстройки резонатора и изменения частоты генератора. В некотором диапазоне концентраций отсчет можно производить по изменению расстояния между зеркалами ΔL при неизменной частоте генератора.

Тогда

$$n = \frac{8\pi^2 m \epsilon_0}{e^2} f_0 \frac{\Delta L}{l}. \quad (6.24)$$

Кроме мнимой части показателя преломления, определяется и действительная часть, что позволяет определить частоту столкновений электронов. Можно показать, что погонное затухание электромагнитной энергии в плазме определяется через добротность пустого (Q_0) и заполненного плазмой резонатора (Q) следующим образом:

$$\alpha = \frac{\pi}{\lambda} \left(\sqrt{\epsilon} \frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} \right). \quad (6.25)$$

Для разреженной плазмы:

$$\alpha = \frac{\pi}{\lambda} \eta^2 \beta, \quad (6.26)$$

где $\eta = \frac{\omega_0}{\omega}$ и $\beta = \frac{\nu}{\omega}$.

Таким образом, частота столкновений будет равна

$$\nu = \frac{\omega}{\eta^2 Q_0} \left(\sqrt{\epsilon} \frac{Q_0}{Q} - 1 \right). \quad (6.27)$$

Из этой формулы видно, что минимальная частота столкновений в сильной степени зависит от добротности пустого резонатора. Для целей диагностики плазмы наиболее приемлемы открытые резонаторы со сферическим профилем зеркал, расположенных на расстоянии, несколько меньшем конфокального. В этом случае поле концентрируется вблизи

оси резонатора, что увеличивает взаимодействие поля с плазменным сгустком, имеющим большее сечение. Благодаря отсутствию возмущающих элементов разрешающая способность прибора с открытым резонатором максимальна.

6.5. ГЕТЕРОДИННЫЕ ЧАСТОТОМЕРЫ

Точное измерение частоты в коротковолновой части миллиметрового и в субмиллиметровом диапазоне связано со значительными техническими трудностями. В настоящем параграфе основное внимание уделено рассмотрению отдельных элементов гетеродинных частотомеров, предназначенных для работы в указанных диапазонах, которые разработаны на кафедре радиоизмерений Харьковского Государственного университета. Пока они могут использоваться главным образом в лабораторных условиях. Измерение частоты основано на сравнении измеряемой частоты с частотой одной из гармоник перестраиваемого калибруемого генератора, которые регистрируются осциллографическим индикатором. Другие способы индикации, например, по нулевым биениям, на миллиметровых и субмиллиметровых волнах применить весьма трудно. В то же время осциллографический метод индикации приводит к противоречивым требованиям в отношении полосы обзора, точности измерения частоты и чувствительности прибора.

Чувствительность частотомера определяется минимальной величиной мощности на входе прибора при которой обеспечивается измерение частоты с определенной погрешностью в любой точке диапазона. Чувствительность гетеродинных частотомеров миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов сильно зависит от частоты измеряемого сигнала (т. е. от используемого номера гармоники плавного гетеродина) и может колебаться от долей до десятков микроватт. Под рабочим диапазоном частотомера понимается интервал частот, перекрываемый прибором ступенями или плавно, в пределах которого обеспечивается необходимая точность замеров, а полоса обзора — специфический параметр, присущий лишь измерителям с панорамным индикатором. Полоса обзора зависит от масштаба частотной развертки и полностью им определяется. Она равна полосе одновременно просматриваемых частот, в пределах которой ведется измерение.

Прежде чем приступить к рассмотрению конкретных особенностей схем гетеродинных частотомеров выясним, какие факторы влияют на минимальный уровень сигнала, наблюдаемого на экране осциллографического индикатора частотомера.

Как и всякое другое радиоприемное устройство, гетеродинный частотомер характеризуется пороговой чувствительностью, на которую оказывают влияние зависящие от частоты принимаемого сигнала потери преобразования и шумы диодного смесительного устройства, которое является

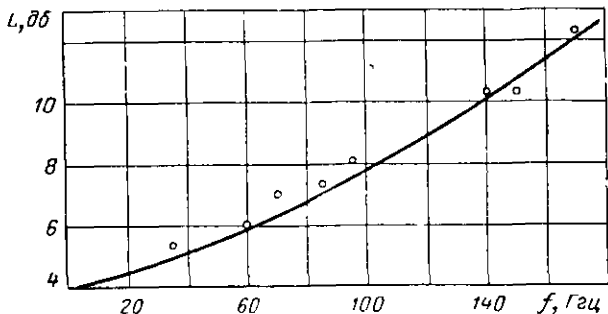


Рис. 6.16. Частотная зависимость потерь преобразования полупроводникового смесителя на основной частоте гетеродина.

входной частью прибора. Кроме этого, необходимо так выбрать промежуточную частоту, чтобы шумы, вносимые СВЧ гетеродином, были пренебрежимо малы.

При разработке частотомера важно знать теоретически возможные потери преобразования, принципиально достижимые в субмиллиметровом диапазоне. Они определяются в основном материалом полупроводника, от которого зависит емкость перехода; конструктивным оформлением и степенью согласования смесителя, а также его способностью генерировать гармоники частоты гетеродина.

Обычно величина потерь преобразования на основной частоте гетеродина сильно зависит от элементов эквивалентной схемы полупроводникового смесителя [9, 10]. На рис. 6.16 приведена зависимость потерь преобразования от частоты принимаемого сигнала. Как и следовало ожидать, с ростом частоты все в большей степени начинают влиять паразитные параметры и характеристики смесителя ухуд-

шаются. Однако до частоты примерно 1000 Гц не следует ожидать увеличения потерь преобразования больше чем до 15 дБ [11].

Динамическое внутреннее сопротивление и запорная емкость точечного $p-n$ перехода смесителя в сильной степени зависят от уровня сигнала гетеродина или внешнего постоянного смещения. Однако здесь приходится учитывать противоречие между улучшением преобразовательных

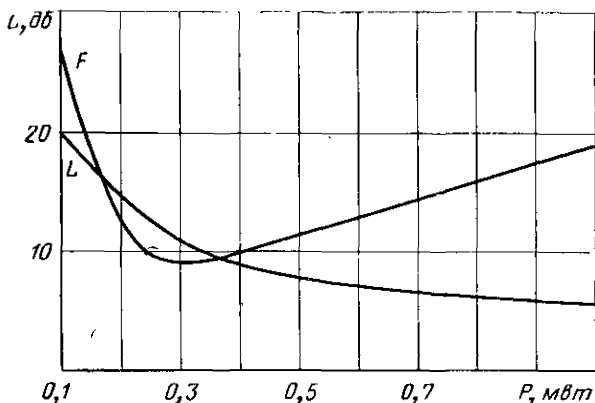


Рис. 6.17. Зависимость потерь преобразования L и коэффициента шума F полупроводникового смесителя от уровня мощности гетеродина P .

Полоса пропускания усилителя ПЧ 5 МГц, промежуточная частота 200 МГц.

свойств диода и увеличением уровня собственных шумов. При малых уровнях сигнала гетеродина чувствительность прибора ограничивается большими потерями преобразования, а при больших — суммарными шумами входного устройства, смесителя и гетеродина (рис. 6.17). Большинство полупроводниковых смесительных диодов имеют вольт-амперную характеристику, близкую к квадратичной. В этом случае можно записать соответствующие уравнения для потерь преобразования L и коэффициента шума F :

$$L = 10 \lg \frac{1}{M_{\text{пр}}} \sim 10 \lg 4n^4 \text{ дБ}, \quad (6.28)$$

$$F_m = \frac{\xi + A_0 \rho (1 + M_{\text{пр}m}) - A_n \rho \sqrt{M_{\text{пр}m}}}{M_{\text{пр}m}}. \quad (6.29)$$

Здесь $M_{\text{пр}}$ — коэффициент передачи по мощности

$$\xi = \frac{g_{0\text{пр}} + \beta_2 g_{\text{вх}}}{g_{0\text{пр}} + g_{\text{вх}}}, \quad \rho = \frac{R_{i\text{пр}}}{\sqrt{1 - \mu_{\text{пр}}^2}};$$

$$A_0 = \gamma S_-; \quad A_n = \gamma S_n = \frac{a}{n^2}; \quad M_{\text{пр}m} = \frac{b}{n^4}.$$

Участвующие здесь величины связаны с параметрами полупроводникового диода-преобразователя: $g_{0\text{пр}}$ — собственная эквивалентная проводимость на рабочей частоте,

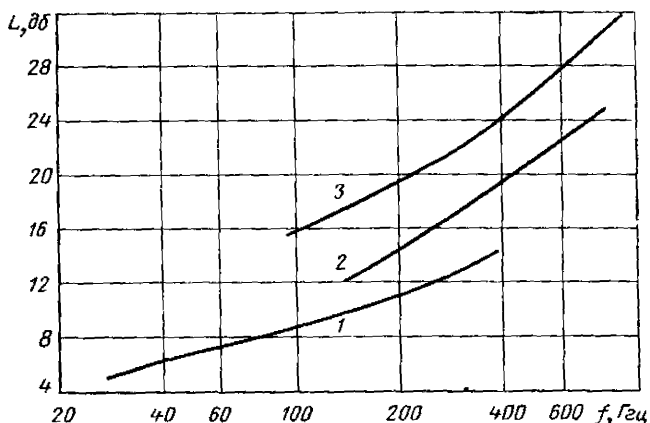


Рис. 6.18. Потери преобразования полупроводникового смесителя (фирмы ADTEC) на различных частотах. Кривые 1, 2, 3 характеризуют потери преобразования при использовании соответственно 1-й, 2-й и 3-й гармоник гетеродина.

$g_{\text{вх}}$ — приведенная входная проводимость, $R_{i\text{пр}}$ — внутреннее динамическое сопротивление, $\mu_{\text{пр}} = \frac{1}{n^2 - 1}$ — внутренний коэффициент передачи, n — номер гармоники частоты гетеродина, S_- — крутизна статической характеристики диода, S_n — крутизна характеристики диода для сигнала n -й гармоники, γ , a и b — коэффициенты пропорциональности. Таким образом, потери преобразования и коэффициент шума действительно связаны с мощностью гетеродина через величину $M_{\text{пр}m}$, с формой статической характеристики p - n перехода через $M_{\text{пр}m}$ и с формой шу-

мной характеристики диода (рис. 6.17) через коэффициенты A_0 и A_n , которые зависят от номера гармоники n . Коэффициент передачи также зависит от номера гармоники. Из усредненной шумовой характеристики смесителя видно, что существует оптимальная мощность гетеродина, при которой шумы наименьшие. Для небольших номеров гармоник оптимальная мощность сигнала гетеродина на переходе лежит в пределах от 0,3 до 1 мвт. Как правило, чем

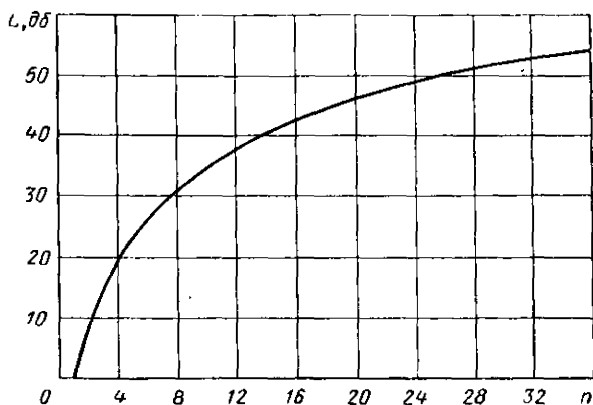


Рис. 6.19. Зависимость потерь преобразования полупроводникового смесителя-умножителя с квадратичной характеристикой от номера гармоники гетеродина. Кривая снята для оптимальной мощности гетеродина. На смеситель подавалось прямое смещение по постоянному току, разное для каждой гармоники.

круче статическая характеристика диода и выше промежуточная частота приемной части, тем меньше суммарные шумы преобразователя.

В субмиллиметровом диапазоне во многих случаях приходится использовать для преобразования гармоники сигнала гетеродина, генерируемые полупроводниковым смесителем. Таким образом, следует ожидать дальнейшего увеличения потерь преобразования ввиду сравнительно малой эффективности процесса генерации гармоник (рис. 6.19). С увеличением номера гармоники эффективность преобразования ухудшается и асимптотически приближается к некоторой величине, зависящей от конструкции и материала полупроводникового смесителя (рис. 6.19). Обычно этому

пределу соответствует уровень потерь преобразования 50—70 дб для диода с квадратичной характеристикой и 30—40 дб с линейной.

Таким образом, используя метод смещения частоты сигнала исследуемого генератора с одной из гармоник вспомогательного, точно калибруемого по частоте гетеродина, можно создать гетеродинный частотомер субмиллиметрового диапазона на частоты 2000—3000 Гц и выше. На этом же принципе могут быть разработаны и высокочувствительные супергетеродинные приемники субмиллиметрового диапазона. В качестве первого гетеродина в этих приемниках придется применить лампы обратной волны с рабочим диапазоном 300—600 Гц. Чувствительность приемника сравнительно легко может быть доведена до величин 10^{-11} — 10^{-12} вт, если обеспечить стабильность частоты гетеродина около 10^{-4} с помощью системы электронной АПЧ. Иными словами, имеется принципиальная возможность создать радиотехническими методами чувствительный супергетеродинный приемник или измеритель частоты для дальней инфракрасной области спектра. Однако для этого необходимы соответствующие конструкции смесителей.

Рассмотрим устройство гетеродинных частотомеров миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов (рис. 6.20, 6.21).

В их состав входят следующие основные элементы (рис. 6.22): блок формирования калибрационных меток 10 и 1 Гц, гетеродин высокочастотного тракта с выносной смесительной головкой, двухканальное приемно-усилительное устройство, осциллографический индикатор, источник питания.

Блок формирования калибрационных меток 1 Гц предназначен для получения сетки подвижных калибрационных меток на экране электроннолучевого индикатора, позволяющих производить плавный отсчет частоты гетеродина в интервале между двумя соседними опорными метками 10 Гц. Он состоит из калибрационного открытого резонатора, включенного по проходной схеме, видеодетектора и видеосуилителя.

Гетеродин совместно с генератором напряжения развертки и генератором пилообразного напряжения позволяет получить шкалу частот на экране электроннолучевой трубки индикатора. Источником СВЧ колебаний является лампа обратной волны миллиметрового диапазона. Перестройка

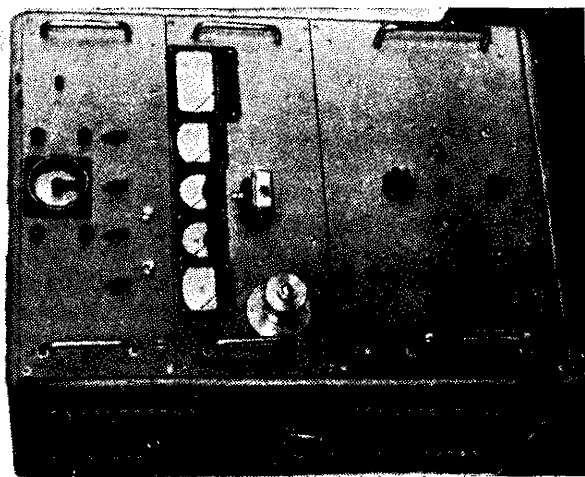


Рис. 6.20. Гетеродинный частотомер миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.

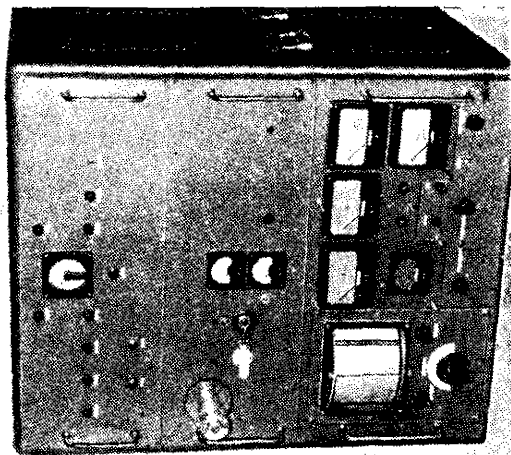


Рис. 6.21. Гетеродинный частотомер субмиллиметрового диапазона.

частоты гетеродина осуществляется изменением питающего напряжения на аноде лампы.

Высокочастотный тракт служит для канализации СВЧ энергии различных частот, преобразования частот сигнала и калибрационных частот. Он состоит из сменной выносной смесительной головки сигнального канала, смесительной головки калибрационного канала, двух волноводных делителей мощности гетеродина и переходного волновода.

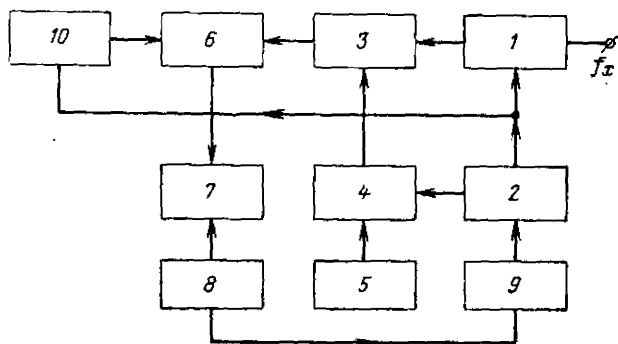


Рис. 6.22. Блок-схема гетеродинного частотомера:
 1—выносной смеситель сигнального канала; 2—гетеродин;
 3—двухканальное приемное устройство; 4—смеситель калибрационного канала; 5—кварцевый калибратор; 6—видеоусилитель; 7—осциллографический индикатор; 8—генератор развертки; 9—генератор пилообразного напряжения модуляции гетеродина; 10—блок формирования подвижной сетки калибрационных частот.

Двухканальное приемно-усилительное устройство выделяет частоту биений сигнала или калибрационных частот с частотой гетеродина (первую промежуточную частоту), преобразует эти сигналы во вторую промежуточную частоту, детектирует и усиливает полученные видеоимпульсы до необходимой амплитуды. Высокая разрешающая способность прибора по частоте обеспечивается узкополосностью приемного устройства.

В состав осциллографического индикатора входят генератор напряжения развертки, генератор пилообразного напряжения и электронолучевая трубка типа 8ЛО30И. Применение круговой развертки луча позволяет увеличить масштаб почти в три раза по сравнению с трубкой, имеющей линейную развертку луча и такой же диаметр экрана.

Источники напряжений питания всех блоков прибора стабилизированы. Особенно жесткие требования предъявляются к стабильности высоковольтного источника питания гетеродинной ЛОВ.

Гетеродинный частотомер имеет два канала: канал приема и индикации исследуемого сигнала и канал, в котором вырабатываются частотные калибрационные отметки для калибровки частоты гетеродина (с помощью осциллографического индикатора).

Исследуемые СВЧ колебания поступают на вход выносной смесительной головки и через предельный переход, подавляющий высшие виды колебаний в волноводе, подводятся к полупроводниковому смесителю-умножителю. Если мощность исследуемого сигнала превосходит 30—50 *мвт*, то перед смесительной головкой необходимо включить поглощающий аттенюатор, чтобы предотвратить выгорание рабочей точки диода. На вход смесительной головки через волновод соответствующего сечения (которое зависит от типа гетеродинной ЛОВ) поступает энергия гетеродина. Схематически конструкция смесителя показана на рис. 6.23. Колебания гетеродина модулированы по частоте синхронно с разверткой луча электроннолучевого индикатора. С выхода смесительной головки сигнал через высокочастотный разъем по коаксиальному кабелю поступает на сигнальный вход приемного устройства, настроенного на первую промежуточную частоту 125 *Мгц*. Затем сигнал в приемном устройстве преобразуется еще один раз и основное усиление осуществляется на второй промежуточной частоте 30 *Мгц*. Усиленный сигнал детектируется амплитудным детектором и усиливается двухкаскадным видеоусилителем. На экране индикатора наблюдаются сигнальные отметки, соответствующие основной и зеркальной частоте. Входное устройство калибрационного канала аналогично сигнальному. В приемном устройстве отдельными являются только настраиваемые усилители ВЧ и каскады преобразования во вторую промежуточную частоту. Для выделения калибрационного сигнала используется отдельный полупроводниковый смеситель, на который подается энергия от гетеродинной ЛОВ и от кварцевого калибратора с частотой 10 *Гц*; относительная нестабильность частоты калибратора 10^{-6} . В смесителе происходит смешение частоты гетеродина с соответствующей гармоникой частоты 10 *Гц* и всякий раз, когда разность между ними достигает значения 125 *Мгц*,

в калибрационном канале приемного устройства появляется сигнал, поступающий в общий канал второго УПЧ. Он наблюдается на экране индикатора в виде двух узких меток, соответствующих основной и зеркальной частоте калибрационного сигнала. При калибровке прибора можно использовать любую из них с соответствующей поправкой. Метки кварцевого калибратора

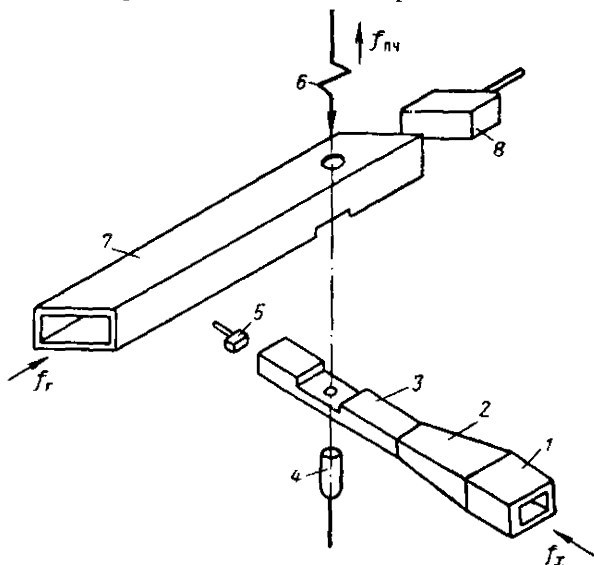


Рис. 6.23. Схема крестообразного смесителя субмиллиметрового диапазона:

1—входной многоволновый волновод; 2—плавный переход; 3—отрезок волновода основного сечения для волны H_{10} ; 4—кристалл полупроводника; 5—поршень подстройки смесителя по входному сигналу; 6—контактная пружина смесителя (выход к усилителю ПЧ и стрелочному прибору контроля тока); 7—волновод гетеродина; 8—поршень подстройки смесителя по сигналу гетеродина.

отстоят друг от друга по частоте на 10 Гц (получение более мелких кварцованных меток затруднено из-за очень малых амплитуд колебаний с большими номерами гармоник), что не может обеспечить высокую точность измерений. Для формирования калибрационных меток более мелкого масштаба и плавного отсчета в интервале между метками кварцевого калибратора используются колебания вида TEM_{00q} открытого резонатора, включенного по проходной схеме. Интервал между соседними резонансами этого

резонатора выбран 1 Гц. Плавный отсчет частоты гетеродина в интервале между двумя соседними метками 1 Гц обеспечивается с помощью механизма перемещения зеркал, позволяющего отсчитывать перемещение с погрешностью не более ± 1 мкм. Добротность резонатора — около 50 000, при этом ширина метки на экране индикатора на уровне 0,9 не превышает 0,5 Мгц. При работе с прибором резонатор калибруют по меткам кварцевого калибратора. Для этого метку от резонатора совмещают с ближайшей меткой кварцевого генератора и, меняя частоту гетеродина, проверяют совпадение ее со следующей его меткой. Перестройкой резонатора (путем изменения расстояния между зеркалами) добиваются наилучшего совпадения меток резонатора с двумя соседними метками кварцевого калибратора. Несовпадение каждой десятой метки от резонатора со следующей меткой от кварцевого калибратора не превышает во всем диапазоне ± 20 Мгц, что, однако, носит характер постоянной погрешности и легко учитывается. Высокая точность отсчета перемещения зеркал позволяет обходиться без кварцованных меток более мелкого масштаба и обеспечивает высокую точность измерений.

Открытый резонатор позволяет также установить номер гармоники гетеродина при определении частоты измеряемого сигнала. Измерение частоты сигнала производится следующим образом.

После включения частотомера и 30-мин его прогрева на сигнальный вход выносной смесительной головки подают сигнал неизвестной частоты. Перестройкой частоты гетеродина добиваются появления на экране индикатора двух сигнальных меток. Затем таким же образом находят ближайшие метки кварцевого калибратора $f_{кв}$ (основную и зеркальную), они соответствуют определенным значениям анодного напряжения гетеродинной ЛОВ. Поэтому кварцованные точки $f_{кв}$ отмечены на отсчетной шкале прецизионного потенциометра плавной регулировки анодного напряжения.

Вращая микрометрический винт механизма перемещения зеркала резонатора, добиваются появления на экране индикатора интерполяционной метки.

Номер гармоники гетеродина определяется по шкале микрометрического винта и равен целому числу, которое получается при делении интервала между основными и зеркальными метками сигнала и кварцевого калибратора.

Затем производится калибровка частоты резонатора. Для этого совмещают интерполяционную метку с меткой калибратора (основной или зеркальной) и, меняя частоту гетеродина в сторону измеряемого сигнала, проверяют совпадение метки от резонатора со следующей кварцевой меткой (основной или зеркальной соответственно). Если метки не совпали, то необходимо поворотом микрометрического винта совместить их, измерив по лимбу величину дополнительного перемещения зеркала $\Delta L'$. Затем нужно вновь вернуться к предыдущей метке калибратора и совместить с ней метку резонатора. После этого, меняя частоту гетеродина, определить целое число интерполяционных меток m , укладываемых от метки калибратора до измеряемого сигнала, и, совместив метку резонатора поворотом микрометрического винта с сигнальной меткой (основной или зеркальной), определить дополнительное перемещение l по лимбу.

Точное значение частоты измеряемого сигнала определяется по формуле

$$f_c = n [f_{\text{кв}} \pm m] \left[1 \pm \frac{2}{3} \cdot 10^{-5} \left(l \pm \frac{\Delta L'}{10} m \right) \right] \text{ ГГц}, \quad (6.30)$$

где n — номер гармоники гетеродина;

$f_{\text{кв}}$ — частота гетеродина, соответствующая метке кварцевого калибратора;

m — целое число меток резонатора, укладываемых от метки $f_{\text{кв}}$ до метки измеряемого сигнала;

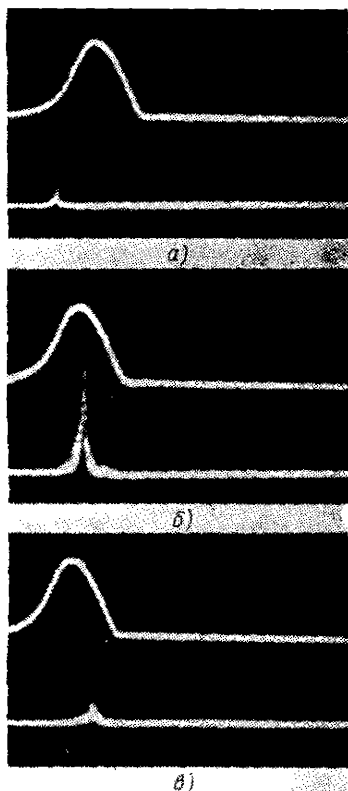
l — перемещение зеркала резонатора, отсчитанное по шкале микрометрического винта от положения последней метки резонатора до измеряемого сигнала;

$\Delta L'$ — дополнительное перемещение зеркала при несовпадении меток кварцевого калибратора и резонатора (определяется по шкале микрометрического винта при калибровке частоты резонатора).

Примерное значение частоты исследуемого сигнала можно узнать после определения номера гармоники гетеродина путем умножения его на значение частоты, отсчитываемое по градуированной шкале потенциометра, регулировки высокого напряжения ЛОВ. Точность измерений частоты с помощью описанных частотомеров не хуже $\pm 3 \cdot 10^{-5}$ в диапазоне частот до 700 ГГц. Если же ввести более

Рис. 6.24. Зависимость частоты и мощности квантового генератора от настройки резонатора. Сигнал генератора виден в виде импульсов на нижней осциллограмме:

а — частота смещена влево от центра линии усиления; б — точная настройка; в — частота смещена вправо.



густую сетку кварцевых опорных точек и исключить из схемы открытый резонатор, то точность может быть повышена примерно на порядок.

С помощью этого частотомера были измерены частоты генерации квантового генератора на парах HCN для линий 337 и 311 мкм. Соответствующие значения частот для этих линий составляют 890, 752 и 964, 308 Гц. Одновременно с измерением частоты была определена полоса перестройки квантового генератора. На волне $\lambda = 337$ мкм полоса перестройки составила 8,5 Мгц. При измерении частоты квантовый генератор настраивался на центр линии генерации. Зависимость мощности и частоты квантового генератора от настройки резонатора

Таблица 6.3

| Активный элемент | Длина волны λ , мкм | Частота, Гц |
|--|-----------------------------|-------------|
| HCN | 337 | 890, 7595 |
| | 311 | 964, 3123 |
| H ₂ O | 118 | 2527, 9528 |
| | 220 | 1361, 2826 |
| C ₂ N ₂ + D ₂ O | 190 | 1578, 279 |
| | 194 | 1539, 756 |

натора иллюстрируется рис. 6.24, где верхняя осциллограмма соответствует маркерному импульсу частотного калибратора, а нижняя — сигналу квантового генератора.

Значительных успехов в области измерения частоты субмиллиметровых квантовых генераторов достигли исследователи в США [15—20]. В табл. 6.3 приведены измеренные ими значения частот для некоторых переходов.

6.6. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

Ранее уже было отмечено, что применению металлических волноводов в диапазоне субмиллиметровых волн препятствуют сложность их изготовления из-за малых размеров и чрезмерно большие погонные затухания. Это обусловило развитие теории и практики лучевых квазиоптических волноводов различного типа. Одновременно изменились конструкции оптических резонаторов (интерферометров) и дифрактометров, которые применялись в оптическом и миллиметровом диапазонах для быстрого изменения длины волны сигналов.

При повышении частоты сигналов, генерируемых радиотехническими методами, их свойства все более приближаются к свойствам излучений оптического диапазона. Поэтому вполне естествен возникший вновь интерес к оптическим методам измерений в диапазоне субмиллиметровых волн. Одним из них является интерференционный метод, сущность которого заключается в следующем. При сложении двух колебаний $A\sin(\omega t - \beta x)$ и $A\sin(\omega t - \beta x + \beta x_0)$, одинаковых по амплитуде и частоте, результирующие колебание $2A\sin(\omega t - \beta x + \beta x_0)\cos\frac{\beta x_0}{2}$ будет иметь амплитуду $2A\cos\frac{\beta x_0}{2}$. Максимум амплитуды этого результирующего сигнала имеет место всякий раз, когда аргумент $\frac{\beta x_0}{2} = k\pi$, а минимум амплитуды отмечается при $\frac{\beta x_0}{2} = (2k + 1)\frac{\pi}{2}$. Здесь k — целое произвольное число, включая нуль. Иными словами, колебания к приемнику приходят по двум путям разной длины. Для максимума сигнала разность хода волн определяется из соотношения $x_0 = k\lambda$, а при минимуме из $x_0 = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}$.

Таким образом, для получения двух соседних максимумов или минимумов необходимо изменить разность хода двух волн на одну длину волны. Если в миллиметровом диапазоне интерферирующие лучи можно пропустить внутри металлического волновода, то в субмиллиметровом диапазоне интерферометры, или оптические резонаторы,

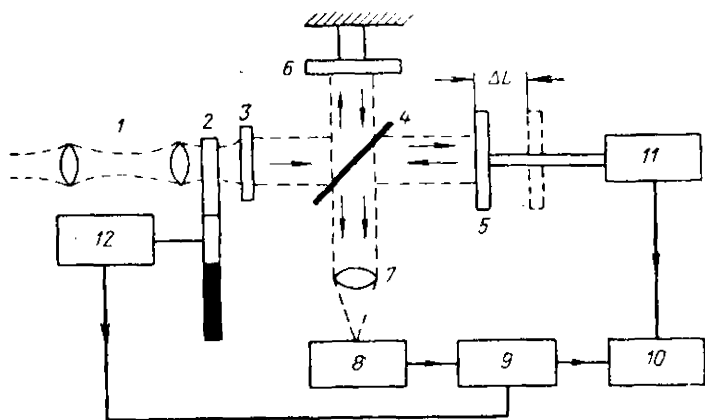


Рис. 6.25. Блок-схема измерительной установки субмиллиметрового диапазона с интерферометром Майкельсона:

1—лучевой волновод; 2—крыльчатка механического модулятора; 3—фильтр из полиэтилена, поглощающий видимое излучение; 4—полупрозрачное зеркало; 5—подвижное зеркало; 6—неподвижное зеркало; 7—фокусирующая линза; 8—видеодетектор; 9—видеоусилитель с синхронным детектором; 10—двухкоординатный самописец; 11—привод подвижного зеркала; 12—привод механического модулятора.

работают в квазиоптических волноводных линиях передачи и практически повторяют классические устройства оптического диапазона.

На рис. 6.25 изображена схема интерферометра Майкельсона субмиллиметрового диапазона, который был использован в установке для исследования излучения Солнца в диапазоне длин волн от 50 мкм до 1 мм [12]. В состав интерферометра входят два зеркала, подвижное 5 и неподвижное 6. Для того чтобы получить два сигнала о разной длине пути, используется полупрозрачное зеркало 4. В качестве полупрозрачного зеркала использовалась проволочная дифракционная решетка с шагом 30 мкм, расположенная под углом 45° к направлению проходящего сигнала. Вместо дифракционной решетки можно было бы

применить пластину из любого материала, пропускающую половину приходящей энергии и отражающую оставшуюся часть. Источник колебаний (лучевой волновод 1) и приемное устройство 8 с фокусирующей фторопластовой линзой 7 расположены под углом 90° друг к другу. Вредное влияние световых волн исключается с помощью фильтра 3 из черного полиэтилена. Работа с прибором проста благодаря применению записи принятого сигнала двухкоординатным самописцем 10, работающим синхронно с механизмом перемещения подвижного зеркала 11. Прибор имеет

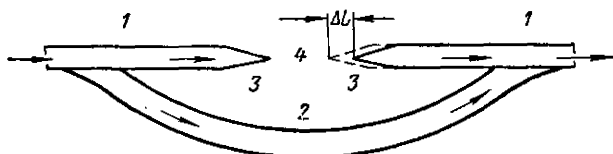


Рис. 6.26. Схема интерферометра с диэлектрическими волноводами:

1—диэлектрические волноводы; 2—гибкий диэлектрический волновод; 3—диэлектрические антенны; 4—воздушный промежуток переменной длины.

высокую чувствительность, так как исследуемый сигнал модулируется с частотой 10 гц при помощи механического модулятора 2, а на выходе усилителя 9 предусмотрен синхронный детектор. Среднеквадратичная погрешность ряда измерений в диапазоне 50—1000 мкм не превышала $\pm 0,001$ мм. Длина волны определялась из соотношения

$$\lambda = 2\Delta L. \quad (6.31)$$

Здесь ΔL — величина перемещения подвижного зеркала, соответствующая двум соседним максимумам или минимумам.

При измерении длины с помощью интерферометров в миллиметровом диапазоне волн возникают трудности из-за дифракции волн на ограниченных апертурах элементов. В субмиллиметровом диапазоне благодаря малым длинам волн это явление учитывать не приходится.

Необходимый для хорошей работы интерферометров плоский фронт волны легко формируется с помощью квазиоптической линии передачи.

Схема более простого прибора, позволяющего измерять небольшие разности длин волн в длинноволновой части субмиллиметрового диапазона, показана на рис. 6.26. По сути

дела, прибор представляет собой разновидность волноводного варианта интерферометра для субмиллиметрового диапазона. Исследуемый сигнал по диэлектрическому волноводу поступает в два канала. Один из них имеет воздушный промежуток переменной длины, а второй выполнен в виде гибкого диэлектрического волновода.

Таким образом, на детектор поступают сигналы с некоторым сдвигом фаз, который при постоянной длине диэлектрического волновода и небольшом изменении частоты зави-

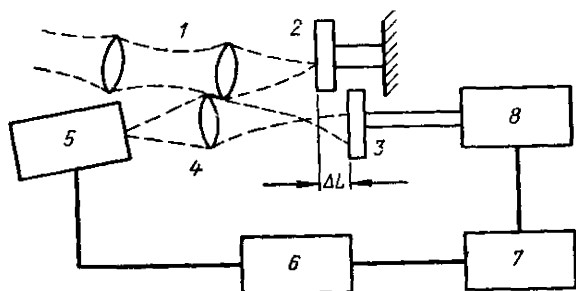


Рис. 6.27. Блок-схема измерительной установки субмиллиметрового диапазона с интерферометром Больцмана:

1—лучевой волновод; 2—неподвижное зеркало; 3—подвижное зеркало; 4—фокусирующая линза; 5—видеодетектор; 6—видеоусилитель; 7—самописец; 8—привод подвижного зеркала.

сит от длины воздушного промежутка. Максимумы или минимумы сигнала на индикаторе повторяются через длину волны. В широком диапазоне частот любой волноводный интерферометр показывает завышенное значение длины волны, так как длина волны в волноводе не является величиной постоянной.

Обычно в интерферометре с диэлектрическими волноводами минимум не доходит до нуля, так как на долю плеча с воздушным промежутком приходится не более 15—20% энергии сигнала. Точность измерений с помощью такого интерферометра невелика и не превышает $\pm 1\%$.

На рис. 6.27 показана блок-схема измерительной установки с интерферометром Больцмана, работающая совместно с квазиоптической линией передачи. Источник сигнала и приемник расположены под очень малым углом друг к другу. Исследуемые колебания отражаются от двух парал-

лельных зеркал и поступают через фокусирующую линзу на приемник. Одно из зеркал закреплено неподвижно, а второе перемещается относительно первого с помощью микрометрического винта, связанного тем или иным образом с самописцем. Отраженный сигнал детектируется, усиливается и регистрируется самописцем, который вычерчивает график зависимости величины принятого сигнала при перемещении зеркала.

Как и у интерферометра Майкельсона, расстояние между соседними максимумами или минимумами соответствует перемещению подвижного зеркала на половину длины волны. Причем максимумы принятого сигнала соответствуют разности хода волн равному четному числу полуволн, а минимумы — нечетному, что соответствует перемещению зеркала на четное или нечетное число четвертей волны соответственно.

Из-за того что облучатель и приемник расположены под небольшим углом друг к другу, интерферометр занижает истинную величину длины волны, но эту систематическую погрешность можно легко учесть и исключить для каждого конкретного прибора.

Предельная точность измерений с помощью интерферометров в основном определяется возможностями механизма перемещения и может достигать величины 10^{-4} . Важным достоинством интерферометров является то, что они не нуждаются в термостатировании или внесении температурных поправок в результаты измерений, так как измерение температуры не сказывается сколько-нибудь существенно на результатах измерений.

Вместе с тем интерферометры любого вида весьма чувствительны к спектральной чистоте сигнала. Так, если используется немонохроматический сигнал (например, генератор имеет паразитную частотную модуляцию), то происходит наложение интерферограмм различных частот друг на друга и результирующая кривая может оказаться сильно размазанной. У интерферометров Майкельсона и Больцмана разность уровней максимума и минимума сигнала при использовании источника непрерывных колебаний может быть доведена до 40 дб.

В заключение можно сказать, что интерферометры различных типов нашли в субмиллиметровом диапазоне широкое применение для измерений многих важных физических величин.

6.7. ДИФРАКЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

Рассматривая оптические методы измерения длины волны в диапазоне субмиллиметровых волн, следует остановиться на использовании здесь явления дифракции на различных телах.

В оптическом диапазоне дифракционные спектрометры широко применяются при построении различных спектраль-

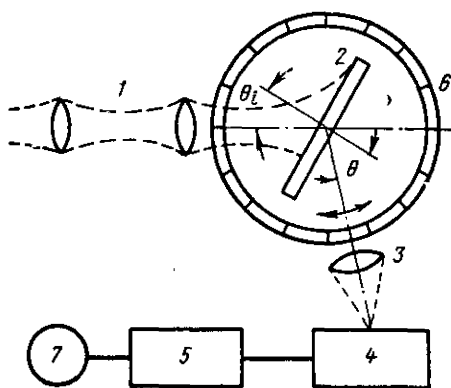


Рис. 6.28. Блок-схема дифрактометра с поворотной проволочной или ленточной решеткой:

1 — лучевой волновод; 2 — дифракционная решетка; 3 — фокусирующая линза; 4 — видеодетектор; 5 — видеоусилитель с индикатором; 6 — механизм отсчета углового положения решетки и приемника; 7 — индикаторный прибор.

ных приборов, измеряющих как длину волны сигнала, так и распределение энергии по различным составляющим. В силу того, что свойства излучения субмиллиметрового диапазона близки к свойствам световых колебаний, естественно было применить уже известные принципы и схемные решения для измерений длины волн. Оказалось возможным создать дифракционные решетки, имеющие разрешающую способность, близкую к разрешающей способности интерферометров Фабри — Перо.

Рассмотрим основные дифракционные волномеры, описания которых появились в литературе в различное время.

На рис. 6.28 изображена блок-схема прибора с проволочной или ленточной дифракционной решеткой. Исследуемый

сигнал с помощью квазиоптической линии передачи 1 подводится к поверхности дифракционной решетки 2, расположенной по отношению к оси волнового пучка под произвольным известным углом θ_i . После прохождения через решетку сигнал оказывается разложенным на несколько составляющих, соответствующих дифракционным спектрам различного порядка. Поворачивая вокруг оси решетки приемное устройство 3, определяются углы, под которыми имеют место дифракционные максимумы. Для четкой индикации принятый сигнал усиливается и индицируется либо стрелочным прибором, либо самописцем. В последнем случае поворот приемного устройства вокруг решетки и запись на ленте должны быть жестко синхронизированы между собой. Направления прихода энергии к решетке и приема дифрагированного поля связаны между собой следующим соотношением:

$$\lambda = \frac{p}{n} (\sin \theta_i + \sin \theta), \quad (6.32)$$

где p — период решетки;

θ_i — угол между направлением падения излучения на решетку и нормалью к ее плоскости;

θ — угол между нормалью к поверхности решетки и направлением приема;

n — номер порядка дифракционного спектра.

На рис. 6.29 приведена блок-схема дифрактометра с отражающей ступенчатой дифракционной решеткой. Обозначения на схеме аналогичны рис. 6.28. При произвольном положении отражающей решетки по отношению к падающему излучению находят положение дифракционного максимума n -го порядка и по формуле (6.32) находят длину волны сигнала.

Интенсивность отраженного сигнала в n -й максимум сильно зависит от наклона ступенек, т. е. электрической глубины канавок и угла наблюдения при постоянном отношении периода решеток к длине волны. На рис. 6.30 и 6.31 изображены графики относительной амплитуды отраженной волны решетки с отношением $p/\lambda = 1,1$ для углов наклона ступенек α от 2 до 45°. Из этого семейства кривых видно, что при некотором угле наклона ступенек первый дифракционный максимум имеет максимальное значение, близкое к 1. Этот случай соответствует глубинному резонансу поля в канавках и известен в оптике под назва-

нием «угол блеска». Кроме этого следует указать, что высшие дифракционные максимумы существуют не при всех углах облучения решетки, а только в определенном интервале.

На рис. 6.32 и 6.33 показан характер изменения максимального значения относительной амплитуды отраженной волны в различных дифракционных максимумах в зависимости от отношения периода решетки к длине волны для различных углов наклона ступенек. Эти графики позволяют

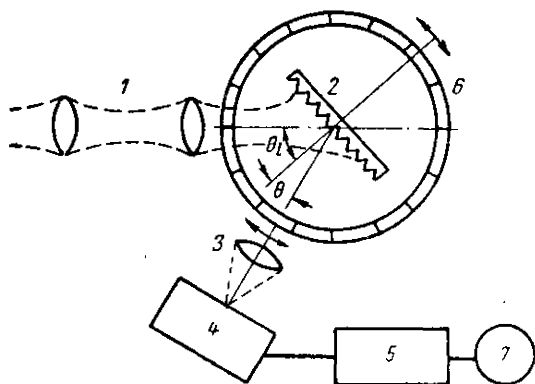


Рис. 6.29. Блок-схема дифрактометра с отражающей поворотной решеткой (обозначения те же, что и на рис. 6.28).

ориентироваться при определении требований к динамическому диапазону усилительного устройства при проектировании конкретного прибора того или иного назначения. Кроме этого, они могут быть использованы для расшифровки различных спектрограмм, записанных на дифрактометре.

Схему дифрактометра с произвольным падением сигнала на решетку можно несколько изменить, используя для измерения длины волны явление, заключающееся в том, что при повороте решетки дифракционный максимум приближается к поверхности решетки и, наконец, превращается в неизлучающую поверхностную волну. Момент этого перехода фиксируется достаточно четко для любых решеток. На рис. 6.34 изображена блок-схема измерительной установки, использующей этот принцип. При измерении длины волны приемное устройство регистрирует момент

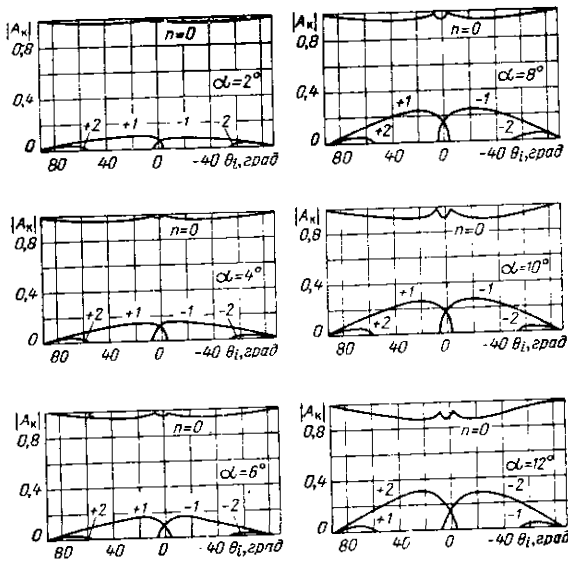


Рис. 6.30. Зависимости относительного коэффициента отражения ступенчатой дифракционной решетки при $p/\lambda = 1,1$ от направления падающей волны для углов наклона ступенек $\alpha = 2 \div 12^\circ$.

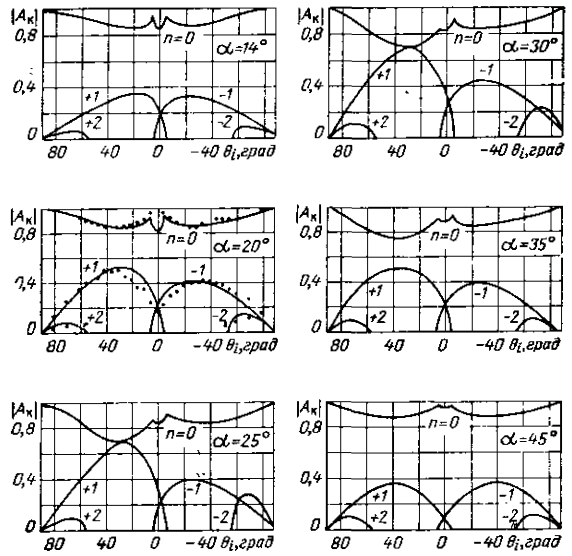


Рис. 6.31. Зависимости относительного коэффициента отражения ступенчатой дифракционной решетки при $p/\lambda = 1,1$ от направления падающей волны для углов наклона ступенек $\alpha = 14-45^\circ$.

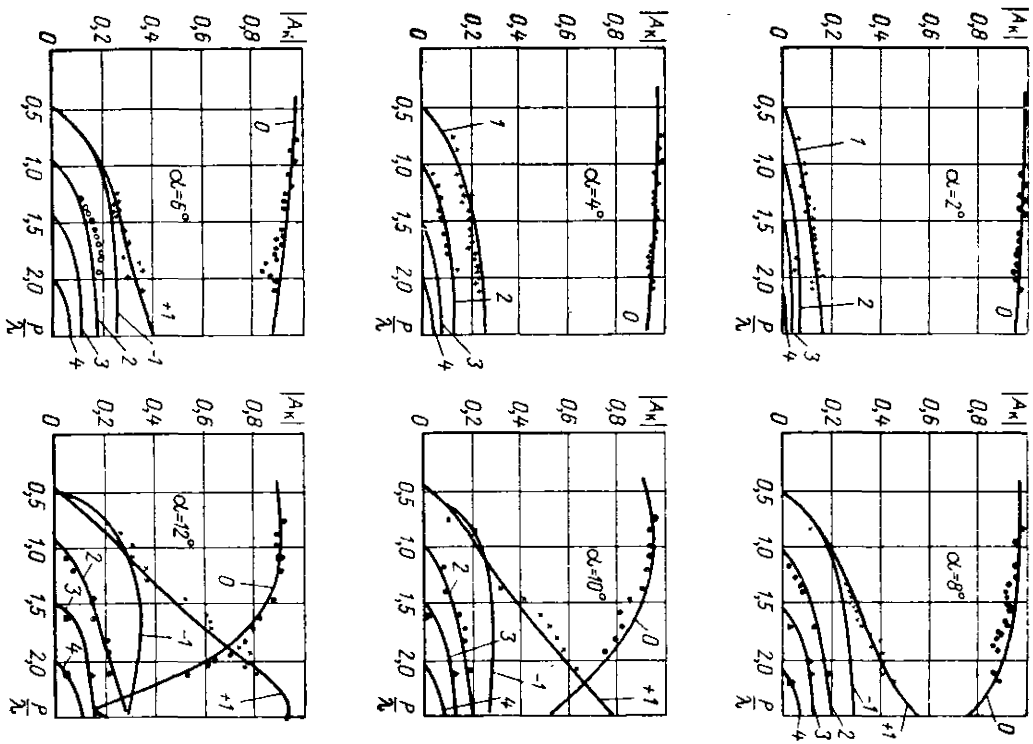


Рис. 6.32. Зависимости максимального относительного коэффициента отражения ступенчатой решетки от величины p/λ при различных профилях каналов ($\alpha = 2 \div 19^\circ$).

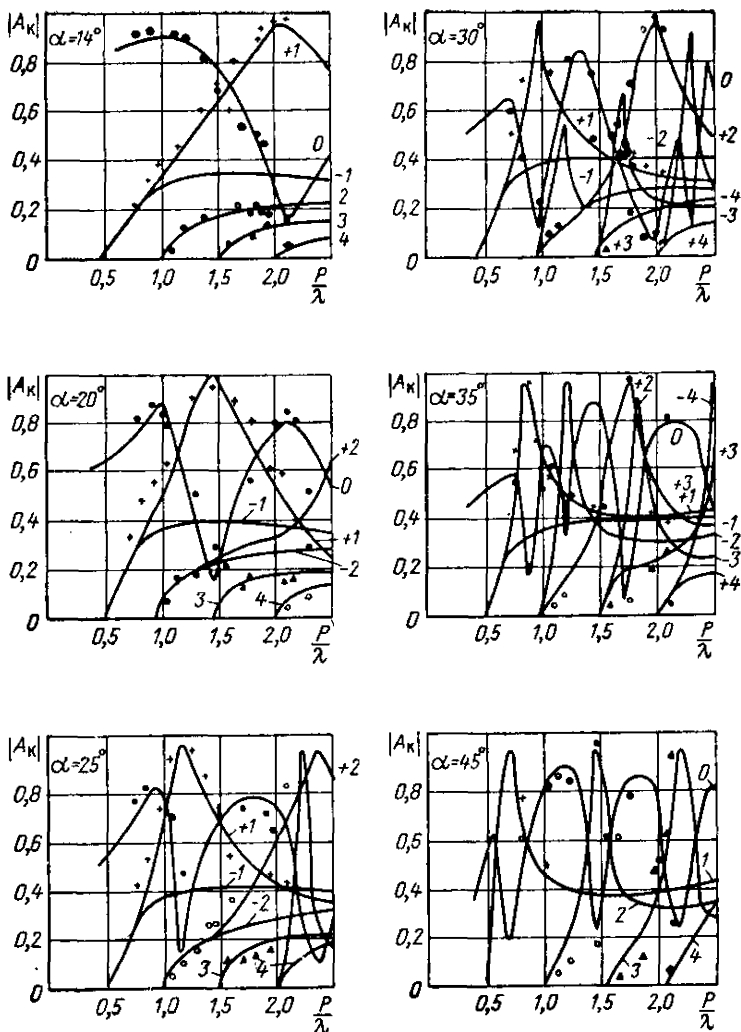


Рис. 6.33. Зависимости максимального относительного коэффициента отражения ступенчатой решетки от величины p/λ при различных профилях канавок ($\alpha = 14 \div 45^\circ$).

возникновения интенсивной поверхностной волны, соответствующей определенному углу падения облучающего сигнала по отношению к нормали. Расчетная формула упрощается и имеет вид

$$\lambda = \frac{p}{n} (1 + \sin \theta_i). \quad (6.33)$$

Благодаря тому, что угловые интервалы могут отсчитываться с высокой точностью, погрешность измерений длины волны с помощью поворотных дифрактометров может

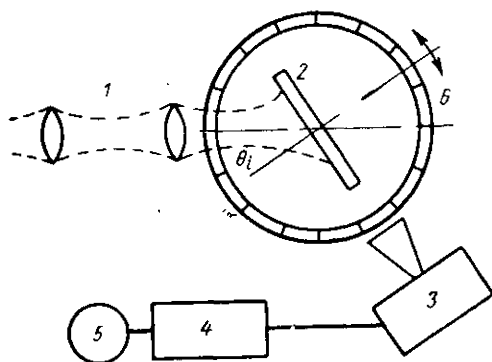


Рис. 6.34. Блок-схема дифрактометра с поворотной решеткой, использующего режим скольжения дифрагированного поля вдоль решетки.

1 — лучевой волновод; 2 — решетка; 3 — приемное устройство; 4 — видеодетектор; 5 — индикатор; 6 — механизм отсчета углового положения.

быть доведена в субмиллиметровом диапазоне до величины $\pm 10^{-4}$. Общим недостатком рассмотренных дифрактометров является низкая разрешающая способность по частоте, которая к тому же зависит от угла поворота решетки.

Значительно более высокой разрешающей способностью обладает дифрактометр с отражающей ступенчатой решеткой, работающей при нормальном падении волны по отношению к одной из граней канавки. Рассмотрим более подробно работу такой решетки.

На рис. 6.35 показан ход лучей при отражении от двух соседних ступенек дифракционной решетки. При принятых на рисунке обозначениях разность хода лучей, отраженных от двух соседних ступенек, будет равна

$$\gamma = \frac{h}{\cos \theta_i} + (g - h \operatorname{tg} \theta_i) \sin \theta_i + \left\{ \frac{h_i}{\cos \theta_i} + (g - h \operatorname{tg} \theta_i) \sin \theta_i - (g - h \operatorname{tg} \theta_i) \cos \theta_i \operatorname{tg} (\theta_i + \Psi) \right\} \cos (\theta_i + \Psi). \quad (6.34)$$

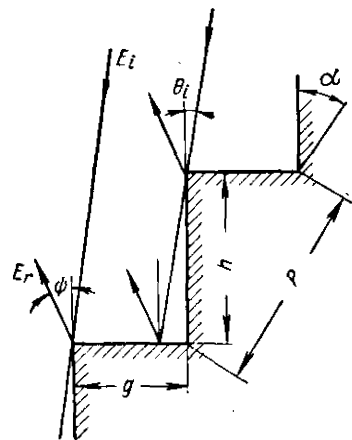
Здесь θ_i — угол падения волны, $\Psi = \theta_i + \alpha$ — угол наблюдения, α — угол дифракции, h — высота и g — ширина ступеньки, которые связаны с периодом решетки $P = \sqrt{h^2 + g^2}$.

Для рассматриваемого случая углы $\theta_i \simeq \Psi \simeq 0$. При этом условие разности хода окажется следующей:

$$\gamma = 2h = n\lambda. \quad (6.35)$$

Здесь $n = 0, 1, 2, \dots$. Благодаря этому (если не учитывать потери энергии в материале решетки) почти вся энергия падающего излучения возвращается в обратном направлении. Если же $\gamma \neq n\lambda$, то дифракционный максимум имеет значительно меньшую интенсивность, а $\psi \neq \theta_i$, т. е. энергия отражается под каким-то углом по отношению к поверхности решетки, который подчиняется уравнению (6.32).

Рис. 6.35. Ход падающего и отраженного лучей для двух соседних ступенек дифракционной решетки.



Если выполняется условие $\gamma = n\lambda$, то при облучении решетки плоской волной интенсивность отраженного сигнала определяется амплитудой падающей волны (A_0) и коэффициентом отражения поверхности решетки в данный дифракционный максимум (k). На практике современные антенные устройства позволяют получить относительно равномерный фазовый фронт, но амплитуда поля меняется вдоль их раскрыва. Из-за того что различные участки решетки облучаются по-разному, результирующий отраженный сигнал оказывается меньше. Он может быть найден с помощью следующей формулы:

$$A_k = A_0 k \int_S A(\alpha; \beta) ds. \quad (6.36)$$

Здесь $A(\alpha; \beta)$ — амплитудный множитель, зависящий от диаграммы направленности антенны и соответствующий амплитудному распределению поля в ее раскрыве; α и β — угловые координаты.

Если облучающий решетку сигнал немонахроматичен, т. е. может быть промодулирован, например, по частоте, то дифрактометр регистрирует некоторое смещение результирующего максимума на величину

$$\partial\lambda = \frac{\pi g (\delta\varphi)^2}{16 \ln 2 \sin \varphi}, \quad (6.37)$$

где $\delta\varphi$ — угловая ширина частотной полосы сигнала;
 φ — угол поворота решетки, соответствующий условию $\lambda = n\lambda$.

Разрешающая способность прибора, которая по своему значению эквивалентна добротности колебательного контура, не зависит от частоты, а определяется только размерами решетки и номером используемого максимума. Она может быть определена по формуле

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = nN. \quad (6.38)$$

Здесь N — число ступенек решетки и n — номер максимума.

На рис. 6.36 изображена схема шарнирного параллелограммного механизма, позволяющего плавно изменять глубину ступенек решетки, которые образованы Г-образными зеркальными элементами, закрепленными в вершинах параллелограммов с помощью миниатюрных особо точных подшипников. При повороте рамы вокруг оси, проходящей через центральный элемент решетки, происходит поворот всех элементов и поступательное перемещение их относительно друг друга. Рабочие отражающие поверхности элементов остаются взаимно параллельными. Глубина ступенек зависит от угла поворота параллелограмма:

$$h = P \sin \varphi. \quad (6.39)$$

Известно несколько конструктивных вариантов решеток, которые отличаются в деталях [13]. Для удобства измерений период решетки P , т. е. расстояние между осями соседних поворотных элементов, выбран равным 10 мм. Тогда длина волны сигнала, для которого выполняется усло-

вие $\gamma = n\lambda$, может быть найдена через параметры решетки с помощью формулы

$$\lambda = \frac{2P}{n} \sin \varphi = \frac{20 \sin \varphi}{n} \text{ мм.} \quad (6.40)$$

Изображенная на рис. 6.36 конструкция решетки позволяет работать при неподвижном приемнике и передатчике, которые целесообразно связать с одной антенной. Кроме этого, в исходном положении решетка превращается в плоский отражатель. Благодаря этому удобно осуществить первоначальную регулировку положения апертуры решетки по отношению к антенне по максимуму принимаемого сигнала.

Блок-схема дифракционного спектрометра, предназначенного для измерения длины волны и интенсивности его спектральных составляющих, показана на рис. 6.37. В состав прибора входят источник излучения 1, который с помощью волновода или лучевода 2 подводит энергию к параболической антенне 3, формирующей плоский волновой фронт для облучения поворотной ступенчатой решетки 4. Отраженный от решетки сигнал возвращается назад к антенне и по волноводу 2' поступает на вход приемника 5,

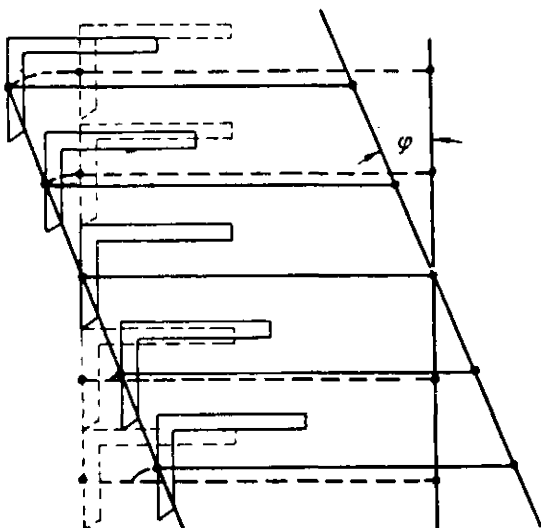


Рис. 6.36. Схема параллелограммного механизма перемещения зеркал дифракционной решетки.

усиливается до необходимого уровня усилителем 6 и регистрируется самописцем 7. Изменение глубины ступенек производится с помощью поворотного механизма 8, который одновременно вырабатывает градусные метки для самопис-

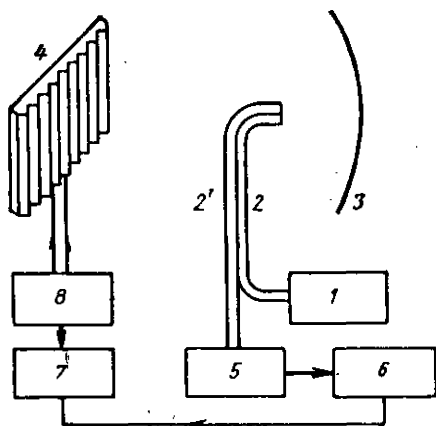


Рис. 6.37. Блок-схема дифракционного спектрометра.

ца, благодаря чему осуществляется привязка записанной спектрограммы к определенному углу поворота решетки.

Антенная система спектрометра должна удовлетворять следующим основным требованиям: фронт волны, облучающей решетку, должен быть плоским на сравнительно небольших расстояниях от антенны; широкий рабочий диапазон; возможно большая равномерность облучения решетки. Наилучшим образом этим условиям удовлетворяет антенна с параболическим отражателем. Размеры параболоида необходимо иметь большими, чем размеры решетки. С целью упрощения процесса регулировки прибора и экономии места передающая и приемная антенны объединены в одну. Передающий и приемный возбудители выполняются в виде отрезков волноводов для волны H_{01} , которые имеют общую узкую стенку. Они помещаются в фокусе рефлектора так, что он совпадает с общей стенкой волноводов.

Работа на приборе ведется автоматически. Решетка из 65 зеркальных элементов приводится во вращение синхронным двигателем ДВС-010/5-4 с числом оборотов 1500 в минуту через червячный редуктор со скоростью вращения выходного вала $1/36$ об/мин. Параллелограммный механизм позволяет повернуть решетку в пределах от -3 до 70° . По-

ворот решетки на каждый градус отмечается короткими импульсами на ленте самописца Н-375, который вычерчивает график интенсивности принятого сигнала в функции угла поворота. Длина волны сигнала рассчитывается по данным записи. Благодаря медленному вращению решетки (полный поворот за 7 мин) и большой скорости протяжки ленты самописца, точность отсчета положения максимума не хуже $\pm 30''$. Кроме этого, предусмотрена возможность ручного управления поворотом решетки. Отсчет угла поворота в этом случае осуществляется по двум шкалам: градусной и минутной. Погрешность измерений длины волны с помощью описанного прибора не превышает величины $2 \cdot 10^{-4}$ в субмиллиметровом диапазоне при угле поворота $\varphi \approx 50^\circ$.

Относительная среднеквадратическая погрешность измерений может быть подсчитана по формуле

$$\sigma = \pm \frac{1}{N-1} \times \sqrt{\frac{1}{h^2} \frac{\sum (\Delta h)^2}{n} + \operatorname{ctg}^2 \varphi (d\varphi)^2 + \operatorname{ctg}^2 \varphi \frac{\sum (\Delta \varphi)^2}{n} + \left(\frac{\partial \lambda}{\lambda} \right)^2}. \quad (6.41)$$

Входящие в уравнение величины: N — число элементов решетки; h — высота ступеньки; Δh — разброс высоты каждой ступеньки; n — число измерений; φ — угол поворота параллелограммного механизма; $d\varphi$ — неточность отсчета угла; $\Delta \varphi$ — случайная угловая ошибка при определении положения максимума. Величины h и Δh определяются на основании механических испытаний, а $\Delta \varphi$ — при многократном измерении длины волны одного и того же сигнала.

Принципиально спектрометр может работать на волнах длиной до 18 мм. На более длинных волнах уже нельзя будет получить два максимума отраженной энергии. В коротковолновой части диапазона использование конкретного спектрометра ограничивается из-за люфтов в механизме поворота решетки, ухудшающих точность измерений. Однако принципиальных ограничений нет вплоть до дальней ультрафиолетовой области спектра.

Если спектрометр используется в очень широком диапазоне длин волн, то необходимо иметь набор возбуждителей к антенне и детекторов для соответствующих участков диапазона.

1. Валитов Р. А. и Сретенский В. Н. Радиозмерения на сверхвысоких частотах. Воениздат, 1958.
2. Бурдун Г. Д. и др. Радиозмерения на миллиметровых волнах, Изд-во ХГУ, X, 1958.
3. Ширман Я. Д. Радиоволноводы и объемные резонаторы. Связьиздат, 1959.
4. Interferometer wavelength selection of submillimeter radiometry. Proc. Symp. on Quasi-Optics, 1964, v. 14, p. 607—621.
5. Williams R. A., Chang W. S. C. Radiometry in the submillimeter region using the interferometric modulator IEEE Trans., 1963, v. MTT-11, p. 513—522.
6. Valkenburg E. P., Derr V. E. Высокодобротный интерферометр Фабри — Перо для измерения поглощения водяных паров в диапазоне от 100 до 300 Гц. Proc. IEEE, 1966, v. 54, № 4 (русс. пер., стр. 54—60).
7. Strauch R. G., Cupp R. E., Derr V. E., Gallagher J. J. Радиоспектроскопия в миллиметровом диапазоне методом электрического резонанса. Там же, стр. 67—76.
8. Degenford J. E., Coleman P. D. Квазиоптический резонансный метод измерения диэлектрической проницаемости. Там же, стр. 83—86.
9. Bauer R. J., Cohn M., Cotton J. M., Packard R. F. Полупроводниковые диодные детекторы, смесители и умножители частоты миллиметрового диапазона. Там же, стр. 165—176.
10. Woods R. D., Strauch R. G. Смещение гармоник субмиллиметрового диапазона. Там же, стр. 247.
11. Packard R. E. A superheterodyne 600 Gc radiometer receiver. IEEE Microwave Theory and Techniques Symp. Dig., 1965, p. 211—215.
12. Chandler C. H. J. Appl. Phys., 1949, v. 20, Dec.
13. Coates R. E. Spectrometer for the millimeter waves. Rev. Scient Instruments, 1948, v. 19, № 9, p. 586—590.
14. Виноградов Е. А., Дианов Е. М., Ирисова Н. А. Письма в редакцию ЖЭТФ, 1965, т. 2, № 17, стр. 323—326.
15. Hocker L. O., Javan A., Ramachandra Rao, Frenkel L., Sullivan T. Appl. Phys. Lett., 1967, 10, p. 146.
16. Hocker L. O., Javan A., Ramachandra D. Rao. Phys. Lett., 1967, v. 24a., p. 960.
17. Muller W. M., Flecher G. T. Appl. Phys. Lett., 1966, v. 8, 9.
18. Muller W. M., Flecher G. T. Appl. Phys. Lett., 1967, 10, 93.
19. Pollak A. M., Frenkel L., Sullivan T. Phys. Lett., 1968, A 26, № 8, p. 381—382.
20. Frenkel L. and either. Appl. Phys. Lett., 1967, 11, № 11.

ИЗМЕРЕНИЕ МОЩНОСТИ

В отличие от измерителей мощности сантиметрового и длинноволновой части миллиметрового диапазонов, к приборам, измеряющим мощность в субмиллиметровом диапазоне, предъявляется ряд специфических требований. Основное требование — независимость показаний измерителей от распределения всей мощности по многим видам колебаний в волноводах повышенного сечения или квазиоптических линиях. Для поглощения мощности чаще следует применять нагрузки конусообразной формы, распространенные в приборах оптического диапазона.

В субмиллиметровом диапазоне длин волн приходится измерять в основном малые уровни мощности, что обуславливает довольно высокие требования к чувствительности приборов, которая должна составлять единицы микроватт.

Источники колебаний субмиллиметрового диапазона являются широкополосными. Следовательно, измерители мощности должны работать во всей требуемой полосе частот.

По принципу действия измерители мощности могут быть поглощающего типа, когда вся высокочастотная мощность рассеивается на приемном элементе измерителя, и проходящего типа, когда почти вся СВЧ энергия проходит в нагрузку, а незначительная ее часть используется для измерений. Применяя калиброванные ответвители, можно с помощью приборов поглощающего типа измерять проходящую мощность.

По уровням измеряемой высокочастотной мощности приборы делятся на измерители малых уровней — от сотен милливольт и менее, средних уровней — от сотен милливольт до десятков ватт и больших уровней — от десятков ватт и выше.

В технике субмиллиметровых волн измерители мощности могут предназначаться для измерений мощности непрерывных колебаний, средней мощности амплитудно-модулированных и импульсно-модулированных колебаний и мощности

в импульсе. При работе с генераторами импульсно-модулированных колебаний необходимо, чтобы приемные элементы измерителей мощности выдерживали большие значения пиковой мощности, т. е. имели высокую электрическую прочность.

Мощность в импульсе обычно определяется по среднему значению импульсно-модулированной мощности, параметрам импульса и частоте их повторения.

Измерение мощности колебаний субмиллиметрового диапазона может быть произведено приборами, основанными на тепловом и пондеромоторном действиях высокочастотной энергии. В первом из этих способов измерения используется закон сохранения СВЧ энергии при превращении ее в тепловую, которая измеряется калориметрическими методами, во втором — механическое давление энергии электромагнитной волны на вещества, находящиеся на пути ее распространения.

Использовать эффект Холла, излучение черного тела, фотометрический и другие методы в субмиллиметровом диапазоне затруднительно из-за малых поперечных размеров устройств или особенностей излучения.

Большое затухание СВЧ энергии в волноводах основного сечения и малые поперечные размеры волноводов, а также то, что эти размеры необходимо выдерживать с высокой точностью, делают практически невозможным использование в измерителях мощности термисторов и нитяных болометров, которые так широко распространены в более длинноволновых диапазонах.

7.1. КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛИ

Небольшие размеры волноводных элементов субмиллиметровых волн позволяют создать калориметрические измерители мощности с высокой чувствительностью и небольшим временем измерения. Такие измерители позволяют измерять малые уровни мощности — от единиц микроватт до сотен милливольт — и часто являются легкими компактными приборами, простыми и надежными в работе.

Широкое распространение получили калориметры переменной температуры, балансные, постоянной температуры и проточные.

В волноводных калориметрах следует вводить поправку на высокочастотные потери мощности в стенках подводящего

волновода. Затухание одноволновых волноводов рассчитывают по формулам, приведенным в работе [1] (см. рис. 4.1 и 4.2). Следует также учитывать шероховатость поверхности волновода, которая увеличивает затухание, т. е. отношение действительного периметра волновода к его номинальному значению [2]. Коэффициент шероховатости зависит от технологии изготовления волноводов и в выра-

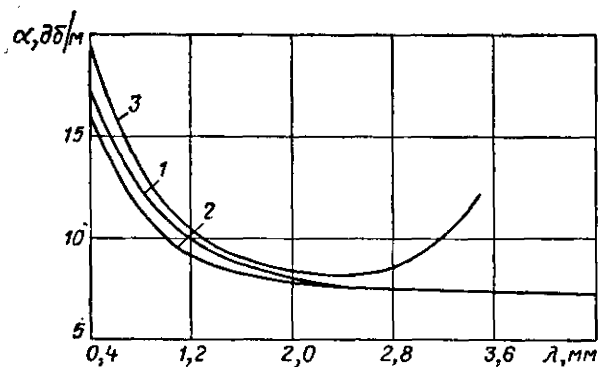


Рис. 7.1. Затухание никелевого волновода сечением $3,6 \times 1,8 \text{ мм}^2$:

1 — в волноводе распространяются все виды колебаний; 2 — затухание для колебаний H_{np} , электрическое поле которых параллельно широкой стенке; 3 — затухание для колебаний H_{op} , электрическое поле которых параллельно узкой стенке.

жение затухания входит множителем к квадрату. В зависимости от способов получения волноводов коэффициент шероховатости может изменяться в пределах от 1,05 до 1,25.

Одноволновые металлические волноводы ввиду значительного увеличения затухания практически применяются только на волнах не короче 1,5 мм. В более коротковолновой части используются металлические волноводы повышенного сечения, в которых может распространяться большое число видов колебаний. Затухание волноводов повышенного сечения значительно меньше, но оно может изменяться в зависимости от состава распространяющихся видов колебаний. Полное затухание высокочастотной энергии для волновода, в котором может существовать очень большое число

видов колебаний, подчиняется выражению [3]

$$\alpha_{\Sigma} = \sum_{i=1}^n \alpha_i \gamma_i, \quad (7.1)$$

где α_{Σ} — полное затухание многоволнового волновода;

α_i — затухание i -й волны;

n — полное число видов колебаний, которые могут распространяться в волноводе;

γ_i — вероятность возникновения и существования i -й волны, т. е. усредненная по всей длине волновода доля мощности i -й волны в общей мощности, идущей по волноводу.

Полное затухание зависит от числа видов распространяющихся в волноводе колебаний и нерегулярностей в нем, которые влияют на величины γ_i .

Полное затухание многоволновых волноводов значительно меньше затухания волноводов, работающих на одном виде колебаний (рис. 7.1). При использовании многоволновых волноводов в измерителях мощности, кроме поправки на полное затухание, необходимо учитывать неисключенную часть систематической погрешности, обусловленную перераспределением видов колебаний, которая может оказаться доминирующей при определении полной погрешности прибора.

Калориметры переменной температуры и термобалансные калориметры

В калориметрах переменной температуры СВЧ мощность поглощается в нагрузке и повышение температуры нагрузки регистрируется одним из известных способов. В качестве поглощающей нагрузки могут быть использованы твердые диэлектрики с большими потерями или металлические пленки с большим сопротивлением. Для измерения повышения температуры могут быть использованы металлические и полупроводниковые термопары, термобатареи, термисторы, термометры сопротивления и другие устройства. Калибровка таких измерителей может производиться абсолютным методом по известным тепловым постоянным прибора, с помощью эталонного ваттметра или методом замещения мощностью постоянного или низкочастотного тока.

Уравнение теплового баланса нагрузки калориметра при равномерном распределении температуры в общем случае имеет вид

$$P = C_0 \frac{dT}{dt} + \frac{T}{R_T}, \quad (7.2)$$

где P — подводимая мощность;
 T — повышение температуры калориметрической нагрузки;
 C_0 — полная эквивалентная теплоемкость;
 R_T — сопротивление тепловых потерь через теплопроводность, конвекцию и теплоизлучение;
 t — время.

Общее решение уравнения запишется в виде

$$T = R_T P \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (7.3)$$

где $\tau = R_T C_0$ — постоянная времени калориметрической нагрузки, т. е. промежуток времени, за который температура нагрузки при остывании понизится в e раз.

Малые размеры волноводных нагрузок в коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов обуславливают небольшие значения полной теплоемкости C_0 и постоянной времени τ , составляющей десятки секунд, что позволяет широко использовать такие приборы.

Термобалансные калориметры с сухой поглощающей нагрузкой, рассчитанные на работу в дециметровом, сантиметровом диапазонах и в длинноволновой части миллиметрового диапазона, описаны в работах [4—7]. На кафедре радиоизмерений Харьковского госуниверситета имени А. М. Горького были разработаны термобалансные микрокалориметры для коротковолнового участка миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн.

Принципиальная схема калориметрической головки волноводного варианта изображена на рис. 7.2. Основными элементами головки являются две почти идентичные волноводные калориметрические секции, каждая из которых состоит из трех участков: начального толстостенного, имеющего хороший тепловой контакт с массивным внешним тепловым экраном, тонкостенного теплоизолирующего и калориметрической нагрузки. Для получения хорошей тепловой изоляции калориметрической нагрузки от входного участка волновода тонкостенный волновод изготовлен из

никеля, так как его коэффициент теплопроводности в четыре раза меньше теплопроводности меди. Кроме того благодаря хорошим антикоррозийным свойствам никеля обеспечивается стабильность высокочастотных потерь в подводящем участке волновода. Покрытие калориметрического участка волновода медью, обладающей большой те-

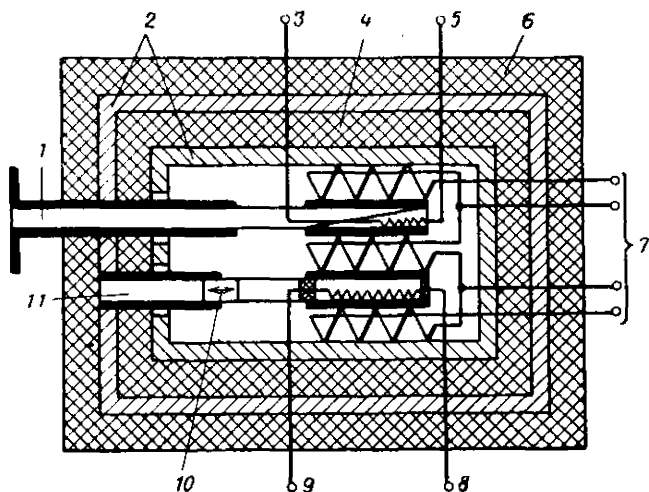


Рис. 7.2. Устройство волноводного калориметра:

1—рабочий волновод; 2—медные экраны; 3, 5—выводы подогревателя рабочей секции; 4—экран из пенопласта; 6—внешний экран из винилпласта; 7—выводы термобатарей; 8, 9—выводы подогревателя компенсационной секции; 10—пробка для тепловой симметрии; 11—компенсационный волновод.

плопроводностью, позволяет уменьшить неравномерность распределения температуры по всему объему калориметрической нагрузки.

Рабочий волновод, в который поступает СВЧ энергия, начинается входным фланцем и заканчивается клиновидной объемной поглощающей нагрузкой, расположенной в калориметрическом участке волновода. На внешней поверхности калориметрического участка рабочего волновода по всей его длине размещен подогреватель, необходимый для калибровки прибора по мощности низкочастотного тока. Для уменьшения тепловых потерь подогреватель должен иметь хороший тепловой контакт с волноводом.

В калориметрическом участке компенсационного волновода имеется подогреватель, закрытый с обеих сторон теплоизолирующими пробками, чтобы снизить потери тепла.

Между оконечными участками волноводов расположена батарея термопар, состоящая примерно из 300 последовательно соединенных термопар медь — константан. Аналогичные термобатареи установлены между каждой калориметрической секцией и внутренним медным теплоизолирующим экраном. Они включены навстречу друг другу и последовательно со средней термобатареей. Такая система термобатарей, регистрирующая среднее повышение температуры одной секции относительно другой, позволяет значительно повысить чувствительность измерителя мощности и точно регулировать тепловую и электрическую симметрию секций путем шунтирования сопротивлением одной из крайних термобатарей.

Дифференциальная система калориметра позволяет резко уменьшить влияние изменений окружающей температуры. Для дальнейшего уменьшения этого влияния вся приемная часть прибора помещена в теплоизолирующие экраны, состоящие из чередующихся слоев материалов с высокой теплопроводностью и большой удельной теплоемкостью и материалов с хорошими теплоизолирующими свойствами. Теплоизолирующий участок компенсационного волновода несколько длиннее рабочего и в нем помещена передвижная металлическая пробка, позволяющая производить окончательную тепловую симметрию прибора.

Измерить СВЧ мощность можно двумя способами. Первый способ заключается в сравнении поглощенной СВЧ мощности с низкочастотной мощностью, рассеиваемой в рабочем подогревателе.

В этом случае измеритель мощности является калориметром переменной температуры. Для небольших разностей температур, не превышающих десятка градусов, электродвижущая сила батареи термопар прямо пропорциональна рассеиваемой мощности, и шкала индикатора, подключенного к батарее термопар, является линейной.

При измерении по второму способу поглощенная СВЧ мощность определяется по величине низкочастотной мощности, рассеиваемой в подогревателе компенсационной секции, при которой разность температур между секциями становится равной нулю. Разность температур регистри-

руется по индикаторному прибору, который подключен к батарее термопар. В этом случае измерение мощности осуществляется методом термобалансного калориметра, когда повышение температур секций происходит на одинаковую величину. При этом температуру нагрева нагрузок можно повысить на несколько десятков градусов и расширить таким образом пределы измерения мощности, так как нелинейность термобатареи автоматически исключается. Кроме того, появляется возможность автоматизировать

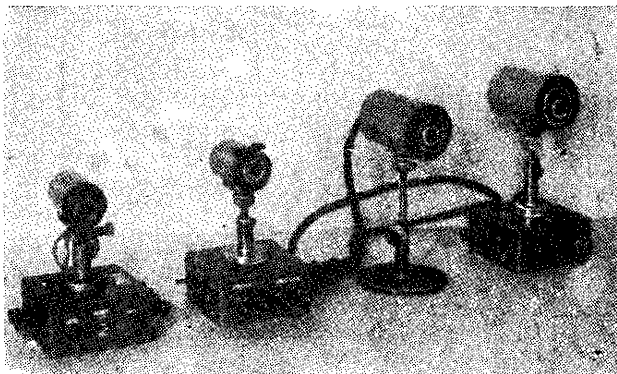


Рис. 7.3. Калориметрические головки с различными сечениями волноводов.

процесс измерения, если сигнал термобатареи усилить и подать в подогреватель компенсационной секции [8, 9].

Такие калориметрические головки были изготовлены для волноводов сечением $7,2 \times 3,4$; $3,6 \times 1,8$; $1,6 \times 0,8$; $1,1 \times 0,55$ и $0,7 \times 0,35$ мм². Внешний вид головок показан на рис. 7.3. Калориметрические головки позволяли измерять СВЧ мощность от десятков микроватт до десятков милливатт, их КСВН для волны Н₁₀ не превышал 1,2.

В субмиллиметровом диапазоне длин волн очень часто применяются калориметрические измерители мощности с сечением волновода $3,6 \times 1,8$ мм². Это объясняется тем, что многие генераторные устройства этого диапазона имеют выходной волновод такого же сечения и из-за меньших потерь используются линии передачи в виде волноводов

повышенного сечения, в которых необходимо измерять всю проходящую мощность. При необходимости измерить энергию, выходящую из волновода меньшего сечения, можно использовать конусный переход и учесть его потери.

Мощность в открытых линиях передачи субмиллиметрового диапазона измеряют с помощью квазиоптических калориметров. Квазиоптическая калориметрическая головка (рис. 7.4) отличается от волноводной тем, что СВЧ

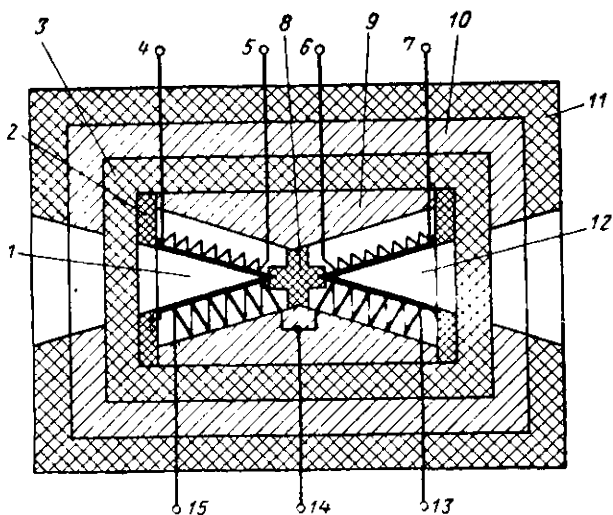


Рис. 7.4. Устройство квазиоптического калориметра:

1—конусообразная нагрузка первой секции; 2—шайба из оргстекла; 3—экран из пенопласта; 4, 5—выводы подогревателя первой секции; 6, 7—выводы подогревателя второй секции; 8—держатель из оргстекла; 9—медное тело; 10—медный экран; 11—внешний экран из пенопласта; 12—конусообразная нагрузка второй секции; 13, 14, 15—выводы термобатарей.

энергия поглощается в одной из конусных нагрузок, представляющих собой модель черного тела. Конусную нагрузку изготовляют из меди для уменьшения неравномерности распределения температуры и ее внутреннюю поверхность покрывают поглощающим слоем. На каждом конусе расположен подогреватель, имеющий хороший тепловой контакт с ним, так что тепловые потери вне калориметрического тела ничтожно малы. Повышение температуры конуса относительно массивного теплоизолированного

медного тела регистрируется двумя последовательно соединенными батареями термопар, расположенными с диаметрально противоположных сторон конуса по всей длине образующей. Такое расположение термобатарей, кроме увеличения чувствительности, значительно уменьшает влияние неравномерного распределения поглощенной мощности по калориметрической нагрузке. Батареи термопар каждого конуса включены навстречу, что обеспечивает дифференциальность системы и уменьшает влияние изменений окружающей температуры. Термобатарею каждого конуса можно шунтировать сопротивлением и добиться полной симметрии системы, которая определяется по минимальному дрейфу нуля индикатора, подключенного ко всей термобатарее. Вход каждого конуса закрыт пенопластовым окном, которое уменьшает потери тепла за счет конвекции и теплоизолирует конус от внешней среды. Окно является почти полностью прозрачным для электромагнитного излучения. Внешний экран имеет предохранительные съёмные пробки, которые вставляются после работы с прибором.

Энергия узких квазиоптических пучков направляется непосредственно в конус, а для пучков, диаметр которых превышает диаметр основания конуса, используют фокусирующие линзы и зеркала. Применение фокусирующих зеркал предпочтительнее, так как потери энергии при отражении от металлической поверхности значительно меньше потерь в линзе, обусловленных отражением и поглощением в материале.

Поглощение электромагнитной энергии в конусной нагрузке. Поглощающие свойства конусной нагрузки зависят от материала внутреннего покрытия и полного числа отражений, которое делает луч до выхода из конуса. Это число зависит от угла раскрыва конуса и угла между входящим лучом и осью конуса при условии, что длина волны излучения намного меньше геометрических размеров конуса. Если предположить, что зеркальный коэффициент отражения поглощающего покрытия не зависит от угла, под которым луч входит в конус, и в конус направляется параллельный пучок излучения, то поглощательная способность такой нагрузки выражается следующей зависимостью [10]:

$$\varepsilon = 1 - R^N \quad (7.4)$$

для

$$\frac{2\pi}{2N+1} < \Omega < \frac{2\pi}{2N}$$

или

$$\varepsilon = 1 - R^N + R^N (1 - R) \frac{\sin^2 (2N + 1) \Omega}{\sin^2 \Omega}$$

для

$$\frac{2\pi}{2(N+1)} < \Omega < \frac{2\pi}{2N+1},$$

где R — коэффициент отражения внутренней поверхности конуса;

N — полное число отражений;

Ω — раскрыт конуса.

Зависимость поглощения конусной нагрузки от угла раскрыва при вершине конуса для различных коэффициентов отражения поглощающего покрытия показана на рис. 7.5.

В общем случае коэффициент отражения от поглощающего покрытия зависит от угла падения электромагнитного излучения и направления поляризации электрического вектора. Пусть в конус падает плоская электромагнитная волна, у которой направление волнового вектора совпадает с геометрической осью конуса и длина волны намного меньше геометрических размеров конуса. Тогда полное число отражений находится из выражений (7.4). Поглощательную способность поверхности конуса с электродинамической точки зрения можно характеризовать одним параметром — комплексным показателем преломления [12]:

$$n^k = n - ik, \quad (7.5)$$

где n — главный показатель преломления;

k — главный показатель поглощения.

Вектор электрического поля в любой точке конуса всегда можно разложить на две составляющие, одна из которых будет находиться в плоскости падения, совпадающей с диагональной плоскостью, а другая — в перпендикулярной плоскости. Для каждой составляющей энергетические коэффициенты отражения будут отличаться друг от друга и зависеть от угла скольжения $\alpha_m = (2m - 1) \Omega$, который дополняет угол падения до $\pi/2$, главного показателя пре-

ломления n и главного показателя поглощения k . Магнитную проницаемость материала конуса для рассматриваемых частот можно принять равной единице. Тогда энергетические коэффициенты отражения R_{pm} и R_{sm} для поля-

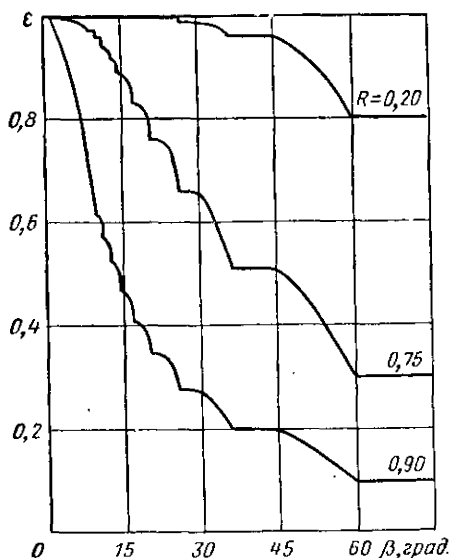


Рис. 7.5. Зависимость поглощательной способности конусной нагрузки от угла раскрыва при вершине β и коэффициента отражения поглощающего покрытия.

ризации, совпадающей с плоскостью падения и перпендикулярной с ней, можно получить из формул Френеля в следующем виде:

$$R_{pm} = \frac{A^2 + (n^2 + k^2) \sin^2 \alpha_m - 2A (n^2 + k^2) \sin \alpha_m \left| \cos \left(\frac{\beta}{2} - \gamma \right) \right|}{A^2 + (n^2 + k^2) \sin^2 \alpha_m + 2A (n^2 + k^2) \sin \alpha_m \left| \cos \left(\frac{\beta}{2} - \gamma \right) \right|}, \quad (7.6)$$

$$R_{sm} = \frac{A^2 + \sin^2 \alpha_m - 2A \sin \alpha_m \left| \cos \frac{\beta}{2} \right|}{A^2 + \sin^2 \alpha_m + 2A \sin \alpha_m \left| \cos \frac{\beta}{2} \right|}, \quad (7.7)$$

где

$$A^2 = \sqrt{(n^2 - k^2 - \cos^2 \alpha_m)^2 + (2nk)^2};$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{2nk}{n^2 - k^2 - \cos^2 \alpha_m}; \quad \operatorname{tg} \gamma = \frac{2nk}{n}.$$

Полный коэффициент отражения от элементарной площадки, находящейся на поверхности конуса, будет зависеть от поляризации электромагнитной волны. Для каждой кольцевой площадки, выделенной на боковой поверхности кругового конуса, средний коэффициент отражения не будет зависеть от поляризации и равен

$$R(\alpha) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [R_p(\alpha) \sin^2 \varphi + R_s(\alpha) \cos^2 \varphi] d\varphi =$$

$$= \frac{1}{2} [R_p(\alpha) + R_s(\alpha)],$$

где φ — угол, отсчитываемый от вектора поляризации падающей электромагнитной волны.

По раскрытию конуса можно определить углы скольжения, а по выражению (7.6) — R_{pm} и R_{sm} для каждого последующего отражения, после чего эффективный коэффициент отражения конуса $R_{эфф}$ находится путем перемножения всех $R(\alpha_m)$:

$$R_{эфф} = \left(\frac{1}{2}\right)^N \prod_{m=1}^N (R_{pm} + R_{sm}). \quad (7.8)$$

Рассчитанная зависимость эффективного коэффициента отражения конуса от угла раскрыва Ω для $n = 1$ и нескольких значений $k = 0,5; 1,0$ и $1,5$ изображена на рис. 7.6. Аналогичным образом можно рассчитать $R_{эфф}$ для других параметров отражающей поверхности конуса. Поглощательная способность конусной нагрузки определится следующим выражением:

$$\varepsilon = 1 - R_{эфф}. \quad (7.9)$$

Поглощающее покрытие внутренней поверхности конусов и угол раскрыва при вершине выбирались таким образом, чтобы поглощение нагрузкой высокочастотной энергии составляло не менее 98%.

Клиновидная объемная поглощающая нагрузка волнового калориметра выполняется из гетинакса и поверхность клина покрывается дополнительно поглощающим покрытием. Энергетический коэффициент отражения волновых многоволновых нагрузок измерялся при помощи волноводного интерферометра, представляющего собой два перекрещивающихся под прямым углом волновода, в диагонали перекрестия

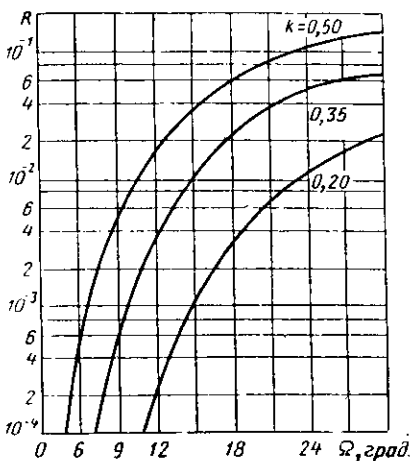


Рис. 7.6. Зависимость эффективного коэффициента отражения конуса для $n = 1,0$ и $k = 0,5$; $1,0$ и $1,5$.

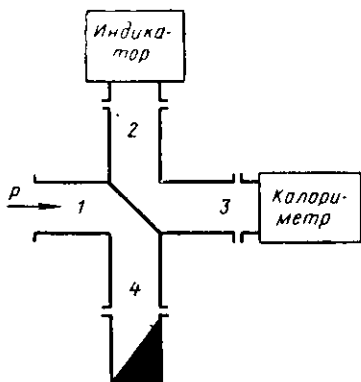


Рис. 7.7. Схема измерения коэффициента отражения многоволновых волноводных нагрузок с использованием волноводного интерферометра Майкельсона.

которых располагается полупрозрачная пластинка (рис. 7.7). В таком устройстве между плечами 1—2 и 3—4 имеется развязка, достигающая до 20 дБ, при других сочетаниях между плечами существует хорошая связь [13]. Таким образом, если СВЧ энергия поступает в плечо 1, а к плечу 4 подключена согласованная нагрузка, в плечо 2 пройдет энергия, отразившаяся от волноводного элемента плеча 3. В плече 2 необходимо располагать индикатор, показания которого не зависят от перераспределения энергии колебаний различных видов, падающих на него. В качестве индикатора можно использовать калориметр, оптико-акустический приемник, пленочный болометр или пирозлектрический детектор. Коэффициент

отражения определялся путем сравнения с коэффициентом отражения эталонной медной пластинки, который принимался равным единице. Медная пластинка и исследуемый калориметр поочередно подсоединялись к плечу 3 и регистрировались показания индикатора. В диапазоне длин волн от 4,0 до 0,5 мм и поляризациях электрического вектора параллельно широкой или узкой стенке волновода энергетический коэффициент отражения нагрузки находится в пределах 1—4%.

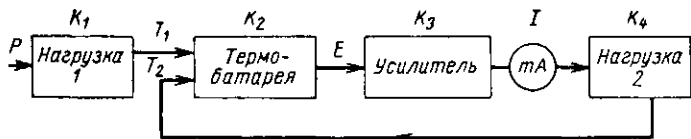


Рис. 7.8. Структурная схема микрокалориметра с обратной связью:

K_1, K_2, K_3, K_4 — коэффициенты преобразования первой нагрузки, батареи терморпар, усилителя и второй нагрузки; P — измеряемая высокочастотная мощность.

Чувствительность волноводных и квазиоптических калориметрических головок составляет примерно $1 \frac{\text{мв}}{\text{мвт}}$, что с использованием фотоэлектрооптических усилителей типа Ф-117 позволяет измерять уровни непрерывной мощности от единиц микроватт. Дальнейшее повышение чувствительности калориметров с сухой поглощающей нагрузкой ограничивается дрейфом нуля, вызываемым неточной симметрией системы и недостаточной тепловой экранизацией от окружающей среды.

Система обратной связи. Сократить время измерения в балансных калориметрах можно применением обратной связи [7, 8], при которой сигнал термобатареи усиливается и подается в подогреватель компенсационной секции. Из теории автоматического регулирования известно [14], что использование обратной связи значительно уменьшает постоянную времени системы. В рассматриваемой системе измерения мощности контролируется ток через подогреватель компенсационной секции. При сопротивлении подогревателя компенсационной секции в несколько килоом и уровне измеряемых мощностей до нескольких десятков милливольт достаточное усиление можно получить с помощью фотоэлектрического усилителя типа Ф-117. Для меньших

сопротивлений компенсационной секции или больших уровней измеряемых мощностей необходимо ставить дополнительные усилители.

Структурная схема микрокалориметра с системой обратной связи для автоматического балансирования изображена на рис. 7.8. В стационарном состоянии ток через подогреватель компенсационной секции выражается следующим образом:

$$I = K(P - I^2 R), \quad (7.10)$$

где $K = K_1 K_2 K_3$ — коэффициент усиления всей системы;
 P — измеряемая высокочастотная мощность;
 R — сопротивление подогревателя.

Из выражения (7.10) видно, что компенсационная мощность всегда меньше измеряемой; выражение в скобках представляет собой абсолютную ошибку отработки системы обратной связи, которая зависит от уровня измеряемой мощности и общего коэффициента усиления. После определения тока из выражения (7.10) легко получить величину относительной ошибки отработки в автобалансирующей системе.

$$\delta = \frac{I}{KP} = \frac{\sqrt{1 + 4K^2 RP} - 1}{2K^2 RP}. \quad (7.11)$$

Относительная ошибка отработки δ также зависит от уровня измеряемой мощности и параметров всей системы обратной связи. С увеличением измеряемой мощности и коэффициента усиления всей системы относительная ошибка отработки уменьшается, и при определенных значениях система может возбудиться. Возбуждение можно снять уменьшением коэффициента усиления или установкой шунтирующего фильтра в цепь обратной связи, настроенного на частоту возбуждения.

Принципиальная схема системы обратной связи, индикации и калибровки изображена на рис. 7.9; она пригодна как для волноводных, так и для квазиоптических калориметров. Основным элементом является фотоэлектрооптический усилитель типа Ф-117, на вход которого подается сигнал термобатарей через контакт I штепсельного разъема (ШР).

В режиме работы без обратной связи тумблеры Bk_2 и Bk_3 находятся в верхнем положении. Перед подачей СВЧ мощности переключатель $П_1$ переводят в положение

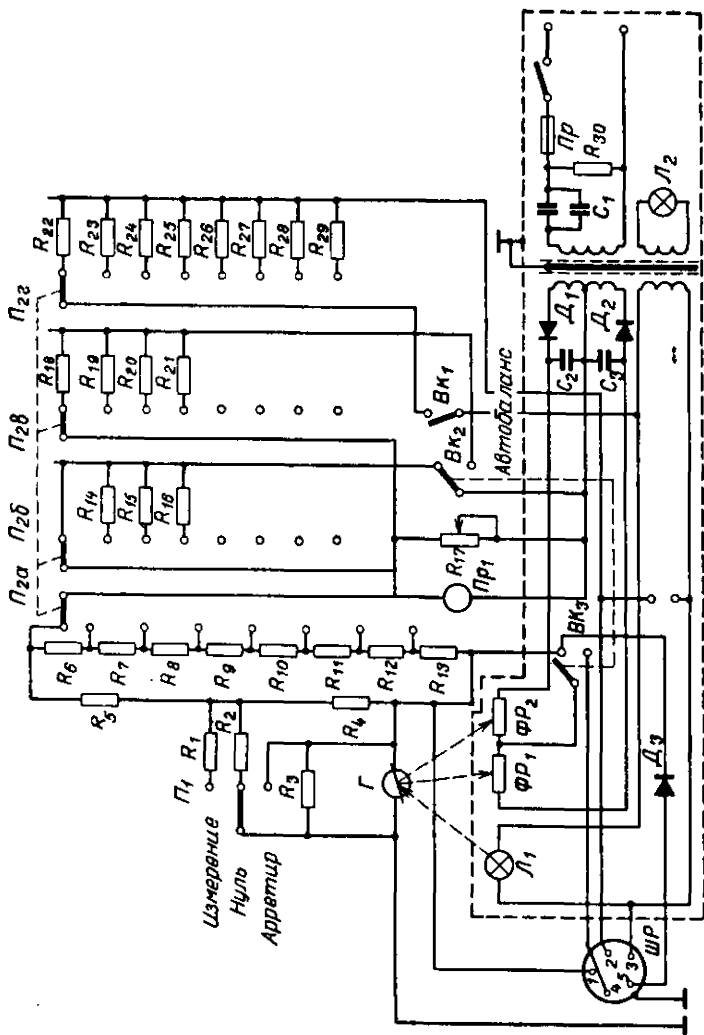


Рис. 7.9. Принципиальная схема блока калибровки и индикации квазиоптического калориметра.

«Нуль» и корректором фотокомпенсатора устанавливают нулевое показание выходного прибора Pr_1 . Потом переключатель $П_1$ ставят в позицию «Измерение» и определяют СВЧ мощность в одном из положений переключателя $П_2$. Резисторы $R_6 — R_{13}$ служат для изменения величины обратной связи самого фотоэлектрического усилителя в зависимости от уровня измеряемой мощности, а резисторами $R_{14} — R_{16}$ грубо изменяют величину сопротивления, шунтирующего индикаторный прибор.

Для калибровки калориметра используется мощность переменного тока, которая от осветительной лампочки фотоусилителя $Л_1$ через один из резисторов $R_{22} — R_{29}$, тумблер $Вк_1$ и контакты 2, 3 разъема подается в подогреватель рабочей секции. Сопротивления резисторов $R_{22} — R_{29}$ подобраны так, чтобы в подогревателе рассеивались мощности 10, 30, 100, 300 мквт и 1, 3, 10 и 30 мвт. Перед измерением выбранную шкалу калибруют. Если стрелка прибора Pr_1 не устанавливается при этом точно на правое крайнее деление, то производят плавную регулировку чувствительности потенциометром R_{17} .

В режиме «Автобаланс» тумблеры $Вк_2$ и $Вк_3$ устанавливают в нижнее положение, при этом ток разбаланса фоторезисторов $ФР_1$ и $ФР_2$ проходит по цепи: индикаторный прибор с шунтами $R_{17} — R_{21}$, резисторы $R_1 — R_{13}$ диод $Д_3$, подогреватель компенсационной калориметрической секции (контакты 4 и 5 разъема), средняя точка соединения фоторезисторов. Калибровка прибора производится, как описано выше. В режиме автоматического балансирования используется нелинейная шкала выходного прибора Pr_1 .

Диод $Д_3$, включенный в цепь компенсационного подогревателя, предназначен для устранения положительной обратной связи калориметра со схемой индикации и калибровки.

Внешний вид квазиоптического калориметра показан на рис. 7.10. Прибор питается от сети переменного тока через феррорезонансный стабилизатор, собранный на первичной обмотке трансформатора, с коэффициентом стабилизации около 10.

Экспериментальная кривая относительной недоработки системы обратной связи в зависимости от уровня измеряемой мощности изображена на рис. 7.11. С увеличением мощности величина относительной ошибки отработки уменьшается. Следовательно, определение измеряемой СВЧ мощ-

ности по известной величине компенсационной требует специального поправочного графика. Калибровку удобнее производить по рабочему волноводу, а систему обратной связи использовать в качестве индикатора.

Относительное уменьшение постоянной времени калориметра с обратной связью в зависимости от уровня измеряемой мощности иллюстрируется графиком рис. 7.12. На-

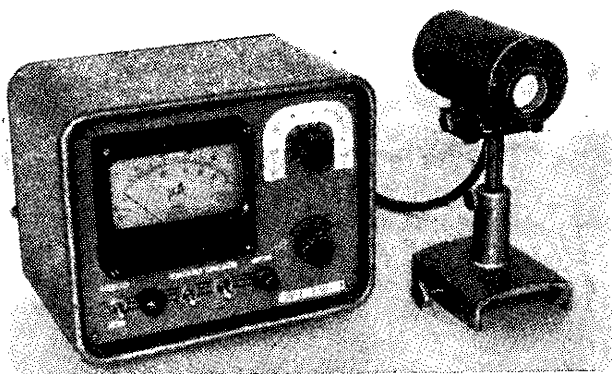


Рис. 7.10. Квазиоптический калориметр с блоком калибровки и индикации.

чиная с мощности 1 мвт , время измерения сокращается в 6—8 раз по сравнению с тем же калориметром, работающим без обратной связи.

Неэквивалентность тепловых потерь. При неравномерном нагреве калориметрической нагрузки показания индикаторного прибора могут быть различными при одной и той же измеряемой мощности. Это вызывает ошибку неэквивалентности тепловых потерь. Для уменьшения такой ошибки регистрируют среднюю температуру нагрева по всей длине нагрузки, а для изготовления калориметрической секции применяют материал с большим коэффициентом теплопроводности.

Измерение неэквивалентности волноводных калориметров производилось на макете прибора, у которого в начале, середине и конце калориметрической секции были расположены три подогревателя, имеющих с ней хороший тепловой контакт.

Эксперименты показали, что в волноводе сечением $1,8 \times 3,6 \text{ мм}^2$ и длине калориметрической нагрузки 20 мм неэквивалентность тепловых потерь не превышает $\pm 2\%$.

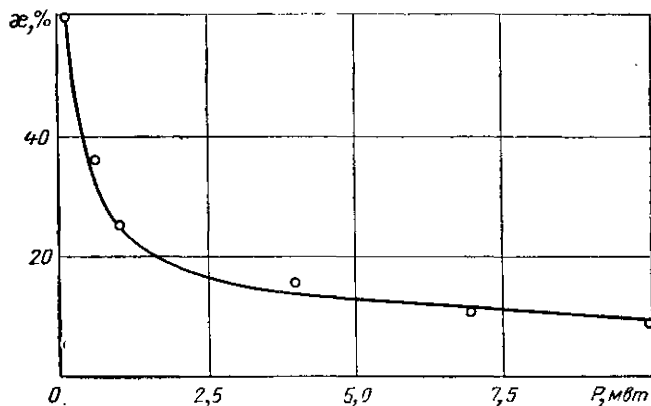


Рис. 7.11. Относительная недоработка системы обратной связи в зависимости от уровня измеряемой мощности.

Неэквивалентность может еще вызываться в волноводных калориметрах подогревом теплоизолирующего участка волновода за счет СВЧ мощности. Так как часть тепла

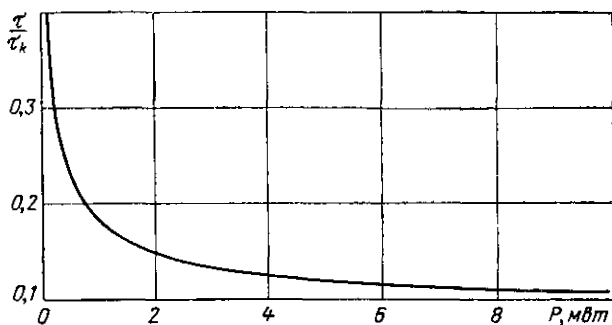


Рис. 7.12. Относительное уменьшение постоянной времени калориметра с обратной связью в зависимости от уровня измеряемой мощности.

калориметрической нагрузки теряется вследствие теплопроводности тонкостенного никелевого волновода, то нагрев его будет уменьшать эти потери и увеличивать пока-

зания прибора. Исследования проводились на специальном макете, у которого внутри подводящего волновода по всей его длине располагался распределенный подогреватель. Величина этой погрешности не превышала одного процента.

На величину полной погрешности термобалансных калориметров и калориметров переменной температуры влияют следующие факторы: ошибки определения мощности калибровки, поглощения нагрузки в диапазоне длин волн и затухания подводящего участка волновода; неэквивалентность тепловых потерь, дрейф нуля индикаторной системы и погрешность выходного прибора. Кроме того, на полную погрешность оказывают влияние колебания высших видов, которые могут существовать в подводящем волноводе.

Полная погрешность указанных калориметров при длинах волн до 0,5 мм не превышает $\pm 10\%$.

Калориметры постоянной температуры

Широкое распространение получили изотермические калориметры, в которых поглощающая нагрузка во время измерений не изменяет своей температуры. В одном случае [15, 19] это достигается тем, что тепловая мощность отбрасывается от нагрузки холодным спаем термоэлемента вследствие эффекта Пельтье. В другом случае [16, 17] нагрузку окружают смесью определенных веществ, находящихся в твердой и жидкой фазах, и при отборе тепловой мощности используется фазовый переход из твердой фазы в жидкую. В качестве рабочего вещества чаще всего выбирают воду и используют фазовый переход лед — вода. Кроме воды можно использовать дифенилметан, уксусную кислоту, нафталин, фенол, дифениловый эфир и другие вещества.

Основным преимуществом изотермических калориметров является почти полное отсутствие перепада температуры между калориметрическим телом и окружающей оболочкой и, следовательно, минимальная погрешность неэквивалентности тепловых потерь.

Схематически ледяной калориметр для квазиоптической линии передачи показан на рис. 7.13. Квазиоптический участок оканчивается согласованной конусной нагрузкой, выполненной из материала с большой теплопроводностью и покрытой внутри поглощающим слоем. Для лучшего намораживания льда на оконечной нагрузке конус выполнен внутри стержня. На внешней поверхности стержня

имеется подогреватель для калибровки по мощности постоянного тока. Оконечная нагрузка установлена в герметическом сосуде, заполненном дистиллированной водой, очищенной от растворенных в ней газов. Сосуд через резервуар со ртутью соединен с капиллярным отсчетным устройством.

В рабочем состоянии часть воды замораживают таким образом, чтобы нагрузка со всех сторон была покрыта слоем льда. Вся описанная часть прибора помещается в ледяной термостат, состоящий из стеклянного дьюара, заполненного смесью льда и воды.

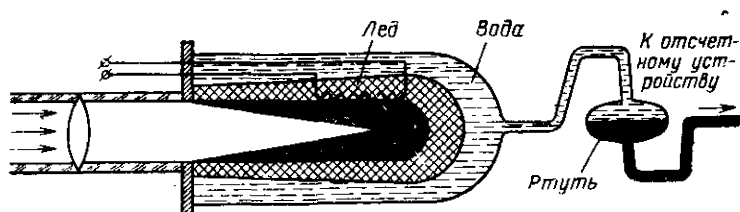


Рис. 7.13. Схема ледяного калориметра.

Если в нагрузке не рассеивается тепловая мощность, то внутри калориметрического сосуда может происходить только перераспределение слоя льда (за счет гидростатического давления), и ввиду отсутствия теплообмена с внешней средой общий объем льда и воды остается неизменным.

При рассеивании в нагрузке тепловой мощности часть льда растает, а так как удельный вес льда меньше, чем воды, то произойдет уменьшение общего объема и часть ртути втянется внутрь сосуда.

Изменение общего объема легко связать с поглощенной мощностью, действующей на калориметр за определенный промежуток времени, с помощью следующего выражения:

$$P = \frac{qs}{(v_b - v_d)t} \Delta l, \quad (7.12)$$

где $q = 333,57$ дж/г — удельная теплота плавления льда;

$v_b = 1,0013$ мл/г — удельный объем воды;

$v_d = 1,09075$ мл/г — удельный объем льда;

s — площадь поперечного сечения измерительного капилляра, см²;

Δl — изменение перемещения мениска ртути в капилляре, см;

P — входная мощность, *вт*;

t — продолжительность подачи мощности в калориметр, *сек*.

Для уменьшения тепловых потерь, обусловленных теплопроводностью трубы, соединяющей калориметрическое тело с квазиоптической линией, можно применить диэлектрические материалы. Волноводный вариант конструкций ледяного калориметра для диапазона субмиллиметровых волн осуществить трудно из-за большой длины волновода, у которого будут большие потери на затухание.

Большим достоинством ледяного калориметра является независимость его чувствительности от конструктивного выполнения калориметрического тела, все определяется физическими постоянными рабочего вещества.

Ледяной калориметр является абсолютным прибором, так как измеряемая мощность выражается через известные физические постоянные, изменение суммарного объема и время действия высокочастотной мощности. При вычислении полной погрешности ледяного калориметра следует учитывать неточность принятых значений физических постоянных льда и воды, ошибку определения поправки на потери СВЧ мощности в подводящем волноводе, неточность определения поправки на остаточный теплообмен между калориметрическим сосудом и термостатом, случайные изменения объема, вызванные недостаточной жесткостью стенок калориметрического сосуда, ошибку определения поглощения нагрузки.

Максимальная погрешность ледяных калориметров при измерении средних уровней мощности сантиметрового и оптического диапазонов длин волн и энергии в импульсе оптических квантовых генераторов составляет примерно $\pm 2\%$.

Погрешность из-за неточности принятых физических постоянных льда и воды составляет около 0,75%. Эту погрешность можно уменьшить путем калибровки калориметра по мощности постоянного тока, которая рассеивается в подогревателе, расположенном на внешней поверхности калориметрической нагрузки.

Следует отметить, что ледяной калориметр представляет собой большую и сложную установку, в которой необходимо следить за состоянием ледяного покрытия нагрузки и наличием льда в термостате. Время подготовки прибора к работе составляет несколько часов. Такие кало-

риметры могут быть использованы как образцовые приборы, по которым можно калибровать и градуировать другие типы измерителей и индикаторов.

Изотермический волноводный калориметр с охлаждающим полупроводниковым термоэлементом изображен на рис. 7.14. Изотермичность калориметра, как указывалось,

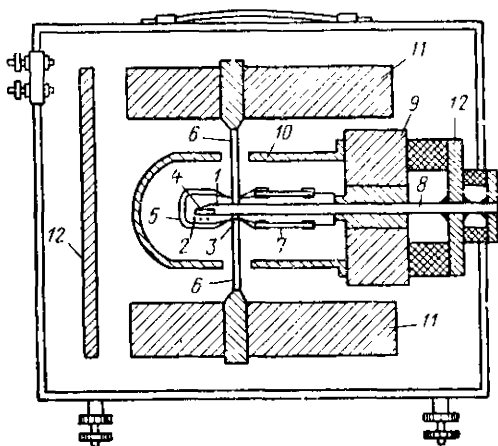


Рис. 7.14. Схема калориметра с охлаждающим термоэлементом:

1 — волноводная насадка, в которой размещена поглощающая нагрузка (2); 3, 4 — подогреватели; 5 — двухслойная крышка; 6 — охлаждающие термоэлементы; 7 — батарея термопар; 8 — волновод; 9, 10 — внутренние термооболочки; 11, 12 — внешние термооболочки корпуса.

достигается за счет эффекта Пельтье, т. е. охлаждения «холодного» спая разнородных металлов при прохождении через них постоянного тока.

Во время измерения в калориметрической системе одновременно происходят два процесса — выделение и поглощение тепла. При одинаковой скорости этих процессов температура системы остается неизменной и примерно равной температуре окружающей среды и, следовательно, тепловые потери калориметрической нагрузки практически отсутствуют, что приводит к минимальной погрешности из-за неэквивалентности тепловых потерь.

Неизменность температуры калориметрической насадки контролируется относительно внутренней оболочки батарей

термопар. Постоянство температуры внутренней оболочки во время измерений обеспечивается хорошей ее теплоизоляцией и демпфирующими свойствами внешней оболочки. Два подогревателя, расположенных на разных концах калориметрической насадки, необходимы для калибровки прибора по мощности постоянного тока и определения неэквивалентности остаточных тепловых потерь.

Дальнейшее уменьшение неэквивалентности тепловых потерь достигается применением многослойной крышки калориметрической системы 5, состоящей из тонких слоев металла, разделенных теплоизоляцией, соединенных между собой в месте присоединения охлаждающих термоэлементов и батареи термопар.

Измерение высокочастотной поглощенной мощности можно производить несколькими способами.

Первый состоит в том, что первоначально неизменную мощность охлаждения компенсируют мощностью постоянного тока одного из подогревателей. После подачи СВЧ сигнала, мощность которого измеряется, величину мощности постоянного тока снижают так, чтобы установилась первоначальная температура, контролируемая батареей термопар. Изменяемая мощность определяется как разность мощностей постоянного тока.

При измерении другим способом описываемый прибор работает как калориметр переменной температуры. При этом термоохлаждающий элемент не используется, а измеряемая мощность определяется сравнением ее с мощностью постоянного тока, который производит такой же нагрев калориметрической секции относительно окружающей температуры, как и СВЧ мощность.

В третьем способе измерения нагрев калориметрической секции за счет мощности СВЧ компенсируется мощностью охлаждения полупроводникового термоэлемента. Мощность охлаждения прямо пропорциональна проходящему через термоэлемент постоянному току и поглощенной СВЧ мощности. Калибровка производится путем рассеивания известной мощности постоянного тока в одном из нагревателей и фиксирования тока через термоэлемент при отсутствии показаний на термобатарею. Процесс измерения мощности можно автоматизировать и сократить этим время измерений (рис. 7.15). Сигнал термобатареи усиливают и подают на термоэлемент. Если термоэлемент работает на линейном участке своей характеристики, т. е. мощность

охлаждения прямо пропорциональна протекающему через него току, то ошибка компенсации системы обратной связи не зависит от уровня измеряемой мощности, а определяется только общим коэффициентом усиления:

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{1}{1 + K}, \quad (7.13)$$

где $\frac{\Delta P}{P}$ — относительная ошибка обработки системы обратной связи;

$K = K_1 K_2 K_3 K_4$ — общий коэффициент передачи системы;

K_1 — коэффициент преобразования калориметрической нагрузки, *град/вт*;

K_2 — коэффициент преобразования термобатареи, *мв/град*;

K_3 — коэффициент преобразования усилителя, *ма/мв*;

K_4 — коэффициент преобразования термоэлемента, *мвт/ма*.

Ток через термоэлемент связан с рассеиваемой в нагрузке тепловой мощностью соотношением

$$I = \frac{K_1 K_2 K_3}{1 + K} P, \quad (7.14)$$

т. е. постоянный ток через термоэлемент прямо пропорционален рассеянной в нагрузке тепловой мощности. Следовательно, шкала магнитоэлектрического измерителя тока

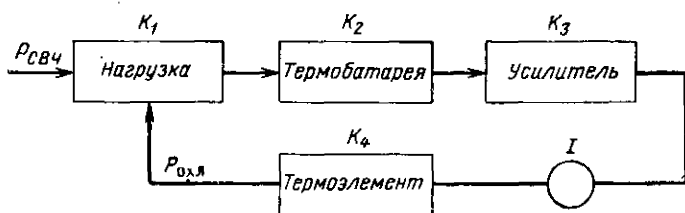


Рис. 7.15. Блок-схема системы автобалансировки в изотермическом калориметре.

будет линейна и калибровку по мощности постоянного тока на каждом пределе измерения можно производить только в одной точке.

Основные источники полной погрешности изотермических калориметров следующие: ошибки определения мощности калибровки, степени поглощения нагрузкой СВЧ

мощности и затухания подводящего тракта в зависимости от частоты, неэквивалентность тепловых потерь, непостоянство нуля системы и неточность замещения мощностью охлаждения.

В миллиметровом диапазоне длин волн созданы изотермические калориметры с охлаждающим термоэлементом, способные измерять мощность непрерывных колебаний от 2 до 120 *мвт* с максимальной погрешностью не более $\pm 1,5\%$. В оптическом диапазоне для измерения непрерывной мощности оптических квантовых генераторов достигнута погрешность измерений $\pm 0,5\%$.

Проточные калориметры

Поглощающая нагрузка такого калориметра представляет собой специальной формы трубку из диэлектрика с малыми потерями в рабочем диапазоне длин волн, по которой с постоянным расходом течет вода. Температура водяного потока на входе нагрузки с высокой степенью точности поддерживается равной температуре волновода, в который вмонтирована нагрузка.

Вода протекает сначала по медной трубке 1 (рис. 7.16), имеющей хороший тепловой контакт с измерительным волноводом и с холодными спаями батареи термопар 2, и затем по тефлоновой трубке 4 проходит в рабочем участке волновода. На выходе вода имеет тепловой контакт с горячими спаями батареи термопар. Калориметр состоит из толстостенного алюминиевого корпуса 3 с входным волноводом двухмиллиметрового сечения 6, который с помощью плавного медного перехода соединяется с измерительным участком волновода сечением $4,4 \times 4,4$ мм. В тефлоновой трубке размещается подогреватель 5, в котором можно рассеивать мощность постоянного тока. Хромель-алюмелевый термостолбик 2 состоит из 200 последовательно соединенных термопар.

Контролируемая термочувствительным элементом разность температур между входным и выходным потоками воды прямо пропорциональна рассеиваемой тепловой мощности и обратно пропорциональна расходу воды. Следовательно, измеряемая мощность может быть определена по формуле

$$P = \nu c \Delta T, \quad (7.15)$$

где ΔT — разность температур, °С;
 P — рассеиваемая в водяном потоке мощность, *вт*;
 c — удельная теплоемкость воды, *дж/г·град*;
 v — расход воды, *г/сек*.

Как видно из выражения (7.15), в проточных калориметрах принципиально осуществима абсолютная калибровка мощности. Однако большие погрешности измерения абсолютных значений малых приращений температуры и ма-

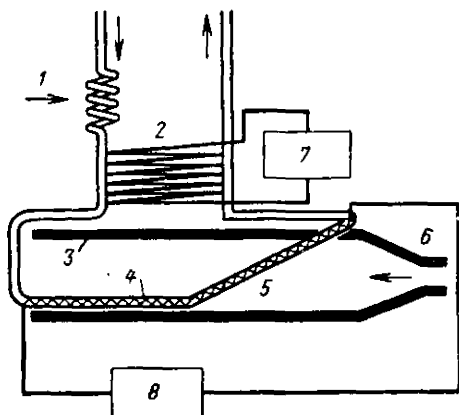


Рис. 7.16. Схема проточного калориметра:
 1 — медная трубка; 2 — батарея термопар; 3 — корпус;
 4 — тefлоновая трубка; 5 — подогреватель;
 6 — входной волновод; 7 — индикатор разности температур; 8 — источник постоянного тока.

лых расходов воды, а также неучитываемые потери тепла через теплопроводность, излучение и конвекцию, делают предпочтительным производить измерения методом замещения по мощности постоянного тока, который вызывает такой же нагрев протекающей воды, что и СВЧ мощность.

Неэквивалентность тепловых потерь может быть оценена путем сравнения результатов измерений одной и той же мощности при размещении нагревателя в различных местах вдоль нагрузки.

Основными составляющими полной погрешности калориметра с проточной водой являются ошибки определения мощности замещения, затухания в подводящем волноводе, степени поглощения СВЧ мощности в нагрузке, кроме того, на величину полной погрешности влияет непостоянство

расхода воды и ее температура на входе нагрузки, а также неэквивалентность тепловых потерь.

Описанный калориметр позволял измерять мощность непрерывных колебаний от $5 \cdot 10^{-5}$ *вт* до нескольких ватт с погрешностью $\pm 5\%$ в диапазоне частот от 100 до 180 *Гц*. В более коротковолновом участке диапазона следует учитывать потери в подводящем волноводе и степень поглощения СВЧ энергии в нагрузке.

7.2. ТЕПЛОВЫЕ ИЗМЕРИТЕЛИ ПРОХОДЯЩЕЙ МОЩНОСТИ

В коротковолновой части миллиметрового и в длинноволновой части субмиллиметрового диапазонов, где еще используются прямоугольные волноводы, в которых распространяются колебания основного вида, с успехом могут быть применены тепловые измерители проходящей мощности с поглощающей стенкой. Конструкции таких измерителей мощности, работающих в диапазоне сантиметровых волн,

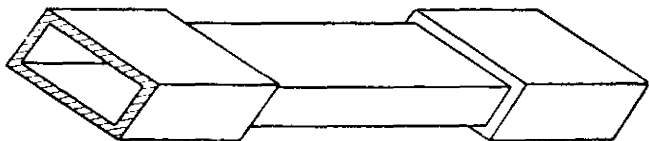


Рис. 7.71. Волноводная секция измерителя проходящей мощности.

описаны в работах [22 и 23]. Однако ввиду малых значений затуханий и довольно больших размеров волноводов чувствительность их низкая.

Для очень коротких длин волн увеличивающееся затухание и малые размеры волноводов позволяют создать довольно чувствительные и широкополосные измерители проходящей мощности.

Основным элементом таких измерителей является тонкостенный участок волновода из металла с большим удельным сопротивлением (рис. 7.17), расположенным между толстостенными участками волноводов, концы которых имеют фланцы. Такая измерительная секция включается в волноводный тракт. Стенки волновода должны иметь толщину, превышающую в 3—5 раз глубину проникновения тока вследствие поверхностного эффекта на самой

длинной волне, пропускаемой по волноводу, чтобы полностью отсутствовало излучение через сам волновод. Длина тонкостенного участка волновода должна составлять несколько длин волн для уменьшения погрешности показаний, обусловленной фазой коэффициента отражения нагрузки.

При прохождении по волноводу электромагнитной энергии часть мощности поглощается тонкостенным участком. Температура тонкостенного волновода при этом повышается. Повышение температуры прямо пропорционально поглощенной и проходящей мощностям и может быть зарегистрировано при помощи термпар или по изменению сопротивления тонкостенного волновода постоянному току (волноводный болометр). Во втором случае материал тонкостенного участка должен обладать большим температурным коэффициентом сопротивления. Оба эти способа позволяют осуществить абсолютную калибровку измерителей по мощности постоянного тока и экспериментально определенному коэффициенту затухания.

Рассматриваемая система практически не вносит изменений в волноводный тракт и не снижает уровня мощности, пропускаемого волноводом данного сечения. Полоса пропускания прибора определяется полосой волновода.

Распределение температуры по периметру тонкостенного волновода при рассеянии в нем высокочастотной мощности и мощности постоянного тока можно получить после решения уравнения теплопроводности. Постановка такой задачи вызывается тем, что при пропускании постоянного тока мощность его распределяется равномерно по толщине, а СВЧ мощность выделяется в тонком поверхностном слое внутри волновода. Вследствие этого можно ожидать и неравномерности распределения температуры.

Рассмотрение ограничим случаем волны H_{10} в прямоугольном волноводе. Примем следующие упрощающие предположения: распределение температуры вдоль волновода равномерное, т. е. тонкостенный участок волновода достаточно длинен и высокочастотное затухание невелико; теплообмен с внешней средой однозначно характеризуется коэффициентом теплоотдачи α , в которой включен теплообмен через теплоизлучение, теплопроводность окружающей среды и конвекцию.

Поверхностное распределение мощности высокочастотных потерь вдоль широкой стенки волновода подчиняются закону

$$P(x) = f \left(\cos^2 \frac{\pi x}{a} + v \sin^2 \frac{\pi x}{a} \right),$$

$$v = \left(\frac{\lambda_{\text{кр}}}{\lambda_0} \right)^2 - 1, \quad (7.16)$$

$$f = \frac{P_{\sim}}{2b + (1+v)a},$$

где P_{\sim} — высокочастотная мощность, выделяющаяся в единице длины волновода;

a и b — стороны прямоугольного волновода;

$\lambda_{\text{кр}}$ — критическая длина волны волновода;

λ_0 — длина волны в свободном пространстве;

x — координата вдоль широкой стенки волновода.

По узкой стенке распределение мощности потерь равномерно:

$$P(y) = f = \text{const}. \quad (7.17)$$

Распределение температуры по периметру тонкостенного волновода находится из решения уравнения теплопроводности для стационарного состояния

$$\frac{d^2 T}{dx^2} - \gamma^2 T = -\frac{P(x)}{k\delta}, \quad (7.18)$$

где

$$\gamma^2 = \frac{2\alpha}{k\delta};$$

α — коэффициент теплоотдачи;

k — коэффициент теплопроводности;

δ — толщина волновода.

Уравнение (7.18) записано для широкой стенки волновода. Для узкой стенки волновода в правую часть уравнения необходимо поставить распределение источников тепла (7.17).

После решения уравнений теплопроводности с условиями непрерывности температуры и ее производной на гранях волновода получим следующие распределения

$$T(x) = \eta + \kappa \cos 2 \frac{\pi x}{a} - \mu \frac{\text{sh} \gamma \frac{b}{2}}{\text{sh} \gamma \frac{a+b}{2}} \text{ch} \gamma \frac{2x-a}{2}, \quad (7.19)$$

$$T(y) = \frac{f}{2\alpha} + \mu \frac{\text{sh} \gamma \frac{a}{2}}{\text{sh} \gamma \frac{a+b}{2}} \text{ch} \gamma \frac{2y-b}{2},$$

где

$$\kappa = \frac{f(1-v)}{2k\delta \left[\gamma^2 + \left(\frac{2\pi}{a} \right)^2 \right]};$$

$$\eta = \frac{f(1+\nu)}{2k\delta\gamma^2};$$

$$\mu = \eta + \kappa - \frac{f}{2\alpha}.$$

Из полученных выражений можно сделать вывод, что температура в середине узкой стенки имеет минимум

$$T_{\text{мин}} = \frac{f}{2\alpha} + \mu \frac{\text{sh } \gamma \frac{b}{2}}{\text{sh } \gamma \frac{a+b}{2}}, \quad (7.20)$$

а в середине широкой стенки — максимум

$$T_{\text{макс}} = \eta - \kappa - \mu \frac{\text{sh } \gamma \frac{b}{2}}{\text{sh } \gamma \frac{a+b}{2}}. \quad (7.21)$$

Если по тонкостенному волноводу протекает постоянный ток распределение температуры по периметру будет постоянным и равным

$$T = \frac{P}{4\alpha(a+b)},$$

где P — мощность постоянного тока, выделяющаяся на единице длины волновода.

Вычислим относительную неравномерность распределения температуры по периметру волновода, нагреваемого высокочастотной мощностью, а также относительную разность температур в середине широкой стенки волновода при рассеянии на волноводе высокочастотной мощности и равной ей мощности постоянного тока. Для нагретого тела в закрытом объеме при атмосферном давлении и перепаде температур относительно окружающей среды не более 20°C коэффициент теплоотдачи можно взять равным

$$\alpha = 10^{-4} \frac{\text{кал}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}} \quad [23].$$

Положим $k = 0,1 \frac{\text{кал}}{\text{ом} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}}$, т. е. волновод изготовлен из никеля, толщина стенки $\delta = 10^{-3}$ см и $\nu = 3$ и произведем расчет, результаты которого сведены в таблицу 1 (табл. 7.1).

Из полученных результатов можно сделать вывод о том, что погрешность, обусловленная неравномерностью распределения температуры по периметру волновода, при использовании метода замещения становится меньше при уменьшении поперечного сечения волновода и для коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов не превышает 0,5%.

Таблица 7.1

| Сечение волно- вода, мм | $\frac{T_{\text{макс}} - T_{\text{мин}}}{T_{\text{мин}}}$, % | $\frac{T_{\text{макс}} - T_{\text{ср}}}{T_{\text{ср}}}$, % |
|----------------------------|--|--|
| 10×23 | 75 | 32 |
| 3,4×7,2 | 7,5 | 3,8 |
| 1,8×3,6 | 2,0 | 0,43 |
| 0,8×1,6 | 0,5 | 0,10 |

Распределение мощности СВЧ по толщине стенки выражается формулой

$$P = P_0 e^{-\frac{x}{\Delta}}, \quad (7.22)$$

где P_0 — поверхностная плотность мощности на внутренней стенке волновода;

Δ — глубина слоя поверхностного эффекта по мощности, в два раза меньшая глубины этого слоя по полю;

x — координата по толщине волновода.

Уравнение теплопроводности:

$$\frac{d^2 T}{dx^2} = -\frac{P_0}{k} e^{-\frac{x}{\Delta}} \quad (7.23)$$

с граничными условиями:

$$1) \quad k \frac{dT}{dx} \Big|_{x=0} = \alpha T(0).$$

$$2) \quad k \frac{dT}{dx} \Big|_{x=\delta} = -\alpha T(\delta).$$

Решение будет иметь вид

$$T(x) = -\frac{P_0 \Delta^2}{k} e^{-\frac{x}{\Delta}} + C_1 x + C_2, \quad (7.24)$$

где константы C_1 и C_2 находятся из граничных условий

$$C_1 = \frac{P_{\text{свч}} \left[e^{-\frac{\delta}{\Delta}} \left(\frac{\alpha \Delta}{k} - 1 \right) - \left(\frac{\alpha \Delta}{k} + 1 \right) \right]}{k \left(1 - e^{-\frac{\delta}{\Delta}} \right) \left(2 + \frac{\alpha \delta}{k} \right)}, \quad (7.25)$$

$$C_2 = \frac{P_{\text{свч}} \left[e^{-\frac{\delta}{\Delta}} \left(\frac{\Delta}{k} - \frac{1}{\alpha} \right) + \frac{1}{k} \left(\delta + \frac{k}{\alpha} \right) \left(\frac{\alpha \Delta}{k} + 1 \right) \right]}{\left(1 - e^{-\frac{\delta}{\Delta}} \right) \left(2 + \frac{\alpha \delta}{k} \right)},$$

$$P_{\text{свч}} = P_0 \Delta \left(1 - e^{-\frac{\delta}{\Delta}} \right).$$

Для значений параметров $\Delta \ll 10^{-4}$ см, $\alpha = 10^{-4} \frac{\text{кал}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}}$, $\delta = 10^{-3}$ см и $k = 0,1 \frac{\text{кал}}{\text{см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}}$ справедливы следующие соотношения;

$$\frac{\alpha \Delta}{k} \ll 1, \quad \frac{\alpha \delta}{k} \ll 1, \quad e^{-\frac{\delta}{\Delta}} \ll 1$$

и постоянные интегрирования соответственно равны

$$C_1 = -\frac{P_{\text{свч}}}{2k} \quad (7.26)$$

и

$$C_2 = \frac{P_{\text{свч}}}{2\alpha}.$$

Исследуя выражение для температуры в общем виде (7.24), видим, что температура по толщине стенки распределена неравномерно. Относительная неравномерность распределения температуры вследствие большой теплопроводности металла для принятых ранее значений параметров не превышает $10^{-3}\%$.

Дальнейший анализ показывает, что при постоянном токе, т. е. при равномерном распределении мощности по толщине стенки, выражение для распределения температуры примет вид [24]

$$T_{\text{=}}(x) = \frac{P_{\text{пг}}}{2} \left(-\frac{x^2}{k\delta} + \frac{x}{k} + \frac{1}{\alpha} \right). \quad (7.27)$$

При этом относительная неравномерность распределения температуры будет

$$\frac{T_{\text{=}}\left(\frac{\delta}{2}\right) - T_{\text{=}}(\delta)}{T_{\text{=}}(\delta)} = \frac{\alpha \delta}{4k}, \quad (7.28)$$

а после подстановки значений α , δ и k будет составлять меньшую величину, чем при поглощении высокочастотной мощности. Следовательно, метод замещения и с этой точки зрения оправдан.

При коэффициенте стоячей волны нагрузки, близкой к единице, небольшой длине тонкостенного волновода и небольшой величины затухания высокочастотной энергии распределение источников тепла вдоль тонкостенного волновода можно считать равномерным.

Поэтому данная задача сводится к нагреванию волновода постоянным током [25] и для стационарного состояния будет иметь вид

$$T(x) = \frac{P}{2\alpha} \left[1 - \frac{\text{sh } \gamma x - \text{sh } \gamma (l-x)}{\text{sh } \gamma l} \right], \quad (7.29)$$

где P — мощность постоянного тока, выделяющаяся в единице длины волновода;

l — длина тонкостенного участка волновода.

Распределение температуры вдоль волновода будет симметричным относительно середины, где температура будет иметь максимум. Из рассмотрения продольного распределения температуры можно сделать следующие выводы:

1. Температура на тонкостенном участке волновода прямо пропорциональна выделяющейся на нем мощности и обратно пропорциональна коэффициенту теплообмена с внешней средой.

2. Температура на тонкостенном волноводе тем меньше, чем больше теплопроводность материала волновода и коэффициент теплообмена с внешней средой.

Если тонкостенный участок волновода используется как болометр, т. е. регистрируется изменение его сопротивления при поглощении высокочастотной мощности, то следует учитывать неравномерность распределения температуры по периметру и толщине волновода. Проведенные выше вычисления показывают, что в коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов эти неравномерности составляют малую величину и изменение сопротивления волновода соответствует выражению

$$\Delta R = R_0 \frac{q}{4\alpha(a+b)} P, \quad (7.30)$$

где R_0 — начальное сопротивление волноводного участка
 q — температурный коэффициент сопротивления материала волновода.

Это же выражение получается после определения изменения сопротивления путем интегрирования по периметру и толщине с учетом распределений температуры по данным направлениям.

С уменьшением длины волны и поперечного сечения волновода основные характеристики измерителя улучшаются: повышается чувствительность, затухание волновода на длине в несколько сантиметров становится таким, что легко измеряется самыми простыми способами.

Основными систематическими погрешностями измерителей с тонкостенными участками волноводов являются зависимость показаний от частоты и коэффициента отражения нагрузки.

В зависимости от частоты показания таких измерителей изменяются в соответствии с изменением затухания волны H_{10} в прямоугольном волноводе и поправка может быть внесена с довольно хорошей точностью.

Если источник высокочастотных колебаний имеет коэффициент отражения, равный нулю, то на результат измерений может влиять как фаза, так и модуль коэффициента отражения нагрузки.

Зависимость показаний от фазы коэффициента отражения может быть минимальной, если длина тонкостенного участка волновода составляет несколько длин волн. От модуля коэффициента отражения нагрузки относительные показания прибора зависят следующим образом:

$$\frac{\Delta i}{i_0} = \frac{|\rho_n|^2 (1 - N)}{1 - |\rho_n|^4}, \quad (7.31)$$

где i_0 — показания прибора при $|\rho_n| = 0$;

(ρ_n) — модуль коэффициента отражения нагрузки;

Δi — абсолютные изменения показаний, вызванные отражением нагрузки;

N — часть входной мощности, которая затухает в тонкостенном участке волновода.

С увеличением коэффициента отражения нагрузки погрешность измерения проходящей мощности, которая поглощается в той же нагрузке, резко возрастает, но имеет положительный знак и может быть исключена.

В Харьковском государственном университете имени А. М. Горького были разработаны измерители проходящей мощности с использованием тонкостенного участка волноводов сечением $7,2 \times 3,4 \text{ мм}^2$ и $3,6 \times 1,8 \text{ мм}^2$.

Максимальная погрешность измерений абсолютных значений мощности может быть достигнута $\pm 10\%$. В субмиллиметровом диапазоне радиоволн эта погрешность может быть уменьшена.

7.3. ПОНДЕРОМОТОРНЫЕ ИЗМЕРИТЕЛИ МОЩНОСТИ

За последние годы в сантиметровом диапазоне разработаны пондеромоторные измерители мощности [26—29], использующие механическое давление электромагнитных волн на отражающие поверхности. Экспериментально наличие светового давления впервые было доказано замечательными опытами П. Н. Лебедева. И только спустя много лет этот эффект был использован для измерения мощности сверхвысоких частот. В последнее время пондеромоторные измерители находят широкое применение для измерения импульсной энергии и непрерывной мощности оптических квантовых генераторов [30—32].

В субмиллиметровом диапазоне может быть использовано явление давления электромагнитных волн на отражающую поверхность в свободном пространстве или подвижное зеркало открытого резонатора [33]. Пондеромоторный измеритель мощности с подвижным зеркалом (рис. 7.18) состоит из двух скрепленных подвижных дисков 1, подвешенных симметрично на вертикально растянутой проволоке, волноводного входа 2, оканчивающегося дисковым зеркалом 3 с отверстием связи, и двух пластин 4, расположенных вблизи подвижных дисков. Один из подвижных дисков и зеркало на конце волновода образуют открытый резонатор. Неподвижные пластины совместно с подвижными дисками образуют два конденсатора, один из которых используется для индикации отклонения подвижного зеркала по изменению емкости, а другой — для калибровки.

Сила давления, действующая на подвижное зеркало открытого резонатора при расстоянии между зеркалами, равном половине длины волны, будет

$$F = \frac{2P_0}{c} \frac{Q}{\pi} = F_0 \frac{Q}{\pi}, \quad (7.32)$$

где P_0 — измеряемая высокочастотная мощность;
 c — скорость света;
 Q — нагруженная добротность резонатора;
 F_0 — сила, действующая на отражающий элемент в свободном пространстве.

Сила давления волн сместит подвижное дисковое зеркало на малую величину, при которой условия резонанса не нарушаются, и вызовет изменение емкости между неподвижной пластинкой и подвижным диском. В индикатор-

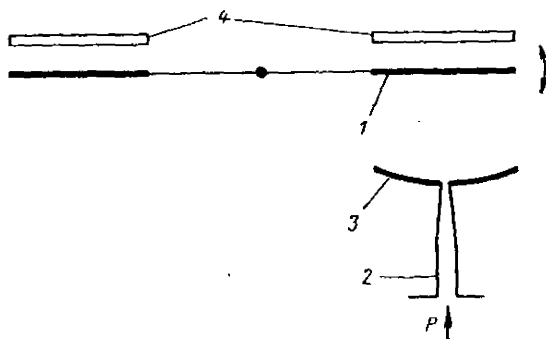


Рис. 7.18. Пондеромоторный измеритель мощности с подвижным зеркалом открытого резонатора.

ном контуре возбуждены колебания с частотой, несколько отличной от резонансной. Изменение емкости, входящей в контур, приводит к расстройке контура, которая регистрируется по изменению падения напряжения на нем.

Калибровка прибора состоит в следующем. Сила давления замещается силой притяжения между обкладками плоского конденсатора, образованного дисковым зеркалом и неподвижной пластиной, который входит в механическую систему датчика. Сила притяжения связана с параметрами конденсатора и напряжением на его обкладках следующим образом:

$$F_{\kappa} = \frac{V_{\kappa}^2 S}{2\pi h^2}, \quad (7.33)$$

где V_{κ} — разность потенциалов между пластинами;
 S — площадь пластин;
 h — расстояние между пластинами.

Зная величину $F_{\text{н}}$, можно прокалибровать индикаторную систему непосредственно в единицах силы.

Согласование открытого резонатора с волноводным трактом осуществляется изменением отверстия связи открытого резонатора. После согласования волноводного тракта измеряют нагруженную добротность резонатора Q .

Для повышения чувствительности устройства используется модуляционный способ измерений, когда высокочастотный сигнал воздействует на приемный элемент в течение промежутка времени, равного половине периода собственных колебаний механической системы. Отклонения индикатора увеличиваются в число раз, равное добротности механической системы. Калибровка производится подачей импульсов напряжения с такой же длительностью на конденсатор и регистрацией отклонения индикаторного прибора.

Нижний предел измерения мощности составляет несколько десятков милливольт и ограничивается механическими шумами и конвекционными потоками воздуха приемного элемента. Механические шумы значительно уменьшаются выбором подвески с увеличенным моментом инерции. Конвекционные потоки могут быть устранены помещением всего устройства в вакуумную камеру, но это сильно усложняет конструкцию прибора и работу с ним.

Радиометрический эффект, который может приводить к систематической погрешности, практически отсутствует ввиду большого коэффициента отражения подвижного зеркала для электромагнитного излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов и нагрева зеркала за счет поглощения энергии и перепада температуры по толщине не происходит.

В миллиметровом диапазоне с таким устройством прибора получили максимальную погрешность измерений примерно $\pm 25\%$. В коротковолновой части миллиметрового диапазона, где волноводные устройства позволяют измерять согласование резонатора с одноволновым волноводом и нагруженную добротность открытого резонатора, максимальная погрешность увеличиваться не будет.

В открытой квазиоптической линии передачи может быть использован оптический вариант пондеромоторного измерителя [34—36] (рис. 7.19). Измеряемая мощность падает на отражающее металлическое зеркало, расположенное на расстоянии r от оси вращения подвижной систе-

мы крутильных весов. Под давлением электромагнитных волн создается момент, который поворачивает подвижную систему до тех пор, пока противодействующий момент кварцевой нити его не скомпенсирует. Угол поворота может отсчитываться, например, с помощью осветительной лампочки, индикаторного зеркала и отсчетной шкалы. Под

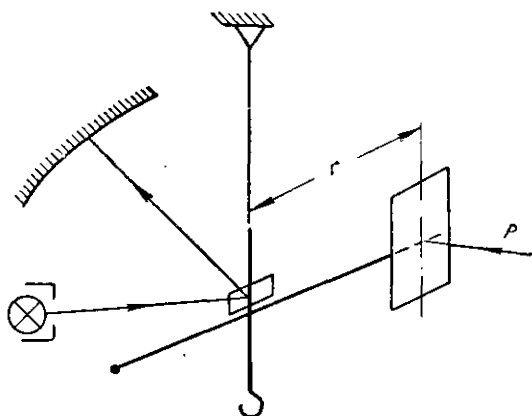


Рис. 7.19. Пондеромоторный измеритель мощности с отражающей пластинкой.

действием высокочастотной энергии, падающей нормально к пластине, подвижная система отклонится на угол

$$\theta = \frac{P}{c} \frac{(1+R)r}{W}, \quad (7.34)$$

где P — падающая мощность;

c — скорость света;

R — коэффициент отражения зеркала;

W — жесткость кварцевой нити;

θ — угол поворота;

r — расстояние зеркала от оси вращения системы.

Из выражения (7.34) видно, что угол поворота подвижной системы прямо пропорционален падающей мощности, расстоянию зеркала от оси вращения и обратно пропорционален жесткости нити. Коэффициент отражения металлического зеркала в рассматриваемом диапазоне длин волн близок к единице.

Конвекционные потоки воздуха можно уменьшить размещением отражающего зеркала в небольшой камере, из-

готовленной из материала с большой теплоемкостью и большим коэффициентом теплопроводности. Входное окно изготавливают из материала с малыми потерями, например из пенополистирола. Камера позволяет свести к минимуму внутренние перепады температуры, за счет которых и возникают конвекционные потоки.

Большой коэффициент отражения приемного зеркала не приводит к его сколько-нибудь заметному нагреву, что исключает появление мешающего радиометрического эффекта. Остаточные конвекционные потоки учитываются путем измерения одной и той же величины мощности, подаваемой с противоположных сторон, и за результат измерения берется среднее арифметическое из двух измерений.

При абсолютных измерениях мощности по углу поворота подвижной системы следует определить удельную жесткость кварцевой нити W . Удельная жесткость нити может быть легко найдена из измерений собственного периода колебаний подвижной системы с учетом известного момента инерции дополнительного груза J_1 :

$$W = \frac{\xi_0 \xi_1}{\xi_0 T_1^2 - \xi_1 T_0^2} J_1. \quad (7.35)$$

Здесь

$$\xi_0 = \sqrt{4\pi^2 + \delta_0^2};$$

$$\xi_1 = \sqrt{4\pi^2 + \delta_1^2};$$

δ_0 и δ_1 — логарифмические декременты затухания самой подвижной системы и с добавленным моментом инерции I_1 ;

T_0 и T_1 — собственный период колебаний подвижной системы и с добавленным моментом инерции I_1 .

Для индикации поворота подвижной системы может быть использован фотоэлектрооптический усилитель, показания выходного прибора которого могут быть градуированы в единицах угла.

Увеличение чувствительности прибора достигается использованием более тонких кварцевых нитей. При малом весе подвижной системы весь прибор очень чувствителен к толчкам и сотрясениям. Уменьшить инерционность прибора можно путем введения отрицательной обратной связи [37] с сохранением необходимой степени успокоения

системы. Система отрицательной обратной связи может быть выполнена по схеме, изображенной на рис. 7.20. Приемный элемент (ПЭ) жестко связан с рамкой магнитоэлектрической системы P . Угол поворота рамки определяется с помощью осветительной лампочки, зеркала на подвеске и двух фоторезисторов (ΦP), включенных в мостовую схему с индикатором в диагонали. В исходном состоянии освещенность фоторезисторов одинакова и мост сбалансирован.

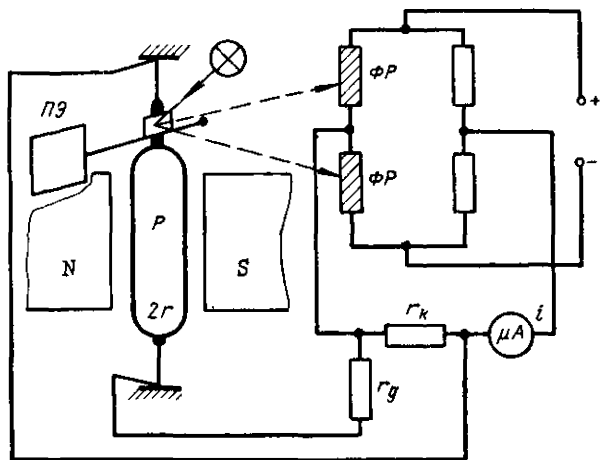


Рис. 7.20. Схема отрицательной обратной связи в пондеромоторном измерителе мощности.

Воздействие высокочастотной мощности на приемный элемент поворачивает систему и изменяет освещенность фоторезисторов. Часть появившегося в диагонали моста тока ответвляется в рамку и стремится возвратить ее в исходное состояние. Система такого рода представляет собой гальванометрический компенсатор момента. Введение отрицательной обратной связи эквивалентно повышению жесткости нити на величину $W_{ал}$. Отклонения стрелки индикатора, включенного в диагональ моста, пропорциональны углу поворота системы.

Пондеромоторная сила электромагнитных волн, воздействующая на приемный элемент, вызовет ток индикатора

$$i_0 = \frac{(1 + R) r P}{c W_{\Sigma}} k, \quad (7.36)$$

где $W_{\Sigma} = W + W_{\text{пл}}$ — суммарная жесткость нити;
 k — коэффициент углового преобразования системы.

Калибровка прибора с обратной связью может быть произведена сравнением вращающих моментов, создаваемых высокочастотной мощностью, и протекающим через рамку постоянным током. Если через рамку P пропустить ток i_2 , то через индикаторный прибор пройдет ток

$$i'_0 = \frac{\Psi k}{W_{\Sigma}} i_2, \quad (7.37)$$

где Ψ — потокосцепление рамки.

Для равных вращающих моментов токи индикаторного прибора будут равны $i_0 = i'_0$, что соответствует величине высокочастотной мощности

$$P = \frac{c\Psi}{(1+R)r} i_2. \quad (7.38)$$

Таким образом, для определения высокочастотной мощности необходимо дополнительно знать величину потокосцепления Ψ , которую легко измерить, и ток i_2 через рамку, вызывающий такой же вращающий момент, как и измеряемая мощность. В данном случае отпадает необходимость определять жесткость нити, так как она в основное выражение для мощности не входит.

Как показано в работе [38], электромагнитные волны с круговой поляризацией обладают моментом количества движения

$$M = \pm \frac{PS}{2\pi c} \lambda, \quad (7.39)$$

где M — вращающий момент;

P — плотность мощности электромагнитных волн с круговой поляризацией;

S — площадь, через которую проходит СВЧ энергия;

λ — длина волны;

c — скорость распространения электромагнитных волн.

Знак вращающего момента зависит от направления вращения поляризации. Если на пути распространения электромагнитных волн поставить поглощающую пластинку, то ей будет сообщен вращающий момент такой же величины, какой был у волны. Но при этом будет происходить

нагрев пластинки и могут появиться мешающие конвекционные потоки.

В открытых линиях передачи для измерения мощности можно использовать также эффекты передачи момента вращения кристаллам, у которых различаются диэлектрические или магнитные проницаемости по основным направлениям. Если линейно поляризованная электромагнитная волна проходит через кристалл параллельно одной из осей, а диэлектрические проницаемости по другим осям не равны между собой, то кристалл получит момент вращения

$$M = \frac{E_1 E_2}{2\pi} S (n_1 + n_2) \lambda \sin (m_1 l - m_2 l), \quad (7.40)$$

где E_1 и E_2 — составляющие электрического поля по осям кристалла;

S — площадь, через которую проходят электромагнитные волны;

n_1 и n_2 — коэффициенты преломления по поперечным осям;

l — толщина кристалла;

m_1 и m_2 — волновые числа по поперечным направлениям.

Для волны с круговой поляризацией вращающий момент будет

$$M = \frac{E^2}{2\pi} S \lambda (n_1 + n_2) [\cos (m_1 - m_2) l - 1]. \quad (7.41)$$

В таких устройствах по направлению вращения кристалла можно определять направление вращения вектора поляризации электрического поля.

7.4. БОЛОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛИ МОЩНОСТИ

В субмиллиметровом диапазоне длин волн использовать бусиновые термисторы и нитяные болометры для абсолютных измерений мощности практически невозможно ввиду технологических сложностей изготовления, трудностей согласования с линией передачи и определения коэффициента полезного действия головок.

Широко распространенные в технике сантиметровых волн пленочные металлические болометры [39—43] могут быть использованы в многоволновых волноводах только

в случаях, когда они перекрывают все поперечное сечение волновода. Измерение высокочастотной мощности пленочными болометрами основано на изменении их сопротивления при нагреве, независимо от способа нагрева. Следовательно, материал пленки должен обладать значительным температурным коэффициентом сопротивления, хорошими антикоррозийными свойствами и сохранять свои характеристики в течение продолжительного времени. Чаще всего для этих целей используют золото, платину, палладий и никель, наносимые на тонкую слюдяную подложку вакуумным распылением.

Возможность использования метода замещения при абсолютных измерениях мощности металлическими болометрами требует выполнения следующих условий: 1) толщина пленки должна быть значительно меньше глубины скинслоя в интересующем диапазоне длин волн; 2) сопротивление болометра должно быть пропорционально его абсолютной температуре; 3) повышение температуры в любой точке вдоль болометра должно быть пропорционально мощности, рассеиваемой в этой точке.

При выполнении этих условий общее изменение сопротивления болометра будет пропорционально рассеянной мощности.

Впервые металлопленочный болометр, закрывающий все поперечное сечение волновода, был применен для измерения мощности многих видов колебаний в 10-см диапазоне длин волн [44]. Поперечная пленка поглощала только часть проходящей мощности многих видов колебаний, остальная часть поступала в нагрузку.

В другом варианте [45] для измерения мощности колебаний сантиметрового диапазона была использована размещенная поперек волновода проволочная решетка, изготовленная из стеклянных нитей с нанесенным проводящим поглощающим слоем или волластоновских нитей. Расстояние между проволоками выбиралось меньше четверти самой короткой длины волны, распространяющейся по волноводу. Снаружи проволочки соединялись параллельно и включались в болометрический мост.

Измерение мощности многих видов колебаний в субмиллиметровом диапазоне с помощью проволочных решеток, установленных в волноводе, затруднительно из-за малого периода решетки и необходимости иметь две решетки, чтобы болометр реагировал на перпендикулярную и парал-

тельную поляризации электромагнитного поля. Наиболее удобными являются пленочные металлические болометры, расположенные для лучшего согласования под углом к оси волновода (рис. 7.21). Если толщина пленки небольшая и пленка поглощает определенную незначительную часть падающей мощности, то болометр может служить измерителем проходящей мощности. Если сопротивление болометра имеет величину, близкую к волновому сопротивлению волновода, то вся падающая мощность будет поглощаться пленкой и устройство будет измерять полную мощность.

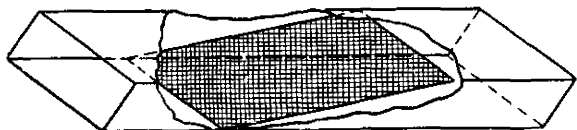


Рис. 7.21. Пленочный болометр в многоволновом волноводе.

Для лучшего согласования за пленкой можно разместить короткозамыкающую заглушку, тогда прошедшая мощность отразится от нее и снова попадет на пленку. Устройство с короткозамыкающей заглушкой дает более равномерное распределение поглощенной мощности по поверхности пленки.

Исследование металлопленочного болометра, установленного в волноводном сечении $1,8 \times 3,6 \text{ мм}^2$ и расположенного под углом к широкой стенке, показало, что коэффициент отражения по мощности в диапазоне длин волн от 5 до 0,5 мм не превышает 4%.

Устройство болометрической головки показано на рис. 7.22. Отрезок прямоугольного волновода имеет наклонный разрез по узкой стенке. Болометрический элемент зажимается между участками волновода. Чтобы не происходило замыкание болометра через волновод, поверхности срезов покрываются тонким изолирующим слоем. С одной стороны волновода ставится короткозамыкающая заглушка. Болометрический элемент включается в схему моста, и измерение мощности проводят обычными способами.

Длина платинового болометра составляла около 15 мм.

Конструкция наиболее распространенного типа болометра показана на рис. 7.23, а [46]. На стеклянную или

слюдяную пластинку методом испарения в вакууме нанесен термочувствительный слой толщиной несколько сот ангстрем. Термочувствительный слой наносят таким образом, чтобы он наполовину покрывал концы болометра, на которых методом вжигания нанесены токоподводящие пленки серебра. На термочувствительный слой и токопроводы также методом испарения в вакууме нанесены контактные перекрывающиеся полоски из того же материала, толщиной 0,2—1 мкм так, чтобы расстояние между кромками этих полосок было равно диагональному срезу

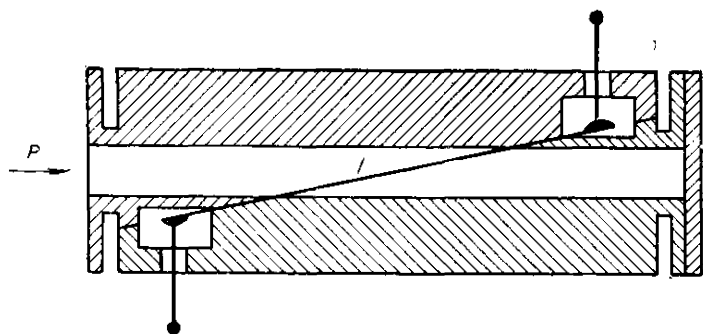


Рис. 7.22. Схема болометрической головки.

волновода. Концы болометра залуживают и к ним припаивают выводные проводники. Перекрывающиеся полоски обеспечивают надежность и стабильность контакта с самим болометром. Ширина термочувствительного слоя равна ширине волновода.

Металлопленочные болометры характеризуются стабильностью параметров, повторяемостью результатов измерений, хорошим согласованием с высокочастотным трактом. Однако они обладают малой чувствительностью, не позволяющей измерять мощности ниже нескольких сотен микроватт.

Повысить чувствительность металлопленочного болометра примерно на порядок можно применением полупроводниковой пленки [47]. Устройство такого болометра показано на рис. 7.23, б. С одной стороны на тонкую слюдяную или стеклянную подложку наносят поглощающий металлический слой из нихрома. Выводы нихромовой пленки выполняют так же, как в рассмотренном выше ме-

таллопленочном болометре. Нихром в качестве материала для пленки выбран потому, что он обладает хорошей стабильностью во времени и малым температурным коэффициентом сопротивления. Благодаря этому не происходит рассогласования волноводного тракта при нагреве пленки. На другую сторону подложки вакуумным распылением наносится пленка чистого германия, сопротивление которой примерно на порядок выше, чем нихромовой пленки, и она не влияет на согласование с волноводным трактом.

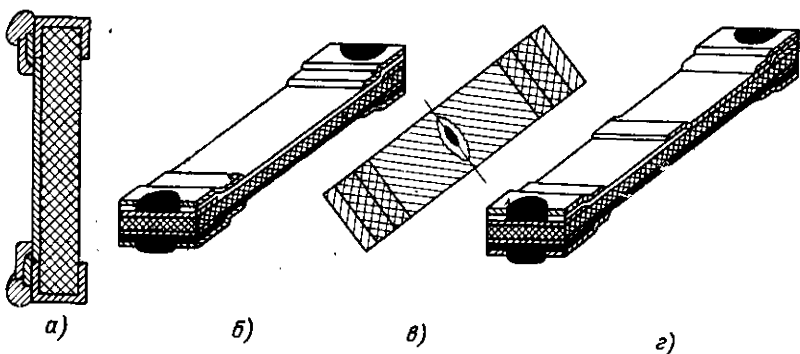


Рис. 7.23. Наиболее распространенные пленочные болометры: а — металлопленочный болометр; б — металлическая пленка с полупроводниковым болометром; в — болометр-термистор; г — болометр с полупроводниковой пленочной термопарой.

Использовать висмут или сурьму для полупроводниковой пленки нежелательно, так как тонкие слои таких пленок очень нестабильны. Высокочастотная мощность поглощается нихромовой пленкой и благодаря малой толщине подложки нагревает полупроводниковую пленку, изменение сопротивления которой регистрируется мостовой схемой. Величина мощности СВЧ колебаний определяется сравнением ее с мощностью постоянного тока, рассеиваемой в нихромовой пленке.

Другой метод повышения чувствительности измерителя мощности основан на использовании положительных свойств металлического болометра и высокой чувствительности терморезистора [48]. Для регистрации повышения температуры нагрева нихромовой пленки на ее поверхность наклеивают терморезистор типа ТШ-1 (рис. 7.23. в). Терморезистор позволяет в несколько раз повысить чув-

ствительность измерителя мощности. Подобные устройства были использованы в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн [49], только в них вместо терморезистора применялась термопара. Выводы терморезистора располагают параллельно широкой стенке волновода.

Еще один способ повышения чувствительности заключается в том, что на одной из сторон подложки сбразуют полупроводниковую пленочную термопару (рис. 7.23, з).

Чувствительности описанных болометров в пересчете на номинальные значения сопротивлений элементов следующие: металлопленочный болометр $0,1—0,2$ ом/мвт, металлическая пленка с полупроводниковым болометром $2—3$ ом/мвт, «болометр-термистор» $3—5$ ом/мвт; металлическая пленка с полупроводниковой пленочной термопарой около 1 мв/мвт.

У всех болометров следует проверять неэквивалентность тепловых потерь, если СВЧ мощность определяется сравнением с мощностью постоянного тока, так как в многоволновых волноводах в продольном направлении пленки могут возникать градиенты температур. Это особенно важно для болометров, у которых измеряется температура в локальных областях пленки.

Коэффициент полезного действия болометрической головки и систематическую погрешность, вызываемую неэквивалентностью тепловых потерь, можно экспериментально определить путем сравнения ее показаний с показаниями калориметрического измерителя мощности.

Рассмотренные типы болометров могут быть использованы для измерения мощности субмиллиметровых волн в свободном пространстве или в открытых линиях передачи. Для этого измеряемое излучение следует сфокусировать на поверхность приемного элемента. Так как излучение будет поглощаться при однократном отражении, то следует повышать степень поглощения нанесением дополнительных слоев черни и экспериментально ее определять.

В Харьковском университете был исследован проволочный болометрический измеритель мощности субмиллиметрового диапазона, в котором использовалась медная проволока диаметром $0,03$ мм, намотанная в виде плотной спирали конической формы (рис. 7.24). Для лучшего поглощения внутренняя поверхность конуса покрывалась поглощающим покрытием. Поглощенная высокочастотная мощность нагревала медную проволоку, изменение сопро-

тивления которой регистрировалось болометрическим мостом. Для калиброванной по диаметру проволоки общее изменение сопротивления пропорционально поглощенной мощности и не зависит от распределения источников тепла [50]. Измеряемое излучение направляется в конус фокусирующей линзой или фокусирующим зеркалом. Уменьшение дрейфа нуля индикатора достигается включением

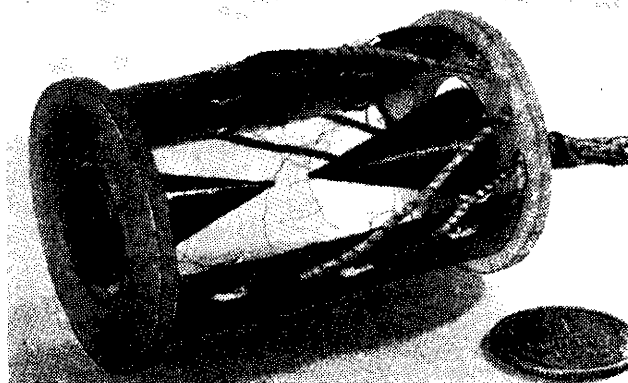


Рис. 7.24. Проволочный болометр.

аналогичного проволочного конуса в другую ветвь моста. Проволочный болометр позволяет измерять мощности от 10 мквт и выше.

Индикаторную и калибровочную цепи проволочного болометра можно разделить, если намотать спираль двойным проводом. Два таких проволочных конуса, кроме уменьшения дрейфа нуля выходного прибора, позволяют для сокращения времени измерения применить обратную связь (сигнал разбаланса моста усиливают и подают в калибровочную цепь компенсационного болометра).

7.5. ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛИ МОЩНОСТИ

Пироэлектрический эффект находит широкое применение при создании приемников теплового излучения [51] и для регистрации малых и средних перепадов температуры [52]. Пироэлектрический эффект заключается в возникно-

влении электрических зарядов на поверхности кристаллических диэлектриков при их нагревании или охлаждении. Интенсивность возникновения электрических зарядов зависит от скорости изменения температуры.

Появление зарядов на поверхности пьезоэлектрика связано с изменением существующей внутри него самопроизвольной поляризации при нагревании кристалла. Самопроизвольная или спонтанная поляризация в пьезоэлектрических кристаллах является результатом наличия в кристаллах доменов, у которых дипольные моменты без внешнего электрического поля ориентируются примерно в одном направлении. В обычных условиях на поверхности кристалла не наблюдается поляризационных зарядов, так как они компенсируются свободными зарядами, оседающими на поверхность кристалла, и электрическое поле внутри образца равно нулю. При быстром изменении температуры кристалла ΔT его спонтанная поляризация изменится на величину ΔP и на поверхности появится заряд $\sigma = p\Delta P$, где p — пьезоэлектрическая постоянная. Если температура кристалла изменяется в другую сторону, то меняется и полярность электрических зарядов. Нагрев кристалла связан с изменением его геометрических размеров и появлением пьезоэлектрических зарядов, которые суммируются с пьезоэлектрическими. Пьезоэлектрические кристаллы входят в класс сегнетоэлектриков. Пьезоэлектрическим эффектом обладают кристаллы сегнетовой соли, турмалина, дигидрофосфата калия, триглицинсульфата, титаната бария, керамики титаната бария, титанат цирконат свинца и другие.

Чувствительность разработанных широкополосных тепловых индикаторов электромагнитного излучения, использующих пьезоэлектрический эффект, довольно высокая: такая же, как у лучших образцов болометров, работающих при комнатной температуре, и оптико-акустических приемников, но последние имеют значительно меньшую постоянную времени.

Пьезоэлектрические индикаторы после небольшой доработки можно использовать для измерения абсолютных значений малых уровней потоков электромагнитного излучения. Основным элементом измерителя является пьезоэлектрический кристалл (рис. 7.25). Падающее излучение электромагнитных волн поглощается верхним слоем и через тонкую слоистую структуру нагревает кристалл.

Нагрев кристалла приводит к изменению спонтанной поляризации, которое вызывает появление электрического заряда на обкладках конденсатора, образованного серебряными покрытиями. Если на кристалл будет падать поток излучения, модулированный прямоугольными импульсами со скважностью 1, то на обкладках конденсаторов появится переменное напряжение, амплитуда которого прямо про-

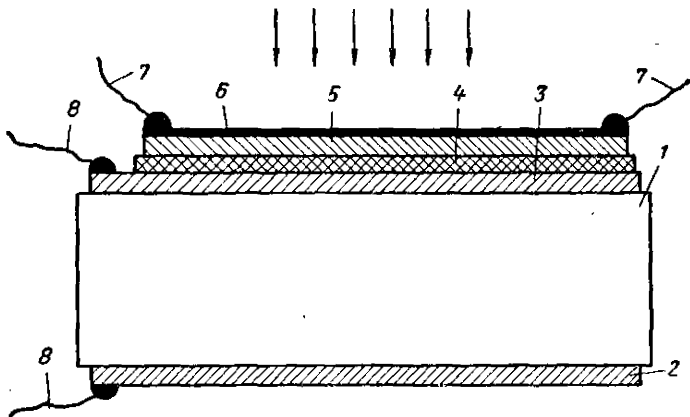


Рис. 7.25. Приемный элемент пироэлектрического измерителя мощности:

1 — пирокристалл, поляризованный перпендикулярно серебряным покрытиям; 2 — серебряное покрытие толщиной 1–2 мкм, предназначенное для снятия пироэлектрических зарядов; 3 — серебряное покрытие толщиной 100–200 Å; 4 — диэлектрический изолирующий слой; 5 — пленка подогревателя с сопротивлением 100–200 ом; 6 — поглощающее покрытие; 7 — выводы подогревателя; 8 — выводы для снятия пироэлектрического тока.

порциональна поглощаемой мощности. Аналогичный сигнал можно получить рассеиванием мощности калибрационного тока в подогревателе.

Если теперь в промежутки времени, когда на кристалл не подается электромагнитное излучение, через пленочный подогреватель пропускать постоянный ток, то на обкладках конденсатора появится сигнал, прямо пропорциональный разности поглощаемой электромагнитной мощности и мощности постоянного тока. При увеличении мощности постоянного тока пироэлектрический сигнал будет уменьшаться и станет равным нулю при равенстве мощностей. При дальнейшем увеличении мощности постоянного тока амплитуда пироэлектрического сигнала станет увеличи-

ваться со сдвигом фазы на 180° . Таким образом, при равенстве поглощенной пиковой мощности и пиковой мощности калибрационного тока не будет происходить изменения температуры кристалла и пьезоэлектрический сигнал будет равным нулю. Нулевой сигнал компенсации можно использовать для определения значения поглощаемой электромагнитной мощности.

Такой метод определения величины измеряемой мощности исключает ошибки, обусловленные нелинейностью

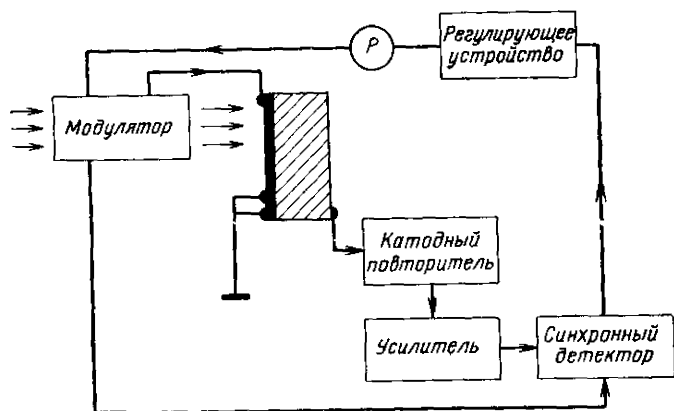


Рис. 7.26. Блок-схема автоматического измерения мощности с пьезоэлектрическим элементом.

характеристик кристалла, изменениями окружающей температуры, нестабильностью коэффициента усиления усилителя и различием времени открытого и закрытого состояний механического модулятора. Эксперименты показали, что такое устройство может работать с частотой модуляции до 20 гц.

Процесс измерения мощности можно автоматизировать (рис. 7.26). Поток электромагнитной энергии проходит через модулятор и поступает на пьезоэлектрический индикатор. Возникающий пьезоэлектрический сигнал поступает на катодный повторитель, служащий для согласования выходного сопротивления пьезоэлектрического кристалла с входным сопротивлением усилителя. Усиленный сигнал выпрямляется синхронным детектором и подается на регулирующее устройство. Опорное напряжение на синхрон-

ный детектор подается от модулятора. Калибрационный ток, контролируемый прибором, градуированным в значениях измеряемой мощности, прерывается тем же модулятором так, что в моменты перекрытия потока излучения подогреватель нагревается постоянным током. Система автоматически поддерживает состояние, при котором мощности калибрационного тока измеряемого потока излучения равны.

Такой измеритель мощности может работать как с волноводной, так и с квазиоптической линией передачи. В обоих случаях применяется механический модулятор. Пироэлектрический кристалл с поглощающим покрытием для лучшего согласования устанавливается под углом к оси волновода и перекрывают полностью его поперечное сечение. Диапазон измеряемых мощностей пироэлектрических измерителей мощности от долей микроватта до нескольких десятков милливатт. Они очень удобны при работе с маломощными квантовыми генераторами субмиллиметрового диапазона.

Основными источниками полной погрешности пироэлектрических измерителей мощности являются ошибки определения мощности постоянного тока, степени поглощения покрытия во всем интересующем диапазоне длин волн, ошибки компенсации нулевого сигнала и систематическая погрешность, обусловленная неэквивалентностью действия на кристалл высокочастотной мощности и мощности постоянного тока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рамо С. и Уиннери Дж. Поля и волны в современной радиотехнике. Гостехиздат, 1948.
2. Вепсон Ф. А. Proc. IEE, 1954, v. 101, p. III, № 69, p. 38—41.
3. Матвеев Р. Ф. К вопросу о потерях энергии в многоволновых слабонерегулярных волноводах. «Радиотехника и электроника», 1966, т. XI, № 6, стр. 1138—1142.
4. Sucher M. Proc. Symposium on modern advances in microwave techniques, Polyt. Inst. of Brooklyn, 1955, June.
5. Macpherson A. C., Kerns D. M. Rev. Sci. Inst. 1955, v. 26, № 1, p. 27.
6. Sucher M., Carlin. Broad-Band Calorimeters for the Measurement of Low and Medium Level Microwave Power. I Analysis and Design. IRE Trans. MTT-6, 1958, v. 6, № 2, p. 188—194.
7. James A., Sweet H. Broad-Band Calorimeters for the Measurement of Low and Medium Level Microwave Power.

II Construction and Performance. IRE Trans. MTT-6, 1958, № 2, p. 105—202.

8. Ditoro M. J. RRD Reports, 1959, July, v. 6, № 3.

9. Wooley B., Boof F. Improvements in microwave power measurements through the use of feedback. Proc. IEE.

10. Killick D. E., Bateman D. A., Brown D. R., Moss T. S., Perrelle E. T. Power and energy measuring techniques for solid state lasers. Infrared Phys., 1966, 6, № 2, p. 85—109.

11. Холопов Г. К. Теория зеркальных полостей, производящих черное тело «Светотехника», 1966, № 3, стр. 19—23.

12. Соколов А. В. Оптические свойства металлов. Физматгиз, 1961.

13. «Квазиоптика». Под ред. Б. З. Каценеленбаума и В. В. Шевченко. Изд-во «Мир», 1966.

14. Фельдбаум А. А. Электрические системы автоматического регулирования. Оборонгиз, 1957.

15. Бродский А. И. Микрокалориметр для измерения мощностей СВЧ. «Исследования в области радиотехнических измерений». Стандартиз, 1960, вып. 48 (108), стр. 54—62.

16. Проненко В. И., Самойлович А. И. Ледяной калориметр как абсолютный измеритель СВЧ мощности сантиметрового диапазона, «Радиотехника», 1957, № 2.

17. Бродский А. И., Проненко В. И. Микрокалориметры для измерения СВЧ мощности в сантиметровом диапазоне, «Измерительная техника», 1957, № 5.

18. Sakurai K., Mitsuhashi Y., Honda. A Laser Microcalorimeter. 1966, Conference on Precision Electromagnetic Measurements, National Bureau of Standards, Boulder, Colorado, Program, p. 14.

19. Кальве Э., Прат А. Микрокалориметрия. Изд-во иностранной литературы, 1963.

20. Meredith R., Peese G. A range of 2 and 1 millimeter waveguide component. IEEE Trans., 1966, Sept., MTT-11, p. 332—338.

21. Тэкстер Д. Б. Приборы для научных исследований, 1961, т. 32, № 5, стр. 605.

22. Валитов Р. А., Сретенский В. Н. Радиозамеры на сверхвысоких частотах. Воениздат, 1958.

23. «Техника измерений на сантиметровых волнах». Под ред. Г. А. Ремеза. Изд-во «Советское радио», 1950.

24. Гребер Г., Эрк С. Основы изучения о теплообмене. М.—Л. ОНТИ НКПТ — СССР, 1936.

25. Карслоу Х. С. Теория теплопроводности. Гостехиздат, 1947.

26. Валитов Р. А. Стрелочные приборы для измерения мощности сантиметровых волн. «Измерительная техника», 1956, № 4.

27. Каллен А. Абсолютное измерение мощности на сантиметровых волнах. IRE, 1952, v. 99, № 2, p. 100—111.

28. Кукуш В. Д. Устранение погрешности, связанной с рассогласованием пондеромоторных измерителей мощности. «Тру-

ды радиофизического факультета Харьковского государственного университета имени А. М. Горького», 1957, т. 3.

29. Пенякова В. Г. Ваттметры нового типа. «Радиотехника», 1954, № 1.

30. Брагинский В. Б., Минакова И. И., Степунин П. М. Приборы и техника эксперимента», 1965, № 3.

31. Cook J. J., Flowers W. L., Arnold C. B. Proc. IRE, v. 50, № 7, 1967.

32. Stimler M., Slawsky Z., Grantham R. Rev. Sci. Instrum., v. 35, № 3, 1964, p. 311—313.

33. Брагинский В. Б., Минакова И. И., Степунин П. М. Абсолютное измерение малых мощностей в миллиметровом диапазоне длин волн. «Приборы и техника эксперимента», 1963, № 5, стр. 130—133.

34. Cook J. J., Flowers W. L., Arnold C. B. Proc. IRE, 1962, v. 50, № 7.

35. Stimler M., Slawsky Z., Grantham R. Rev. Sci. Instr. 1964, v. 35, № 3, p. 311—313.

36. Брагинский В. Б., Минакова И. И., Степунин П. М. «Приборы и техника эксперимента», 1965, № 3.

37. Круликовский Л. Ф. и др. Гальванометрические компенсаторы. Изд-во «Энергия», 1964.

38. Валитов Р. А. Пондеромоторные силы электромагнитных волн в диапазоне сверхвысоких частот. Труды радиофизического факультета Харьковского университета имени А. М. Горького, 1959, т. 1.

39. Бадаева О. Н. Частотные характеристики поглощающей пленки в прямоугольном волноводе. «Труды НИИ МРТП», 1957, № 7 (43), стр. 44—56.

40. Бадаева О. Н. Метод повышения точности измерения СВЧ мощности в коротковолновой части сантиметрового диапазона. «Труды НИИ МРТП», 1957, № 11 (47), стр. 48—66.

41. Lane J. A. Transverse film bolometers for the measurement of power in Rectangular waveguides. PIEEE, 1958, P. B., v. 105, № 19, p. 77—80.

42. Lane J. A. and Evans D. M. The Design and performance of Transverse-Film Bolometers in Rectangular Waveguides. PIEEE, 1961, P. B. v. 108, № 37, 1961, p. 133—135.

43. Югов В. А., Югова Г. А. Пленочные болометры в головках с фиксированной настройкой для измерения мощности СВЧ, «Радиотехника и электроника», 1962, т. VII, № 11, стр. 1922—1930.

44. Schiffman B. M., Joung L., Larrick R. B. Thin-Film waveguide Bolometers for Multimode Power Measurement. IEEE Trans., 1964, v. 12, MTT, № 2, p. 155—163.

45. Schiffman B. M., Joung L., Larrick R. B. Wide-Grid Waveguide Bolometers for Multimode Power Measurement. IEEE Trans, 1965, v. 13, MTT, p. 127—431.

46. Югов В. А. Тонкие пленки и их применение в радиоизмерительной технике. Стандартгиз, 1964.

47. Югов В. А. Пленочный болометрический элемент для измерения мощности сверхвысокочастотных колебаний. Авторское свидетельство № 123586 от 8.5.1959 г. Бюллетень изобретений, 1959, № 21.

48. Югов В. А. и Воробьев Л. К. Термисторно-пленочный измеритель мощности СВЧ. Авторское свидетельство № 143442 от 31.XII.1970 г. Бюллетень изобретений, 1961, № 24.
49. Lemco J., Rosal B. Resistive-Film Milliwattmeters for the Frequency Bands. 8,2—12,4 Gc/s, 12,4—18 Gc/s, and 26,5—40 Gc/s. Proc. IEE, 1960, v. 107, p. B, № 135, 1960, p. 69—72.
50. Bayker P. Electronics, 1963, № 5.
51. Lang S. B., Steckel F. Study of the Ultrasensitive Pyroelectric Thermometer, PSI, 1965, v. 36, № 12, p. 1817—1821.
52. Alday J. R. and other. Improved Response of Pyroelectric Millimeter Wave Detectors IEEE Tran. MTT, 1966, v. 14, № 2.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН В АТМОСФЕРЕ

Исследование основных закономерностей распространения коротких миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн представляет одно из новых направлений современной радиофизики. Начало этих исследований относится к концу 40-х годов, когда были проведены первые опыты по распространению миллиметровых волн (А. Г. Аренберг, С. Я. Брауде, Б. А. Введенский, М. А. Колосов, П. А. Погорелко и др.).

Уже при изучении распространения сантиметровых и миллиметровых волн в атмосфере были обнаружены явления рассеяния на гидрометеорах и молекулярного поглощения. Теория рассеяния радиоволн, основы которой были заложены Ми и Стрэттоном, была впоследствии применена Дж. Райдом к оценке ослабления радиолокационных сигналов в осадках, а затем получила свое развитие в работах [6—8].

В конце 50-х годов Ван Флек впервые дал количественную оценку ослабления в водяном паре и кислороде [1, 2]. В дальнейшем теорию молекулярного поглощения развивали Т. Роджерс [3], С. А. Жевакин, А. П. Наумов и другие [4, 32, 45, 54].

Первые экспериментальные оценки поглощения в диапазоне субмиллиметровых волн были проведены в середине 60-х годов Тиссингом, Капланом и Джебби [9, 10], а позднее Н. Г. Ярославским [11].

На субмиллиметровых и миллиметровых волнах особую роль начинают играть процессы рассеяния и поглощения в атмосфере, в то время как на сантиметровых волнах можно было ограничиваться учетом ослабления радиоволн в осадках и пренебрегать молекулярным поглощением. Изучению этих явлений в атмосфере начинает уделяться все большее внимание. В экспериментальном отношении поглощение в газах на миллиметровых и субмиллиметровых

волнах изучено еще недостаточно, а явления рассеяния и поглощения в гидрометеорах исследуются главным образом в диапазоне миллиметровых волн [12—15], аналогичные исследования начаты в субмиллиметровом диапазоне [64—66].

Приводимые ниже данные являются результатом анализа современного состояния работ в области распространения коротких миллиметровых и субмиллиметровых волн. Кроме того, кратко излагаются результаты исследований работ [16—18], выполненных при участии автора.

8.1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА АТМОСФЕРЫ КАК СРЕДЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Состав воздуха

Как известно [19], воздух является смесью различных газов, хорошо перемешанных вплоть до высот порядка 100 км и более, и характеризуется до высоты 20—30 км постоянством своего состава, что является следствием турбулентного перемешивания и горизонтальных движений воздуха. В сухом воздухе содержится по объему 78,09% азота, 20,95% кислорода, 0,93% аргона, 0,03% углекислого газа. На долю других газов (водород, озон, окись и двуокись азота, окись углерода, инертные газы) приходится менее 0,001%. В воздухе содержится около 4% паров воды (по объему), в том числе 0,03% приходится на изотопы молекул водяного пара типа H_2^{18}O и HDO^{16} .

Водяной пар является результатом испарения воды с увлажненной поверхности суши и морей. Большое влияние на его содержание в атмосфере оказывают низкие температуры и процессы конденсации. Вследствие этого с ростом высоты над земной поверхностью концентрация водяного пара очень быстро падает. Основная масса паров воды содержится в слое до высот 2—3 км, однако влияние их на процессы излучения и поглощения субмиллиметровых волн можно проследить вплоть до высот около 20 км.

Углекислый газ и кислород подчиняются закону постоянства состава воздуха до высоты 20 км, а выше начинается постепенное уменьшение их концентраций. Концентрация озона практически ничтожна у земной поверхности (примерно $10^{-6}\%$ по объему), но с ростом высоты, начиная с 5—10 км, она возрастает, достигая максимума на высотах 20—25 км, а затем уменьшается и на 50—60 км становится практически равной нулю.

Кoeffициент преломления

При распространении в атмосфере субмиллиметровых волн начинает проявляться дисперсия, в то время как в диапазонах дециметровых и сантиметровых радиоволн она не наблюдается.

Если известны температуры T ($^{\circ}$ К), давление p (мб) и влажность воздуха e (мб), то согласно наиболее достоверным данным Вайнтрауба и Смита [20] при отсутствии дисперсии его коэффициент преломления может быть найден по формуле

$$(n-1) 10^6 = \frac{77,6}{T} \left(p + \frac{4810 e}{T} \right). \quad (8.1)$$

Первое слагаемое в этой формуле характеризует влияние смещения молекул воздуха и водяного пара под воздействием внешнего поля, второе слагаемое учитывает изменение электрической ориентации молекул воды.

В субмиллиметровом диапазоне волн для $\lambda < 1$ мм коэффициент преломления оказывается функцией частоты. Составляющая коэффициента преломления, обусловленная вращательными эффектами, возникающими в молекуле водяного пара под воздействием падающего излучения, зависит от длины волны. При переходе к оптическому диапазону зависимость от паров воды этой составляющей показателя преломления воздуха настолько уменьшается, что пары воды перестают оказывать влияние на рефракцию световых лучей.

По зависимости p , T и e от высоты можно рассчитать закон изменения n с высотой. Например, для стандартной атмосферы принято, что температура убывает по линейному закону с вертикальным градиентом $6,5^{\circ}$ С на 1 км, давление — по барометрическому, а влажность определяется формулой

$$e_z = e_0 10^{-\frac{z}{8} \left(1 + \frac{z}{6} \right)}, \quad (8.2)$$

где e_0 и e_z — упругость паров воды у земной поверхности и на высоте z км,

Твердые частицы, туманы, дымки, облака

В воздухе, кроме молекул и их ионов, содержится большое количество твердых и жидких частичек во взвешенном состоянии (пыль, дым, ядра конденсации и частицы воды). Атмосферу можно представить как коллоидную систему (аэрозоль), в которой одно газообразное вещество (дисперсная среда) является растворителем другого твердого или жидкого вещества.

В воздухе содержится значительное количество твердых частиц наземного (например, вулканического) или космического происхождения. Концентрация таких частиц в чистом воздухе может составлять до 10—1000 *частиц/см³*. Радиус таких частиц изменяется от $5 \cdot 10^{-4}$ *мкм* до 0,5 *мм*.

Капельно-жидкие образования в атмосфере именуется гидрометеорами. Общее содержание аэрозоля в атмосфере невелико, но в ряде случаев возникают иногда такие условия, когда концентрация аэрозоля резко возрастает. К метеорологическим образованиям, которые могут оказывать влияние на распространение миллиметровых и субмиллиметровых волн, относятся туманы, дымки, облака.

Как известно [19,67], физические свойства тумана определяются агрегатным состоянием, числом и размером капелек в единице объема и количеством капельно-жидкой влаги в нем, или водностью тумана.

Измерения показывают, что в туманах радиус частиц a изменяется от величин, меньших 1 *мкм*, до 60 *мкм*. Для наиболее типичных капель в тумане $a = 7 \div 15$ *мк* при положительных температурах и $a = 2 \div 5$ *мкм* при отрицательных.

Радиусы частиц дымки находятся в пределах $0,1 \leq a \leq 1$ *мкм*.

Существует связь между водностью и числом частиц различных размеров. Если известны водность и распределение капель по размерам, то среднее их число в единице объема может быть найдено по формуле

$$N = \frac{q}{\frac{4}{3} \pi a_c^3 \rho}, \quad (8.3)$$

где ρ — плотность капли, $г/м^3$, q — водность тумана, $г/м^3$, а a_c — среднекубический размер капли, *мкм*. Чаще всего по этому соотношению определяют величину a_c , ко-

торая в свою очередь зависит от распределения частиц и обычно значительно превышает наиболее часто встречающийся размер капель. Водность облаков и тумана, а следовательно, и распределение частиц по размерам характеризуют прозрачность тумана, которая определяется метеорологической дальностью видимости

$$S = 2,5 \frac{a_c}{q} \text{ м}, \quad (8.4)$$

где радиус a_c , мкм, связан с числом N_i и размером a_i капель соотношением

$$a_c = \frac{\sum_i N_i a_i^3}{\sum_i N_i a_i^2}.$$

Водность зависит от типа облаков и туманов [15, 20]. В реальных условиях значение водности q колеблется от 0,005 до 4 г/м³ в облаках различных форм и от 10⁻⁴ до 0,6 г/м³ в туманах. Результаты многочисленных измерений показывают, что величина S может изменяться от 20 до 1000 м в туманах и от 1 до 50 км в дымаках.

Распределение частиц по размерам, водность туманов и облаков оказываются сложными функциями места, времени и высоты. Концентрация частиц аэрозоля убывает по мере роста высоты приблизительно по экспоненциальному закону и оказывается больше в районах расположения городов, чем в сельской местности.

Наиболее типичный размер капель тумана зависит от его типа. Интенсивные радиационные туманы состоят из частиц, размеры которых колеблются в широких пределах, распределение размеров капель вытянуто в сторону больших размеров радиусов (вплоть до $a = 60$ мкм). В случае туманов испарения, а также искусственных туманов, пределы изменения радиуса капель сужаются (рис. 8.1).

В среднем число капель в 1 см³ составляет до 10 в слабом и до 600 в сильном тумане. Функции распределения частиц по размерам чаще всего асимметричны и обладают одним максимумом. Число частиц в облаке достаточно велико, достигает 10⁸ в 1 дм³, скорость опускания частиц в облаке 10⁻⁴ см/сек [15].

Средние спектры распределения частиц по размерам в облаках и туманах различных форм могут быть по

Л. М. Левину [23] аппроксимированы гамма-распределением

$$f(a) = \frac{1}{\Gamma(\mu + 1)} \mu^{\mu+1} \frac{a^\mu}{r^{\mu+1}} e^{-\mu \frac{a}{r}}, \quad (8.5)$$

где $\Gamma(\mu + 1) = \mu!$; r —наивероятнейший радиус капли.

Для интервала значений водности $10^{-2} \leq q \leq 4g/m^3$, как показывает анализ экспериментальных данных, $1 \leq \mu \leq 10$, $3 \leq a \leq 10$ мкм.

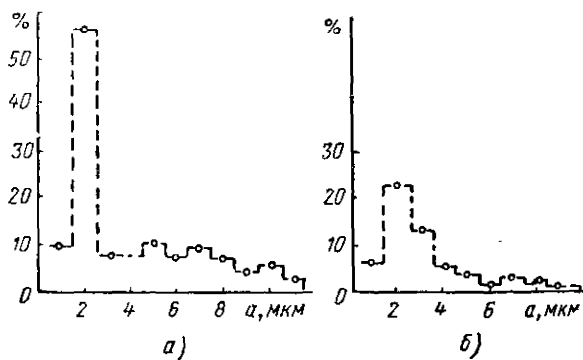


Рис. 8.1. Распределение капель по размерам:
а — радиационный туман; б — туман испарения.

Повторяемость различных видов облаков и туманов зависит от широты места и географического положения районов. По многолетним данным [70], на большей части Европейской территории Советского Союза число дней с туманами составляет 50—70 дней в году, из которых максимум падает на холодное время года (октябрь — март). В течение этих 6 месяцев количество дней с туманами в 2—4 раза больше, чем в последующих 6 месяцах. На Арктическом побережье количество туманов резко увеличивается в июле и августе. Наименьшее количество туманов наблюдается в районах Средней Азии, где туманы бывают всего 9—10 дней в году.

Осадки

Выпадающие из облака твердые и жидкие частицы воды отличаются не только по размерам, форме и агрегатному состоянию частиц, но и по интенсивности их выпадения.

Средний радиус частиц оказывается заметно больше, чем в облаках (радиус капель в дождях изменяется от 100 мкм до 7 мм). Капли большего размера, как правило, распадаются на более мелкие при своем выпадении в атмосфере. Замечено, что при выпадении дождя происходит естественное испарение капель и уменьшение вследствие этого радиуса падающих капель a . Распределение капель по размерам зависит от типа дождя и может аппроксимироваться функциями вида (8.5).

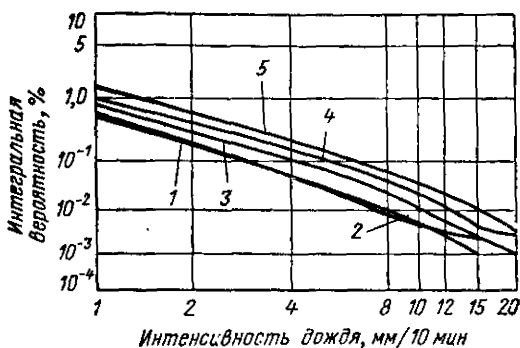


Рис. 8.2. Зависимость времени выпадения (вероятности) дождя от его интенсивности в районе Японских островов:

1—о. Хоккайдо; 2—Тохоку; 3—Токио; 4—Киюки;
5—о. Кюсю.

В зависимости от количества воды в единице объема дождевые осадки можно разделить на следующие группы:

1. Морозящий дождь с интенсивностью до 1 мм/час. Капли с диаметром от 0,1 до 1 мм.
2. Слабый дождь. Интенсивность в пределах 1—3 мм/час. Диаметр капель до 2 мм и более.
3. Дождь средней силы. Интенсивность изменяется от 3 до 10 мм/час.
4. Сильный дождь (интенсивность 10—30 мм/час).
5. Ливень. Осадки с интенсивностью более 30 мм/час.

Скорость выпадения осадков определяется размером частиц и быстро возрастает при увеличении их радиуса. Количество выпадающих осадков может быть различным. При низких температурах осадки могут выпадать в виде града, сухих и мокрых снежинок, ледяной крупы, игл и пр.

Количество частиц, находящихся в единице объема, зависит от интенсивности дождя. Так например, для интенсивности около 200 мм/час в 1 дм³ находится около 50 капель, при 50 мм/час — 0,3 [24].

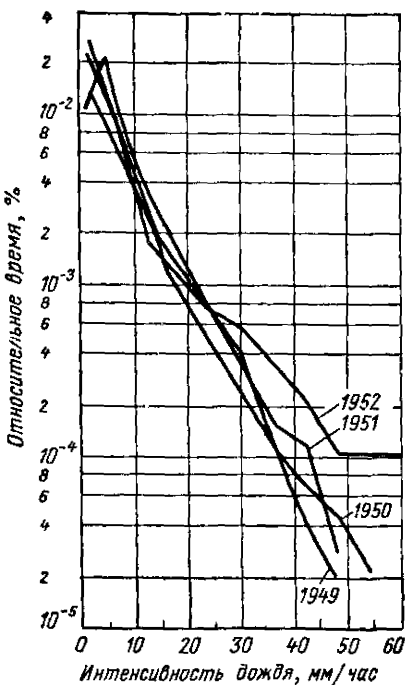


Рис. 8.3. Интенсивность дождя по наблюдениям в Куксгафене (Северо-западная часть Германии).

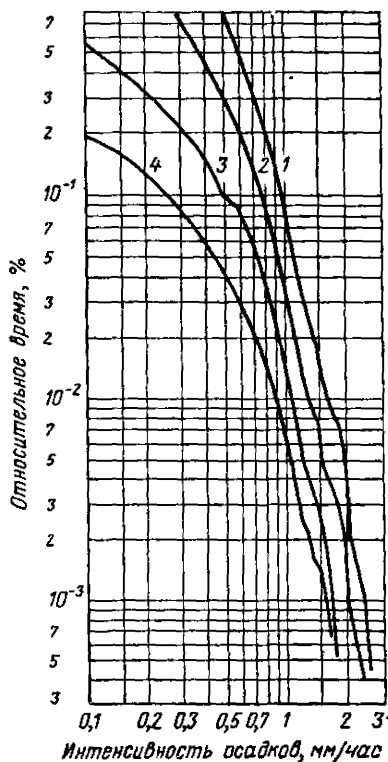


Рис. 8.4. Интенсивность выпадения осадков в Японии: 1 — снег за зимние месяцы; 2 — снег за 10 лет; 3 — снежная крупа за зимние месяцы; 4 — снежная крупа за 10 лет.

Количество выпадающих осадков зависит от широты места и географического положения районов. По числу дней выпадения осадков на Европейской территории Советского Союза можно выделить три крупные широтные зоны: северную, среднюю и южную. Условно границы этих зон проходят примерно вдоль 60 и 48° с. ш. Оказывается, что в северной зоне частота выпадения осадков составляет

200—220 дней, в средней — от 60 до 200 дней и в южной — от 60 до 120 дней в году.

На рис. 8.2—8.4 показаны зависимости относительного времени выпадения дождя и снега от интенсивности выпадения осадков, построенные по данным многолетних наблюдений [12, 25, 26].

8.2. РАСЧЕТ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ГАЗАХ АТМОСФЕРЫ

Земная атмосфера излучает и поглощает электромагнитные волны практически на всех длинах волн. Однако эти процессы становятся несущественными при длинах волн, больших 3 см. Характеристика спектров поглощения на

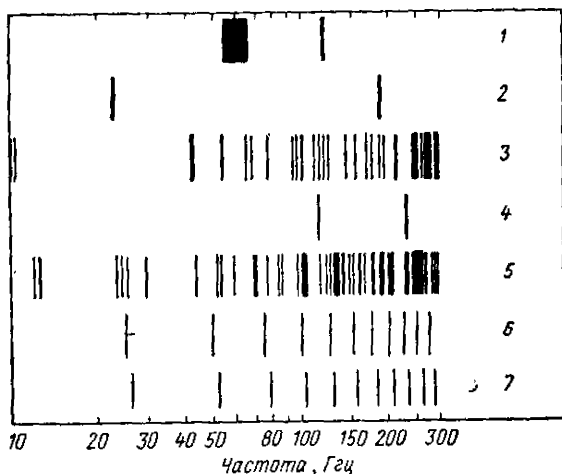


Рис. 8.5. Линии поглощения атмосферных газов:
1—кислород O_2 ; 2—пары воды H_2O ; 3—озон O_3 ; 4—углекислый газ CO_2 ; 5—сернистый газ SO_2 ; 6—окись азота NO ; 7—двуокись азота N_2O .

более коротких волнах для некоторых молекул, обладающих постоянными дипольными моментами, приводится на рис. 8.5.

Линии поглощения расположены преимущественно в диапазонах миллиметровых и частично субмиллиметровых волн. На субмиллиметровых волнах наибольшее влияние оказывает водяной пар, имеющий около 900 интенсивных

линий поглощения. Относительно небольшое поглощение обусловлено присутствием кислорода, обладающего на миллиметровых волнах двумя полосами поглощения.

Остальные атмосферные газы имеют в этом диапазоне относительно небольшое число линий поглощения или входят в состав воздуха в таких небольших концентрациях, что их воздействие на распространение субмиллиметровых волн обычно не учитывается.

Водяной пар

Как известно, молекулы H_2O могут находиться в стационарных состояниях, соответствующих определенным уровням энергии, которые характеризуются вращательным квантовым числом J . Под действием падающей электромагнитной волны молекулы водяного пара, обладающие постоянным электрическим дипольным моментом, могут переходить из основного состояния в возбужденное.

Для расчета поглощения в атмосфере необходимо знать внутреннюю структуру и энергию молекулы H_2O , кроме того, необходимы данные об ее взаимодействии с окружающими молекулами в процессе поглощения. По известной структуре находятся энергетические уровни, частоты разрешенных переходов ($\Delta J = 0 \pm 1$) и интенсивности линий поглощения; учет взаимодействия между молекулами различных типов позволяет определить форму линии и ее полуширину.

Поглощение для любой частоты ν с учетом вклада всех вращательных линий может быть представлено в следующем виде:

$$\alpha_\nu = \frac{8\pi^2 N}{3hcG} \sum_{i,j} \nu_{ij} |\mu_{ij}|^2 \left| e^{-\frac{W_i}{kT}} - e^{-\frac{W_j}{kT}} \right| f(\nu, \nu_{ij}), \quad (8.6)$$

- где ν_{ij} — частота перехода;
 h — постоянная Планка;
 c — скорость света;
 N — число молекул в единице объема;
 G — вращательная функция распределения;
 W_i и W_j — энергии вращательных уровней i и j ;
 $|\mu_{ij}|^2$ — квадрат дипольного момента перехода $i \rightarrow j$;
 $f(\nu, \nu_{ij})$ — функция, характеризующая форму линии вследствие соударений молекулы H_2O с молекулами N_2 , O_2 и H_2O .

В настоящее время известно несколько форм линий, которые проверены экспериментально на волнах 1,35 см; 1,64 и 0,921 мм вблизи максимумов поглощения при давлениях воздуха, значительно меньших или равных атмосферному.

Важный шаг в развитии теории формы линий сделал Гросс [28], который предположил, что кинетическая энергия молекул после соударения подчиняется максвелловскому распределению, а координата молекулы в момент соударения не изменяется.

Из анализа решений кинетического уравнения, описывающего статистическое поведение системы осцилляторов, Гросс получил три формы линий:

1. По Лорентцу

$$f(v, \nu_{ij}) = \frac{v \Delta \nu}{\pi \nu_{ij}} \left[\frac{1}{(v - \nu_{ij})^2 + (\Delta \nu_{ij})^2} - \frac{1}{(v + \nu_{ij})^2 + (\Delta \nu_{ij})^2} \right]. \quad (8.7)$$

2. По Ван Флеку—Вейскопфу

$$f(v, \nu_{ij}) = \frac{v^2 \Delta \nu_{ij}}{\pi \nu_{ij}^2} \left[\frac{1}{(v - \nu_{ij})^2 + (\Delta \nu_{ij})^2} + \frac{1}{(v + \nu_{ij})^2 + (\Delta \nu_{ij})^2} \right]. \quad (8.8)$$

3. По кинетическому уравнению

$$f(v, \nu_{ij}) = \frac{4v^2 \Delta \nu_{ij}}{\pi [(v^2 - \nu_{ij}^2)^2 + 4v^2 (\Delta \nu_{ij})^2]}. \quad (8.9)$$

Здесь ν —частота; ν_{ij} —резонансная частота перехода и $\Delta \nu_{ij}$ —полуширина линии поглощения.

Ощутимым вкладом в развитие методов расчета поглощения у земной поверхности и в верхних слоях атмосферы явились работы С. А. Жевакина и А. П. Наумова [4, 54], в которых было определено поглощение в водяном паре в диапазоне 10 мкм — 2 см с учетом различия полуширин линий для разных переходов. Оказалось, что величина поглощения в отдельных линиях паров воды на субмиллиметровых волнах достигает 10^4 — 10^5 дБ/км.

Кроме линий поглощения, имеется много окон прозрачности; согласно расчетам максимальное поглощение имеет место в интервале длин волн 30—300 мкм. По мере удлинения и укорочения длины волны ($\lambda \rightarrow 1$ мм, $\lambda \rightarrow 10$ мкм) оно значительно уменьшается.

На рис. 8.6 приведены результаты расчетов на ЭВМ коэффициента поглощения водяного пара в диапазоне 8 см — 160 мкм, выполненные с шагом $\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right) = 0,125 \text{ см}^{-1}$ [16,34].

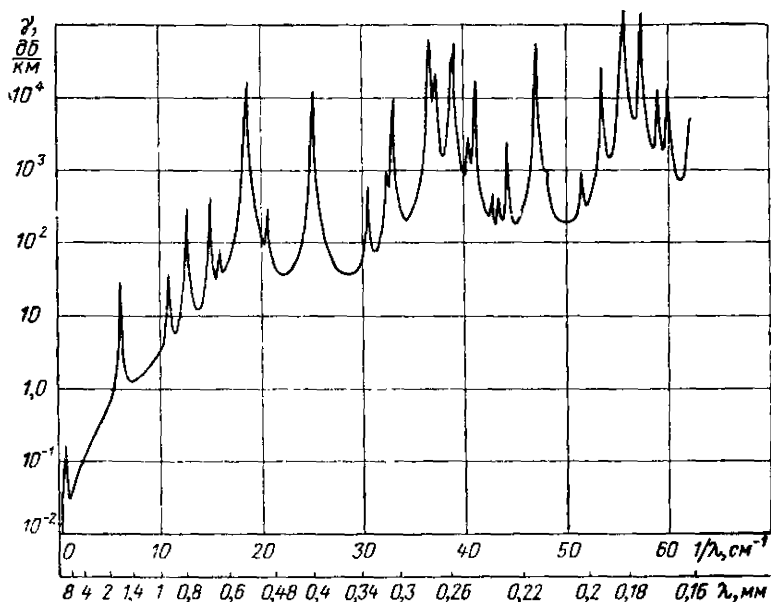


Рис. 8.6. Зависимость поглощения в водяном паре при нормальных условиях от длины волны с формой линии по кинетическому уравнению и полушириной ее по Бенедикту и Каплану.

Расчет проводился по формуле

$$\gamma = 10^6 \lg e \frac{32 \pi N \mu_0^2}{3hcG(T)} \sum_{i,j} \left(\frac{1}{\lambda} \right)^2 \frac{\beta_{ij}}{\lambda_{ij}} \left| e^{-\frac{\nu_i hc}{kT}} - e^{-\frac{\nu_j hc}{kT}} \right| \times$$

$$\times \frac{\left(\frac{\Delta \nu}{c_{ij}} \right)}{\left[\left(\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_{ij}^2} \right)^2 + 4 \frac{1}{\lambda^2} \left(\frac{\Delta \nu}{c} \right)_{ij}^2 \right]}, \quad (8.10)$$

где λ — длина волны;

$\beta_{ij} = [2 - (-1)^{|i-j|}] \sum_F \sum_G |\Phi_{FG}^A|^2$ — силы осцилляторов;

$\mu_0 = 1,84 \times 10^{-18}$ CGSE, $N = 10^{-6} \frac{N_0}{\eta} \rho$

(N_0 — число Авогадро);

η — молекулярный вес молекулы воды;

ρ — абсолютная влажность, г/м³;

T — абсолютная температура.

При этом полуширины линий принимались по Бенедикту и Каплану, силы линий, значения λ_{ij} , термов

$\nu_i = \frac{W_i}{hc}$ и функции $G(T)$ были взяты из работ [29—31].

При сравнении полученных данных с результатами расчетов других авторов [3, 4, 32] можно убедиться в достаточно хорошем совпадении в окнах прозрачности на длинах волн 880, 730 и 460 мкм. Исключением является работа [33], в которой величины поглощения в парах воды в окнах в 1,5—2 раза, в центрах линий в 1,05 раза больше приведенных на рис. 8.6. Причина такого расхождения заключается в том, что автор применил ошибочную форму линии, вследствие чего результаты работы [33] нельзя принимать во внимание.

Расчеты [16] уточнили центр окна на волне 880 мкм. Оказалось также, что интенсивность переходов 9_8-10_8 и 9_9-10_9 ($\lambda_{ij} = 28, 99$ см⁻¹) существенно меньше значений, приведенных в работе [4].

Исследование зависимости коэффициента поглощения от формы линии показывает, что вблизи как центров линий поглощения, так и окон прозрачности ни одна из форм линий (8.7), (8.8) и (8.9) не имеет преимуществ перед другой. Результаты расчетов с формой линии по Лорентцу и кинетическому уравнению полностью совпадают во всем диапазоне субмиллиметровых волн. Аналогичное заключение можно сделать из сравнения результатов работ [1—4, 44], оно будет справедливо до длины волны примерно 400 мкм, если принять во внимание погрешности, вносимые при расчетах.

В субмиллиметровой области спектра для переходов 1_1-2_1 ($1/\lambda_{ij} = 92,54$ см⁻¹); 3_1-4_1 ($1/\lambda_{ij} = 170,33$ см⁻¹); 4_0-5_0 ($1/\lambda_{ij} = 188,27$ см⁻¹) полуширины линий, измеренные спектроскопическим методом, в 1,5—1,8 раза превышают величины по Бенедикту и Каплану [39]. Резуль-

таты измерений полуширин линий в диапазоне длин волн 1—3 мм [41,42] близки к теоретическим значениям и отклоняются только в крыльях. К такому же заключению приводят результаты работы [17]; при этом для линии поглощения на волне 921 мкм полуширина составила

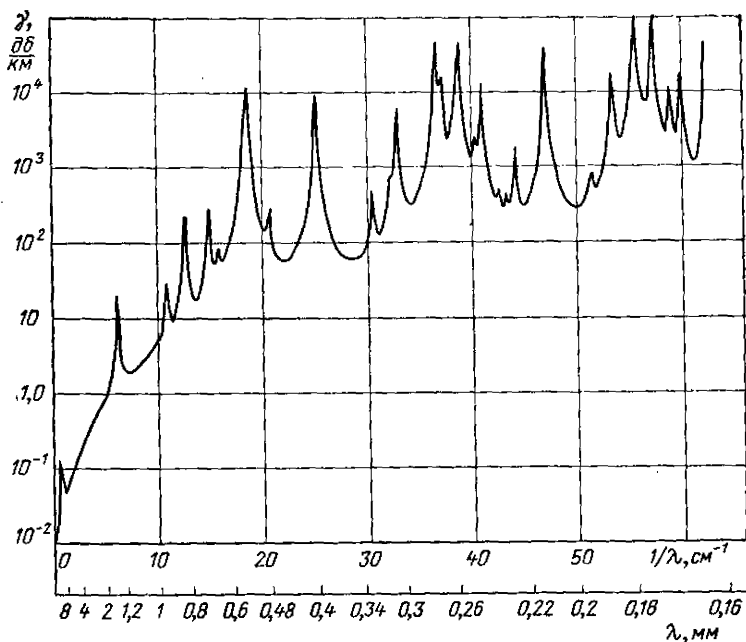


Рис. 8.7. Зависимость поглощения в водяном паре с формой линии по кинетическому уравнению и полушириной, превышающей в 1,5 раза полуширину линии по Бенедикту и Каплану.

$0,101 \pm 0,005 \text{ см}^{-1}$, что совпадает с данными работы [37] и в 1,16 раза больше полуширины по Бенедикту и Каплану.

Для выяснения влияния величины $(\Delta\nu/c)_{ij}$ на коэффициент поглощения были рассчитаны значения коэффициента поглощения для различных полуширин линий в диапазоне длин волн 8 см — 160 мкм с формой линии по кинетическому уравнению [16, 34].

Из рис. 8.7, построенного для случая, когда полуширина линии превышает в 1,5 раза значение по Бенедикту и Каплану, нетрудно видеть, что поглощение в окнах увеличивается, а в линиях несколько уменьшается. Это при-

водит к тому, что, например, на волнах 880, 921 и 980 мкм поглощение принимает значения 9; 30,5 и 5 дб/км вместо 6; 41,5 и 3,5 дб/км при обычной ширине линии.

Зависимость коэффициента поглощения γ водяного пара от температуры, давления, влажности в окнах прозрачности и в центрах линий поглощения носит различный характер. В естественных условиях коэффициент γ прямо пропорционален изменениям температуры.

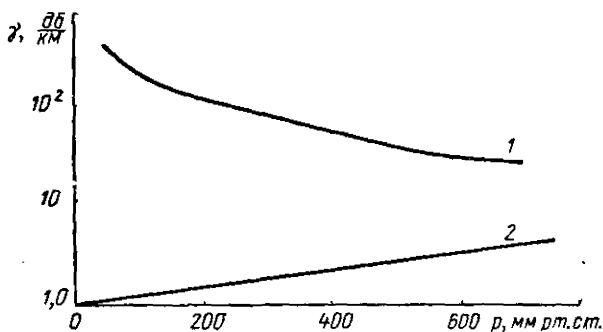


Рис. 8.8. Зависимость поглощения водяного пара от давления воздуха при $T = 293^\circ \text{K}$:

1—центр линии поглощения, длина волны 921 мкм; 2—окно прозрачности, длина волны 880 мкм.

Пример зависимости коэффициента поглощения водяного пара от давления, построенной для $T = 293^\circ \text{K}$ и $\rho_0 = 7,5 \text{ г/м}^3$, показан на рис. 8.8. Видно, что в широком интервале изменения p поглощение в окне и в центре линии соответственно прямо или обратно пропорционально давлению воздуха. Однако при малых p это становится несправедливым, и поглощение в центре линии не будет расти неограниченно.

Температурная зависимость в выражение (8.10) входит через величины $(\Delta\nu/c)_{ij}$, $G(T)$, N и $|e^{-\nu_i hc/kT} - e^{-\nu_j hc/kT}|$, которые в свою очередь зависят от температуры.

Из рис. 8.9 видно, что с уменьшением температуры как для окна прозрачности, так и для линии поглощения величина коэффициента поглощения уменьшается, причем для $100 \leq T \leq 200^\circ \text{K}$ более быстро, чем для $200 \leq T \leq 390^\circ \text{K}$.

Значения коэффициента поглощения с поправкой на температуру в диапазоне длин волн 850—1000 мкм можно

найти умножением данных табл. 8.1 на величину влажности при данной температуре.

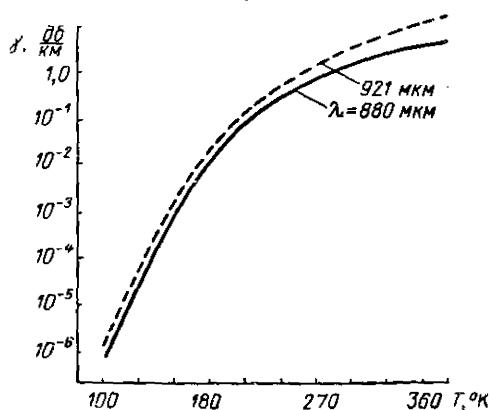


Рис. 8.9. Зависимость поглощения насыщенного водяного пара от температуры при давлении 760 мм.рт.ст.

Здесь важно отметить, что величина поглощения с понижением температуры при постоянной влажности ρ увеличивается вследствие повышения населенности низших уровней. Однако из-за быстрого падения ρ (особенно при $T < 273^\circ \text{K}$) с понижением температуры коэффициент по-

Таблица 8.1

| T, °K | Коэффициент поглощения γ , $\delta\text{б}/\text{км}$, при длине волны λ , мкм | | | | | | | |
|-------|---|-----|-----|-----|-----|-----|-----|------|
| | 1000 | 976 | 952 | 930 | 909 | 889 | 870 | 851 |
| 100 | 5,3 | 5,8 | 6,5 | 8,1 | 8,6 | 8,6 | 9,4 | 10,7 |
| 130 | 2,8 | 3,1 | 3,7 | 5,6 | 5,6 | 4,8 | 5,2 | 6,0 |
| 160 | 1,8 | 2,0 | 2,5 | 4,8 | 4,5 | 3,3 | 3,4 | 4,0 |
| 190 | 1,2 | 1,4 | 1,8 | 4,0 | 3,6 | 2,3 | 2,3 | 2,8 |
| 220 | 0,8 | 1,0 | 1,3 | 3,4 | 3,0 | 1,6 | 1,7 | 2,0 |
| 250 | 0,6 | 0,7 | 1,0 | 3,0 | 2,5 | 1,2 | 1,2 | 1,4 |
| 280 | 0,5 | 0,6 | 0,8 | 2,6 | 2,1 | 1,0 | 1,0 | 1,1 |
| 290 | 0,4 | 0,5 | 0,7 | 2,5 | 2,0 | 0,9 | 0,9 | 1,0 |
| 300 | 0,4 | 0,5 | 0,7 | 2,4 | 1,9 | 0,8 | 0,8 | 0,9 |
| 330 | 0,3 | 0,4 | 0,6 | 2,2 | 1,6 | 0,7 | 0,6 | 0,7 |
| 360 | 0,2 | 0,3 | 0,5 | 2,0 | 1,4 | 0,5 | 0,5 | 0,6 |
| 390 | 0,2 | 0,2 | 0,4 | 1,8 | 1,2 | 0,4 | 0,4 | 0,5 |
| 420 | 0,2 | 0,2 | 0,3 | 1,7 | 1,0 | 0,4 | 0,3 | 0,4 |

глощения γ будет уменьшаться, и атмосфера будет становиться более прозрачной для субмиллиметровых волн.

Хотя концентрация изотопов H_2O^{18} и HDO^{16} весьма незначительна, поглощение, обусловленное их присутствием в атмосфере, может вызвать небольшое дополнительное ослабление субмиллиметровых волн (рис. 8.10).

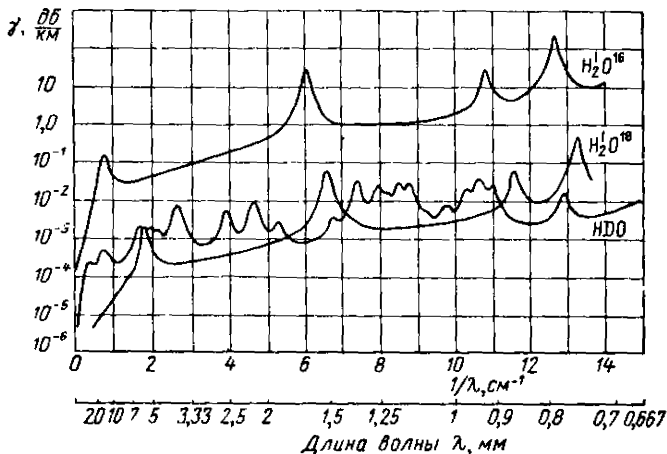


Рис. 8.10. Зависимость коэффициентов поглощения от длины волны для изотопов воды H_2O^{18} и HDO^{16} [3].

Заслуживает также внимания гипотеза о возможном поглощении энергии субмиллиметровых волн димерами паров воды, концентрация которых в атмосфере может достигать 0,001%. Как показывают расчеты А. А. Викторовой, димеры могут заметно поглощать субмиллиметровые волны [35]. В последнее время на волнах 1,333 мм и 336 мкм обнаружено поглощение [73], которое в отличие от мономерного имеет квадратичную зависимость от давления паров воды.

Поглощение в газах NO , O_3 , CO_2 , N_2O и других в субмиллиметровом диапазоне можно не учитывать. В диапазоне миллиметровых волн это поглощение следует принимать во внимание в случае, когда излучение распространяется сквозь всю толщу атмосферы.

Собственные частоты молекулы кислорода образуют две полосы поглощения с центрами на длинах волн 0,5

и 0,252 см. Остаточное поглощение, обусловленное крыльями этих линий, оказывается намного меньше поглощения в парах воды. На волнах короче 1000 мкм, поглощение, обусловленное кислородом, не превышает 0,03 дб/км и им можно пренебречь. На более длинных волнах нужно учитывать поглощение в кислороде [47—50,68,69].

8.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ С ОПЫТОМ

Среднее поглощение

В диапазоне длин волн 1000—100 мкм данные о поглощении в водяном паре еще весьма немногочисленны и результаты экспериментов продолжают отставать от теоретических работ.

Первые количественные измерения ослабления во всей толще атмосферы, по-видимому, были сделаны Тиссингом, Капланом и Джебби [9, 10].

В СССР первые количественные оценки ослабления субмиллиметровых волн в парах воды были получены с помощью вакуумного спектрометра Н. Г. Ярославским и А. Е. Станевичем [11]. При этом большое внимание было обращено на изучение положения линий поглощения в спектре паров воды и было обнаружено 36 новых полос поглощения.

Развитие техники регистрации спектров, совершенствование методов и аппаратуры измерений позволили получить относительно надежные данные о среднем поглощении в окнах прозрачности водяного пара [18, 52, 53].

Значительное внимание, в особенности за рубежом, уделяется изучению ослабления миллиметровых волн во всей толще атмосферы [14, 27, 46, 55, 58, 61]. В этих исследованиях источником излучения служило Солнце, или собственное излучение атмосферы, излучение принималось оптико-акустическими приемниками, болометрами, радиометрами.

Наиболее достоверные величины среднего поглощения в водяном паре получены в коротковолновой части миллиметрового и в длинноволновой части субмиллиметрового диапазонов с источниками колебаний типа ЛОВ, а также недавно К. А. Аганбекяном с помощью многоходовой вакуумной кюветы [16,43].

Результаты измерения и расчета коэффициентов поглощения в парах воды при $\rho_0 = 7,5 \text{ г/м}^3$ и $p = 760 \text{ мм рт. ст.}$ приведены в табл. 8.2. Разброс результатов измерения в известной мере объясняется различием методов и применяемой аппаратуры. Из таблицы видно, что всюду в окнах прозрачности измеренные значения γ , $\delta\delta/\text{км}$, в 1,25—2,2 раза больше теоретических [36]. Степень различия результатов в коротковолновой части миллиметрового диапазона примерно та же, что и на субмиллиметровых волнах. В отдельных участках диапазона миллиметровых волн (на волне $\lambda \approx 2,2 \text{ мм}$) это различие составляет около 7 раз и возрастает до 10 в крыле полосы поглощения O_2 [32]. Теоретические значения коэффициента γ в линиях поглощения близки к экспериментальным.

Возможно, что различие теоретических и экспериментальных значений γ при $\lambda > 700 \text{ мкм}$ может быть вызвано наличием димеров паров воды [68], однако эта гипотеза не объясняет расхождения теории с опытом для более коротких волн.

Следует иметь в виду, что значение $\rho_0 = 7,5 \text{ г/м}^3$, которому соответствуют данные табл. 8.2, близко к среднему годовому значению для районов Черноморского побережья Кавказа. Изучение распределений абсолютной влажности за 1957 г. показало, что ее средние значения и пределы их изменений относительно среднего значения для Мурманска, Москвы и Батуми различны, и это необходимо учитывать.

В табл. 8.3 приведена оценка возможных изменений поглощения в водяном паре, рассчитанных на основе данных метеоизмерений за 1957 г. и результатов работы [16].

Такие изменения зависят от времени суток и сезона и особенно ощутимы для центров линии поглощения.

На рис. 8.11 сравниваются расчетные и экспериментальные значения поглощения в парах воды в диапазоне длин волн 850—960 мкм.

Кривая 1, соединяющая точки (зачерненные кружки), представляет результат измерений методом дискретных частот [16]. Светлыми кружками обозначены результаты измерения методом искусственного изменения влажности, черными и светлыми треугольниками — данные работ [37, 51]. Кривые 2 и 3 построены по результатам расчетов поглощения с полушириной линии, соответственно в 1,5 раза большей или равной полуширине по Бенедикту и

Среднее поглощение γ , $\delta\text{б/км}$,
при длине

| | | | | | | | | | | | | |
|------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| 87,5 | 119 | 151 | 200 | 290 | 337 | 360 | 450 | 500 | 690 | 730 | 810 | 880 |
|------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|

Результаты

| | | | | | | | | | | | | |
|-----|-----|-----------------------------------|-----|-----|----|----|-----|-------|----|------|------|------|
| 680 | 840 | 540 | — | — | — | 73 | 78 | — | — | 31 | — | — |
| — | — | — | 254 | 263 | — | 62 | 65 | — | — | 17,8 | 12,5 | — |
| 610 | 900 | 522 | 267 | 270 | 75 | 75 | 84 | — | — | — | — | — |
| — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 13,5 |
| — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 11,7 |
| — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 36 | — | 15 |
| 457 | 346 | 232 | — | — | — | 39 | 118 | — | — | 60 | — | 150 |
| — | — | $\lambda =$ $=155 \text{ мкм}$ | | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| — | — | — | — | 246 | — | 55 | 60 | — | 43 | 19,3 | 28 | 12,3 |
| — | — | — | — | — | 85 | — | — | 109,5 | — | — | — | — |

Расчетные

| | | | | | | | | | | | | |
|-----|-----|-----|-----|-----|------|----|------|---|------|------|------|-----|
| 407 | 660 | 360 | 190 | 186 | 46,6 | 41 | 36,6 | — | 27,6 | 12,0 | 26,5 | 5,9 |
|-----|-----|-----|-----|-----|------|----|------|---|------|------|------|-----|

Примечание. По данным радиоастрономических наблюдений $\gamma = 8,5 \text{ дб/км}$ [51].

Таблица 8.2

| в парах воды волны λ , мкм | | | | | | | | | | Источник |
|---------------------------------------|------|-----|-----|-----|------|------|------|------|------|--|
| 900 | 921 | 940 | 960 | 980 | 1240 | 1400 | 2300 | 3200 | 4300 | |
| эксперимента | | | | | | | | | | |
| — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | [18] |
| — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | [52] |
| — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | [53] |
| — | 42,8 | 8,0 | 6,1 | — | — | — | — | — | — | [16] |
| — | 39,2 | — | — | — | — | — | — | — | — | [37] |
| — | — | — | — | — | 2,4 | — | 0,6 | 0,4 | — | [9] |
| — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | [11] |
| 12 | — | — | 6,0 | 5,2 | 2,6 | 2,1 | — | — | — | Результаты К. А. Аган- бекяна [72] |
| — | — | — | — | — | — | 4,8 | — | 0,38 | 0,88 | [57], [55], [59], [56], [60] |
| данные | | | | | | | | | | |
| 7,7 | 40,9 | 7,6 | 4,8 | 3,4 | 1,4 | 1,25 | 0,37 | 0,17 | 0,09 | [4] для $\lambda =$ $= 87,5 \div$ $\div 290$ мкм, [16] для $\lambda =$ $= 337 \div$ $\div 4300$ мкм |

дений на волне $\lambda = 880$ мкм было получено значение $\gamma =$

| Пункт измерения | Влажность ρ , $г/м^3$, в 50% времени | Изменение поглощения $\Delta\gamma$, $дБ/км$, для ρ , превышаемых в 10 и 90% времени при длине волны λ , $мкм$ | | |
|--------------------|--|--|------|------|
| | | 880 | 921 | 1240 |
| Мурманск | 3,0 | 4,7 | 32 | 1,1 |
| Москва | 5,5 | 6,8 | 46,5 | 1,6 |
| Батуми | 8,2 | 8,8 | 60,0 | 2,3 |

Каплану. Все теоретические и экспериментальные результаты приведены к абсолютной влажности $\rho = 7,5 г/м^3$ и давлению 760 мм рт. ст.

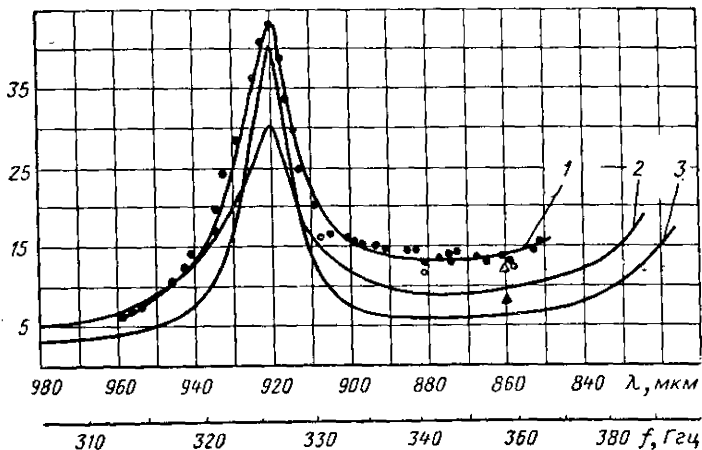


Рис. 8.11. Сравнение теоретических коэффициентов поглощения с опытными для различных $(\Delta v/c)_{ij}$.

Из рис. 8.11 видно, что на волне 921 мкм $\gamma_{\text{эксп}} = 1,04 \gamma_{\text{теор}}$ и на волне 880 мкм $\gamma_{\text{эксп}} = 2,2 \gamma_{\text{теор}}$. Это указывает на то, что изменение $(\Delta v/c)_{ij}$ не дает совпадения теоретических и экспериментальных значений в широком интервале длин волн, но может служить для приближенного описания частотной зависимости поглощения (см. [61]). К сожалению, приведенная в этой работе зависимость $\gamma = f(\nu)$ не является универсальной, поскольку плохо согласуется с данными работ [9, 56, 57, 59, 60].

Причинами расхождения между теоретическими и опытными данными могут быть:

— неточное знание полуширин линий по спектру, в особенности при давлении воздуха, близком к нормальному;

— пренебрежение молекулярным поглощением в газах с малой концентрацией и рассеянием на турбулентных неоднородностях и гидрометеорах атмосферы;

— пренебрежение поглощением в слипшихся молекулах паров воды (димерах).

Замирания субмиллиметровых волн

Вследствие значительной инерционности приемной аппаратуры изменения сигналов субмиллиметровых волн во времени практически еще не изучены. Можно ожидать, что в пределах прямой видимости в этом диапазоне, кроме обыч-

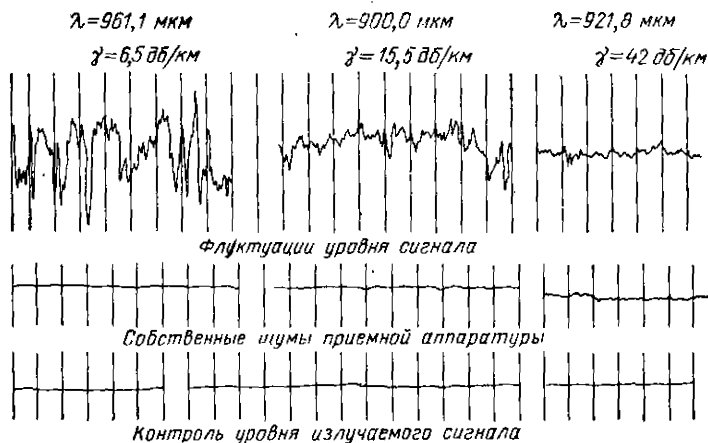


Рис. 8.12. Запись уровня сигнала субмиллиметровых волн на трассе длиной 363 м. На нижних диаграммах показаны уровни собственных шумов приемника и постоянства излучаемой мощности.

ных медленных и быстрых замираний, как это имеет место в диапазоне УКВ [20,22], будут происходить замирания сигналов, связанные с изменением молекулярного поглощения и ослаблением вследствие наличия гидрометеоров.

Экспериментальное исследование быстрых замираний сигнала с периодом порядка долей секунды показало, что их глубина находится в обратной зависимости от величины коэффициента поглощения [16] (рис. 8.12). Важно отметить, что на волне 921,8 мкм, соответствующей приблизительно центру линии поглощения, амплитуда замираний в четыре раза меньше, чем на волне 961,1 мкм (рис. 8.12).

Явление подавления замираний при наличии поглощения объяснено А. О. Изюмовым [62], который показал, что поглощение не влияет на величину флуктуаций фазы и приводит к уменьшению флуктуаций амплитуды сигнала.

8.4. ПОГЛОЩЕНИЕ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ ВОДЕ

При распространении миллиметровых и субмиллиметровых волн в аэрозоле наблюдается заметное их ослабление вследствие рассеяния электромагнитных радиоволн на отдельных частицах воды, существующих в атмосфере в твердой и жидкой фазах, и превращения некоторой доли поглощенной энергии в тепловую.

В настоящее время нет опытных данных, характеризующих величину поглощения субмиллиметровых волн в облаках, туманах и осадках. Поэтому можно воспользоваться результатами теории [5,6—8], которая в диапазоне сантиметровых волн удовлетворительно согласуется с результатами экспериментов.

Как известно, задача определения ослабления субмиллиметровых волн туманом, облаками или дождем сводится к нахождению так называемой эффективной площади ослабления отдельной частицы [8]. В случае диэлектрического шара эта задача была впервые решена Ми, а позднее получила дальнейшее развитие применительно к ряду частных случаев [5—8].

Согласно теории полное эффективное сечение ослабления для частицы с радиусом a может быть представлено в виде:

$$\sigma(a, \lambda) = \sigma_{\text{расс}}(a, \lambda) + \sigma_{\text{погл}}(a, \lambda), \quad (8.11)$$

где $\sigma_{\text{расс}}(a, \lambda)$ и $\sigma_{\text{погл}}(a, \lambda)$ — соответственно эффективные сечения рассеяния и поглощения частицы.

Для приближенной оценки ослабления субмиллиметровых волн необходимо знать комплексную диэлектриче-

скую проницаемость или комплексный показатель преломления частицы:

$$\begin{aligned}\epsilon_k &= \epsilon_1 + i\epsilon_2, \\ m &= n - ik,\end{aligned}\tag{8.12}$$

где ϵ_1 и ϵ_2 — действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости;

n — действительная часть показателя преломления;

k — показатель поглощения частицы.

Здесь, так же как и на сантиметровых волнах, приходится делать допущение, что зависимость ϵ_k от длины волны описывается формулой Дебая:

$$\epsilon_k = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 + i \frac{\Delta\lambda}{\lambda}} + \epsilon_\infty,\tag{8.13}$$

в которой постоянные ϵ_0 , ϵ_∞ и $\Delta\lambda$, зависящие от температуры, вообще говоря, выбираются на основе данных опыта.

Тогда, если известны плотность потока падающего монохроматического получения S_0 и распределение частиц по размерам в аэрозоле, ослабление энергии может быть найдено по закону Бугера:

$$S = S_0 e^{-\int \alpha dl},\tag{8.14}$$

где $\alpha = \int_0^\infty N f(a) \sigma(a, \lambda) da$ — коэффициент ослабления энергии;

N — число капель в единице объема;

$f(a) da$ — число капель с размерами a , $a + da$.

Обычно предполагается, что распределение частиц по размерам постоянно вдоль траектории луча. Это означает, что коэффициент ослабления α в (8.14) не зависит от величины l . Более общий случай, когда α зависит от координаты l , здесь не рассматривается.

Ослабление в тумане

В случае плоской электромагнитной волны эффективная площадь ослабления шара (сферической частицы) представляется бесконечным рядом, сходимость которого

зависит от величины $\rho = \frac{2\pi a}{\lambda}$, и в общем случае расчет $\sigma(a, \lambda)$ требует применения ЭВМ.

Однако в случае туманов и облаков задача существенно упрощается, так как имеют место соотношения:

$$\rho \ll 1, |m| \rho \ll 1. \quad (8.15)$$

В этом случае поперечные сечения рассеяния и поглощения равны [8]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{расс}}(a, \lambda) &= \frac{8}{3} r^4 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \pi a^2, \\ \sigma_{\text{погл}}(a, \lambda) &= -4r \operatorname{Im} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \pi a^2. \end{aligned} \quad (8.16)$$

Из формул (8.11), (8.12) и (8.16) следует, что в случае капли, удовлетворяющих условию (8.15), ослабление электромагнитной волны определяется почти полностью поглощением и пропорционально кубу радиуса (объему) капли.

Заметим, что случай $\rho \ll 1$ имеет место вплоть до волн порядка 100 мкм или менее в зависимости от типа облачности или тумана.

С учетом распределения частиц по размерам для тумана или облака будем иметь:

$$\alpha = N \int_0^{\infty} f(a) \sigma(a, \lambda) da. \quad (8.17)$$

Подставляя (8.5) и (8.16) в (8.17) и проводя интегрирование, находим величину полного ослабления

$$\begin{aligned} \gamma_a &= 10^{-15} \frac{92,6 \pi^5 \mu^{\mu+1} (\mu+6)! N}{\lambda^4 \mu! r^{\mu+1} (\mu/r)^{\mu+7}} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 - \\ &- 10^{-6} \frac{34,7 \pi^2 \mu^{\mu+1} (\mu+3)! N}{\lambda \mu! r^{\mu+1} (\mu/r)^{\mu+4}} \operatorname{Im} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \text{ дБ/км}. \end{aligned} \quad (8.18)$$

Это выражение (где λ , мм; N , см⁻³; r , мкм) позволило рассчитать ослабление субмиллиметровых волн для туманов, водность в которых изменяется в пределах 0,02—1,12 г/м³.

Величины m были рассчитаны по данным работ [66, 67].

Согласно [21] принималось, что $\mu = 6$ и $r = 5$ мкм (радиационный туман).

Для того чтобы найти γ_a , необходимо определить N из соотношения

$$q = \frac{4\pi}{3} \int_0^{\infty} a^3 \rho_0 N f(a) da, \quad (8.19)$$

где q — водность тумана, a ρ_0 — плотность воды в капле при температуре 20° С.

Из выражения (8.19) находим

$$q = \frac{4\pi}{3} \frac{\mu^{\mu+1} (\mu+3)! N}{\mu! r^{\mu+1} (\mu/r)^{\mu+4}}. \quad (8.20)$$

Результаты расчета ослабления γ_a в туманах на волнах субмиллиметрового диапазона в зависимости от q приведены на рис. 8.13. Для сравнения там же даны величины ослабления для волн сантиметрового диапазона [15].

Ориентировочно видимость тумана S оценивалась по формуле (8.4) при $a_r = 15$ мкм.

При переходе к диапазону субмиллиметровых волн величина ослабления существенно возрастает. На рис. 8.13 точками показаны результаты единственного пока опыта измерения поглощения в тумане на волне 337 мкм [57], которые оказываются близкими к результатам расчетов. Следует считать, что необходима проверка расчетов на более обширном экспериментальном материале в субмиллиметровом диапазоне длин волн.

Графики рис. 8.13 могут служить первым приближением при оценке ослабления энергии субмиллиметровых волн в туманах. Поправочные коэффициенты на температуру указаны в табл. 8.4, которая была рассчитана на основе экстраполяции данных Дебая [38].

Таблица 8.4

| λ , мкм | Поправочные коэффициенты на величину ослабления при температуре, °С | | | | |
|-----------------|---|------|-----|-----|------|
| | 0 | 10 | 20 | 30 | 40 |
| 1000 | 0,76 | 0,89 | 1,0 | 1,0 | 1,2 |
| 700 | 0,66 | 0,69 | 1,0 | 1,1 | 1,2 |
| 300 | 0,61 | 0,78 | 1,0 | 1,2 | 1,76 |
| 200 | 0,77 | 0,9 | 1,0 | 1,2 | 1,48 |

Зависимости, приведенные на рис. 8.13, могут также применяться для оценки ослабления субмиллиметровых волн в облаках.

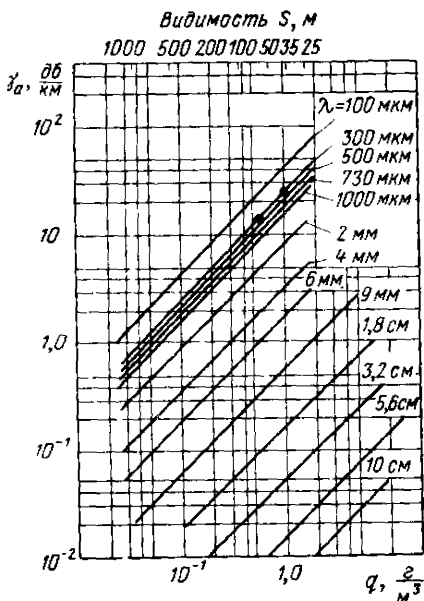


Рис. 8.13. Результаты расчета ослабления в тумане при температуре 20°C в зависимости от водности для различных λ .

Ослабление субмиллиметровых радиоволн в туманах значительно меньше, чем световых. Так, например, для волн длиной 0,63 и 100 мкм ослабление в тумане при видимости в нем 100 м составляет соответственно около 170 и 11 дБ/км.

Ослабление в дожде

На субмиллиметровых волнах теоретическая оценка ослабления, как и на сантиметровых и миллиметровых волнах, возможна для некоторых идеализированных условий, например, когда можно считать капли сферическими и распределение дождя вдоль трассы однородным. Так как на субмиллиметровых волнах размеры капель дождя сравнимы с длиной волны падающего излучения, то для определения эффективного поперечного сечения ослабления отдельной капли необходимо применение строгой

теории Ми. В этом случае при расчете на ЭВМ возникают трудности, связанные с необходимостью суммирования ряда с числом членов порядка ρ и вычислением функции Бесселя от комплексного аргумента.

Недавно среднее ослабление в дожде было рассчитано в диапазоне длин волн 5—0,2 мм для различных законов распределения капель по размерам [64, 65]. В отличие от этого в работе [66] расчеты ослабления были проведены с учетом новых данных о величине комплексного показателя преломления воды [63], согласно которым для волн короче 1 мм наблюдается значительное отклонение от значений по (8.13). Представляло интерес выяснение влияния вида функции распределения капель по размерам на величину среднего ослабления. Были выбраны два распределения, предложенные на основе экспериментальных данных А. Бестом [7] и Е. А. Поляковой [74].

Согласно [74], число капель dn с размером от a до $a+da$ имеет вид

$$dn = N f(a) da = Aa^2 e^{-\beta a} da, \quad (8.21)$$

где A и B — коэффициенты, определяемые опытным путем.

С учетом выражения (8.21) величина эффективного поперечного сечения ослабления отдельной капли $\sigma(a, \lambda)$ может быть рассчитана по методу Дерминджана [75].

Среднее ослабление в дожде

$$\gamma = 4,34 \alpha \text{ дБ/км}, \quad (8.22)$$

где величина α определяется соотношением (8.17).

Результаты расчета ослабления γ_a при $t = 20^\circ \text{C}$ для дождей с распределением (8.21) приведены в табл. 8.5.

Таблица 8.5

| Длина волны, λ , мм | Ослабление γ_a , дБ/км, при интенсивности дождя, мм/час | | | | | | |
|--------------------------------|---|-----|-----|-----|------|------|------|
| | 0,5 | 1,0 | 2,5 | 5,0 | 10,0 | 25,0 | 50,0 |
| 2 | 0,8 | 1,3 | 2,6 | 4,1 | 7,7 | 13,8 | 22,1 |
| 1 | 0,8 | 1,3 | 2,5 | 3,9 | 7,2 | 12,8 | 20,5 |
| 0,8 | 0,8 | 1,2 | 2,4 | 3,8 | 7,0 | 12,5 | 20,0 |
| 0,1 | 0,6 | 1,0 | 2,0 | 3,1 | 5,8 | 10,4 | 16,6 |

Как видно из табл. 8.5, с ростом интенсивности дождя возрастают потери на рассеяние и тепловые потери, и ве-

личина γ_a увеличивается. Наибольшее ослабление имеет место в длинноволновой части субмиллиметрового и коротковолновой части миллиметрового диапазонов; по мере укорочения длины волны γ_a уменьшается, причем наиболее ощутимо в дождях наибольшей интенсивности.

Изменение ослабления γ_a в интервале $0-40^\circ\text{C}$ не превышает 4%, вследствие чего в ряде случаев температурной зависимостью можно пренебречь. Оказалось, что ослабление в дождях слабо зависит от вида функции распределения капель до интенсивностей дождя $\sim 5\text{ мм/час}$; однако

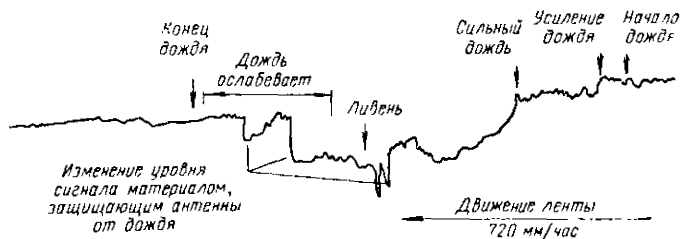


Рис. 8.14. Запись сигнала во время дождя на волне $\lambda = 918\text{ мкм}$.

при больших интенсивностях γ_a с распределением по (8.21) примерно на 20% больше, чем в случае Беста [7].

В противоположность сантиметровым и миллиметровым волнам, характер ослабления которых в дождях изучен экспериментально в различных районах земного шара, для диапазона субмиллиметровых волн таких данных пока нет.

Однако в работе [16] сообщается, что на волне 918 мкм было отмечено влияние дождя на уровень принимаемого сигнала на трассе длиной 363 м (рис. 8.14).

Хотя интенсивность дождя не измерялась, обнаружено, что при очень сильном дожде ослабление уровня сигнала составило около 11 дБ/км. Замечено также, что после прекращения дождя значительно уменьшился уровень флуктуаций амплитуды сигнала.

Необходимо, однако, при оценке влияния дождя на распространение субмиллиметровых волн учитывать неравномерность его выпадения в пространстве и вероятность интенсивности дождя для разных климатических условий по данным многолетних измерений (см. рис. 8.2). Пренебрежение этими важными факторами, которые в настоящее время весьма интенсивно изучаются в диапазоне миллиме-

тровых волн [12—15], может привести к грубым ошибкам при определении дополнительного ослабления в дожде.

Автор приносит искреннюю благодарность Б. А. Введенскому и М. А. Колосову за ценные замечания и советы, высказанные при обсуждении материалов данной главы, Е. В. Сухонину за участие и помощь в подготовке некоторых разделов, И. Я. Гущиной, выполнившей расчеты на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Van Vleck J. H. Phys. Rev., 1947, v. 71, № 7, p. 425.
2. Van Vleck J. H. Phys. Rev., 1947, v. 71, № 7, p. 413.
3. Rodgers T. Proc. Conf. on Rad. Meteor., 1953, Nov. 9—12, p. 1—4.
4. Жевакин С. А., Наумов А. П. «Известия вузов», Радиофизика, 1963, т. 6, № 4, стр. 674.
5. Райд Дж. Распространение сантиметровых радиоволн в тропосфере. Сб. статей. Изд-во иностранной литературы, 1950.
6. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. Гостехиздат, 1951.
7. Kerr D. E. Propagation of short radio waves. Mc. Gray, Hill Company, NJ, London, 1951.
8. Г. Ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. Изд-во иностранной литературы, 1961.
9. Theissing H. H. Carlan P. J. J. Appl. Phys., 1956, v. 27, № 5, p. 538.
10. Gebbie H. A. Phys. Rev., 1957, v. 107, p. 1194.
11. Ярославский Н. Г., Станевич А. Е. «Оптика и спектроскопия», 1959, № 7, стр. 620.
12. Masami Tokada, Shin-ichi Nakamiga. Rev. Electr. Comm. Lab., 1966, v. 14, № 1—2, p. 27.
13. Lammers U. Nachrichtentech. Z., 1966, 19, H.4, S. 551.
14. Fred J., Shimobukuro, IEEE Trans. Antenn. and Propagat., 1966, v. AP-14, № 2, p. 228.
15. Hunter J. Nachrichtentech. Z., 1966, 19, H.4, S. 223.
16. Бабкин Ю. С., Изюмов А. О., Смольянинова Л. И., Соколов А. В., Строганов Л. И., Сухонин Е. В. «Труды конференции по распространению радиоволн», 1967. Институт геофизики, г. Ашхабад, 1969.
17. Соколов А. В., Строганов Л. И., Сухонин Е. В. «Труды конференции по распространению радиоволн», 1967. Институт геофизики, г. Ашхабад, 1969.
18. Соколов А. В., Аганбекян К. А., Пушкарев И. И. Доклады на XX Всесоюзной научной сессии НТО радиотехники и электроники имени А. С. Попова, 1964 г. Москва.

19. «Курс метеорологии». Под ред. П. Н. Тверского. Гидрометеоиздат, 1951.
20. Аренберг А. Г. Распространение дециметровых и сантиметровых волн. Изд-во «Советское радио», 1957.
21. Зуев В. Е. Прозрачность атмосферы для видимых и инфракрасных лучей. Изд-во «Советское радио», 1966.
22. «Дальнее тропосферное распространение ультракоротких радиоволн». Под ред. Б. А. Введенского, М. А. Колосова, А. И. Калинина и Я. С. Шифрина. Изд-во «Советское радио», 1965.
23. Левин Л. М. «Известия АН СССР», сер. географическая, 1958, № 10, стр. 1211.
24. Crane R. K., IEEE Trans. Antenn. and Propagat., 1957, v. AP-15, № 2, p. 252.
25. Mosami Takada. Rev. Electr. Comm. Lab., 1963, v. 11, № 11—12, p. 517.
26. Mansfeld M. Nachrichtentechnik, 1967, Bd. 17, № 5, S. 167.
27. Tolbert C. W., Straiton A. W. Proc. IEEE, 1963, v. 51, № 12, p. 1754.
28. Gross E. P. Phys. Rev., 1955, № 97, p. 395.
29. Schwendeman R. H., Laurie V. W. Tables of line strengths, Pergamon Press., 1958.
30. Benedict W. S., Classen H. H., Shaw J. H., J. NBS, 1952, v. 49, № 2, p. 91.
31. Elsasser. Astrophys. J., 1938, v. 87, p. 497.
32. Bastin J. A. Infrar. Phys., 1966, v. 6, p. 209.
33. Hall J. T. Appl. Optics, 1967, v. 6, № 8, p. 1391.
34. Введенский Б. А., Колосов М. А., Соколов А. В. «Радиотехника и электроника», 1967, т. 12, № 11, стр. 1867.
35. Викторова А. А. «Известия вузов», Радиофизика, 1964, т. 7, № 3, стр. 415, 424.
36. Жевакин С. А., Наумов А. П. «Известия вузов», Радиофизика, 1965, т. 8, № 6, стр. 1100.
37. Рядов В. Я., Фурашов Н. И. «Известия вузов», Радиофизика, 1966, т. 9, № 5, стр. 859.
38. Debye P. Polar Molecules, N.-Y., 1929.
39. Sanderson R. B., Cinsburg N., Quant J. Spectr. Rad. Transfer., 1963, v. 3, № 4, p. 435.
40. Adel A. Phys. Rev., 1947, v. 71, № 11, p. 806.
41. Rusk J. R. Chem. Phys., 1965, v. 42, № 2, p. 493.
42. Frenkel L., Woods D. Proc. IEEE, 1966, v. 54, № 4, p. 4.
43. Рядов В. Я., Фурашов Н. И. «Известия вузов», Радиофизика, 1966, т. 9, № 6, стр. 1073.
44. Straiton A. W., Tolbert C. W. Proc. IRE, 1960, v. 48, № 5, p. 898.
45. Chosh S. N., Malaviya V. J. Atm. and terr. Phys. 1961, v. 21, p. 243.
46. Straiton A. W., Tolbert C. W. IEEE Trans. on Microwave theory and techniques, 1963, Sept., p. 296.
47. Жевакин С. А., Наумов А. П. «Радиотехника и электроника», 1965, т. 10, № 6, стр. 987.

48. Станкевич К. С. «Известия вузов», Радиофизика, 1965, т. 8, № 1, стр. 98.
49. Ласточкин В. П., Станкевич К. С. «Известия вузов», Радиофизика, 1964, т. 7, № 5, стр. 984.
50. Дрягин Ю. А., Кисляков Г. А., Куклин Л. И., Наумов А. И., Федосеев Л. И. «Известия вузов», Радиофизика, 1966, т. 9, № 6, стр. 1078.
51. Рядов В. Я., Фурашов Н. И., Шаронов Г. А. «Радиотехника и электроника», 1964, т. 9, № 6, стр. 943.
52. Рядов В. Я., Шаронов Г. А. «Радиотехника и электроника», 1966, т. 11, № 6, стр. 1037.
53. Фурашов Н. И. «Оптика и спектроскопия», 1966, т. 20, № 3, стр. 427.
54. Жевакин С. А., Наумов А. П. «Геомagnetизм и астрономия», 1963, т. 3, № 4, стр. 666.
55. Chang S. Y., Lester J. D. Proc. IEEE, 1966, v. 54, № 4, p. 459.
56. Hoffman L. A., Wintroub H. J., Garber W. A. Proc. IEEE, 1966, v. 54, № 4, p. 449.
57. Burroughs W. J., Pyatt E. C., Gebbie H. A. Nature, 1966, v. 212, № 5060, p. 377.
58. Vater M., Cameron R. M., Burroughs W. J., Gebbie H. A. Nature, 1967, v. 214, № 5086, p. 377.
59. Sohn M., Wentworth F. L. and Wiltse J. C. Proc. IEEE, 1963, v. 51, № 9, p. 1227.
60. Wolf E., Korpek R., Monloch A. Proc. IRE, 1962, v. 50, № 4, pt. 1, p. 478.
61. Meyer J. W. Proc. IEEE, 1966, v. 54, № 4, p. 484.
62. Изюмов А. О. «Радиотехника и электроника», т. 13, № 7, 1968.
63. Chamberlain J. E., Chautry G. W., Gebbie H. A., Stone N. W., B. Taylor T. B. and Wyllie G. Nature, 1966, v. 210, № 5038, p. 790.
64. Наумов А. П., Станкевич В. С. «Известия вузов», Радиофизика, 1969, т. 12, № 2, стр. 181.
65. Ваксер И. Х., Копилович Л. Е., Малышенко Ю. И. Труды всесоюзной конференции по распространению радиоволн, 1969, ч. 2, стр. 137. Харьков.
66. Соколов А. В., Сухонин Е. В. Доклад на Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. 1969, Харьков.
67. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. Гостехиздат. 1963.
68. Жевакин С. А., Наумов А. П. «Известия вузов», Радиофизика, 1967, т. 10, № 9—10, стр. 1213.
69. Кисляков А. Г., Станкевич К. С. «Известия вузов», Радиофизика, 1967, т. 10, № 9—10, стр. 1244.
70. Осипов Г. И. Труды ГГО, вып. 71, Гидрометеониздат, 1957, стр. 209.
71. Аганбекян К. А., Зражевский А. Ю., Колосов М. А., Соколов А. В. Труды Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. 1969, ч. 2, стр. 94, Харьков.

72. Аганбекян К. А., Зражевский А. Ю., Колосов М. А., Соколов А. В. Труды всесоюзной конференции по распространению радиоволн. 1969, ч. 2, стр. 126. Харьков.
73. Gebbie H. A., Burroughs W. J., Chamberlain J., Hatties J. E., Jones R. G. Nature, 1969, v. 221, № 5176, p. 143.
74. Бартеньева О. Д., Давгялло Е. Н., Полякова Е. А. Труды ГГО, вып. 220. Гидрометеониздат, 1967.
75. Deigmendjian D., Clasen R., Viezee W. JOSA, 1961, v. 51, № 6, p. 620.
-

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Автоподстройка частоты 76,
87, 107, 112
—, время запаздывания 76,
108
—, динамическая ошибка
109
—, статическая ошибка 109
—, точность 105, 110
—, фазовая 76, 78, 81
Автофазировка 53
Автоэлектронная эмиссия 26
Атмосфера 438
—, гидрометеоры 440
—, коэффициент преломления
439
Аттенюатор 302
—, затухание 302, 310
—поглощающий 303
—поляризационный 303, 305—
309
—призмный 303, 304, 305
Болометр 152—156, 423, 424
—пленочный 425—427
—проволочный 428, 429
—, чувствительность 153, 428
Видеодетектор 126
Видимость тумана 440, 463
Водность 440, 442
Водяной пар 446
Волластона нить 153, 424
Волна дипольная 262
Волновод диэлектрический
250, 256, 258, 263, 330
—, возбуждающие устрой-
ства 262
—, длина волны 259
—, потери 259
—лучевой диафрагменный 281
282, 286, 295, 296
—зеркальный 250, 275, 280,
288
—линзовый 275—280, 292,
294
—, потери на отражение
286
—, —тепловые 287
—металлический одноволно-
вый 249, 250
—, затухание 250
—многоволновый 249, 252,
254
—круглого сечения 255
—, число волн 253
—плазменный 18
Волномер дифракционный 367
—резонансный 325—327
—с плоскими зеркалами 328—
335
Гамма-распределение 442
Ганна эффект 20, 22
Гармодотрон 63
Генератор субмиллиметрового
диапазона квантовый газо-
вый 33—45
—молекулярный 29—31, 78
—на лавинно-пролетных
диодах 19, 74
—на сверхпроводниковых
переходах 46, 47, 65
—, основанный на смеше-
нии излучения ОКГ 45, 46
—, — эффекте Доплера
62—64
—, —Черенкова 56, 58,
62

—, — циклотронном резонансе, см. Мазер
— плазменный 26
— режим ОНПЗ 19—21, 74
— с накачкой излучением 32
Гетгер 12
Группирователь 65
Гюйгенса принцип 264, 267

Давление электромагнитных волн 416, 417, 419, 421
Дальность видимости 441
Дебая формула 461, 465
Детектор пироэлектрический 136, 138
—, чувствительность 139
Диагностика плазмы 340, 347
Диаграмма устойчивости 207
Диафрагмирование резонатора 236
Димеры 453, 455, 459
Диод арсенидогаллиевый 20, 21, 125, 130
— с «горячими» носителями 131, 133, 148
Дипольный момент 290, 446
Дискриминатор одноканальный с двумя расстроенными резонаторами 89
—, крутизна характеристики 92, 93, 97
— с компенсирующим источником 99
—, статическая характеристика 91, 97, 100
— с частотной модуляцией генератора 94
—, постоянная времени 107
Дифракционная поправка 235—237
— решетка 374
—, разность хода лучей 374
Дифрактометр с отражающей ступенчатой решеткой 369, 373
—, разрешающая способность 375
—, погрешность 373, 378
— с проволочной дифракционной решеткой 367

Закон Бугера 461
Замедленная волна 259

Замедляющая система 11, 13, 14
Замирания субмиллиметровых волн 459
Зона дифракционного поля ближняя 265, 274
— дальняя 266
— промежуточная 266

Излучатель-резонатор Фабри — Перо 63, 64
Индикатор пироэлектрический 430—432
Интегральное уравнение для собственных видов колебаний резонатора 162, 172, 176, 180, 276
—, методика решения 163, 164, 166
—, собственные функции 163, 169, 170, 177, 195, 210
—, ядро 162, 172, 181—184, 210
Инерционность детектора 148, 149
Интерферометр Больцмана 365, 366
— волноводный 393
— Майкельсона 363, 366
— с диэлектрическим волноводом 364, 365
— Фабри — Перо 30, 159, 367

Калориметр квазиоптический 388, 397, 398
— переменной температуры 383, 386, 404
—, погрешность 400
— постоянной температуры 400—406
— проточный 406—408
— с системой обратной связи 394, 395
— термобалансный 384—387
—, чувствительность 394
Квантовомеханические устройства газовые 33
—, выходная мощность 30
—, лучевые 30
— непрерывного действия 35
— с накачкой 31
Коэффициент отражения дифракционный решетки 300, 305, 370, 371

—лучевого волновода 286, 288, 289
—нагрузки 390, 392, 394
—передачи резонансный 222
—пирозлектрический 134, 135
—поглощения 448—452, 458
—преломления 390, 439
—структурный 260
—теплоотдачи 409—411
—шероховатости 382
—шума преобразователя 128, 351
—радиометра 131
—усиления квантового генератора 33

Лампа обратной волны 9—17
——, крутизна перестройки 16

——, параметры 13, 14
——резонансная 12, 16, 70
——с многократным взаимодействием 12, 13

——, стабилизация частоты 67, 69, 70

——, схема синхронизации 73

———типа О 17, 18

Линия передачи Губо *см.* Волновод лучевой линзовый

——замедленной волны *см.* Волновод диэлектрический

——квазиоптическая 250, 263, 335

——, потери 289, 290

———с использованием фокусирующих зеркал 271—274

———Собелла 271

———Феллерса 269, 270

——поглощения 82, 445, 447

Мазер электронный 48

——на циклотронном резонансе 32, 49, 50, 54, 56

Метод Гюйгенса — Кирхгофа 264, 265

Механизм параллелограммный 375

Микрометр 329, 333, 334, 339

Микротрон 65, 66, 67

Модулятор полупроводниковый 316, 317—319

——ферритовый 320—322

Модуляционный способ измерения 418

Момент вращения кристалла 423

——количества движения электромагнитных волн 442

Моноотрон 54, 55

Накачка 31

Направленный ответвитель с диафрагменной решеткой 300

——, направленность 302

——, переходное затухание 301

——призмный 301, 313

Неэквивалентность тепловых потерь 398, 407

Окно прозрачности 449

Ондулятор магнитный 62

Осадки 442—445

Пирозлектрический датчик 134, 135

——, чувствительность 139

——эффект 133, 134

Плазма 19, 25, 27, 59, 61, 347

Пластина зональная 269—270

Поглощательная способность 288, 392

Подвижность носителей 145

Показатель преломления 390, 461

Полоса синхронизации 71, 77, 92, 98, 111, 112, 116

——стабилизации 69

——схватывания 77, 92, 93, 98, 116

——удержания 76, 86, 92, 94, 101, 112, 116

Поляризация спонтанная 430

Потери преобразования 350, 352, 354

Преобразователь 352

Приемник идеальный 128, 150

——инфракрасного излучения 149

——, использующий эффект «горячих» электронов 145, 146

——оптико-акустический 156, 336, 393

Радиус капли 440, 442, 443, 465

- Разрядник дуговой 27, 28
 Расстояние Релея 268, 269, 271
 Ребапон 65
 Резонатор конфокальный 176
 —, добротность 238, 239
 —, коэффициент передачи 229
 —неконфокальный 181—183
 — «пятно» поля 179, 186—192, 214, 215
 —, распределение поля 219
 —, резонансная частота 177, 186
 — с большим отношением размеров зеркал к длине волны 184
 —, спектр 235
 Рельеф пятна поля 226
- Световод 256
 Селекция молекул 31
 Синтезатор 43
 Смеситель 45, 129, 130, 131, 352
 —, коэффициент полезного действия 45
 —, потери преобразования 128, 131, 351, 354
 Собственная частота молекул 453
 Сопротивление излучения 64
 Состав воздуха 438
 Среднее поглощение 454, 456
 Спектрометр дифракционный 367, 376, 377
 —, погрешность измерения 378
 Стабилизация частоты кварцевая 74, 75
 —методом автоматического регулирования 75
 —параметрическая 68—71
 SMASER 33
- Терморезистор 423, 425, 427
 Термоэлемент 134, 151, 152, 424
- Угол дифракции 374
 — полного преломления 286
- Умножитель диодный 23—25
 Управляющий элемент 76, 77
 —, полоса пропускания 76, 77, 103—105
 Уравнение Гюйгенса — Кирхгофа 264
 —теплового баланса 384
 —теплопроводности 410, 412
 Усилитель фотоэлектрооптический 394, 395, 420
 —согласующий 138
 Ускоритель-группирователь 57, 64—67
 Ускоритель линейный 65
 Условие устойчивости 187, 188
 —синхронизма 53
 Уровни Ландау 144
- Форма линии поглощения 447
 Фотодетектор 141, 142
 Фотопроводимость 142, 143, 145
 Фотоэлемент 156
 Фотоэффект 145
- Циклотрон электронный 65
 Циклотронная частота 50, 53, 55, 144
- Частота накачки 31, 32
 Частотомер гетеродинный 242, 349
 —, рабочий диапазон 349
 Число Френеля 162, 165, 269
- Ширина спектральной линии 30, 37, 82, 83
- Эквивалентная мощность шума 124, 128
 Электронная пушка 10—13
 Эталон частоты 82—84, 87
 Эффект «горячих» электронов 144, 145
 —Пельтье 403
 Эффективность возбуждения 290, 291

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | Стр. |
|-----------------------|------|
| Предисловие | 3 |

1

| | |
|---|-----|
| <i>Генерирование и стабилизация частоты в субмиллиметровом диапазоне радиоволн</i> | 7 |
| 1.1. Ламповые и полупроводниковые генераторные приборы субмиллиметрового диапазона | 8 |
| 1.2. Умножители частоты | 22 |
| 1.3. Квантовые приборы | 29 |
| 1.4. Релятивистская электроника | 56 |
| 1.5. Стабилизация частоты в субмиллиметровом диапазоне радиоволн | 67 |
| 1.6. Автоматическая подстройка частоты в субмиллиметровом диапазоне с помощью пассивных эталонов. | 87 |
| 1.7. Применение АПЧ для стабилизации частоты в длинноволновой части субмиллиметрового диапазона | 112 |
| Л и т е р а т у р а | 117 |

2

| | |
|---|-----|
| <i>Приемники субмиллиметрового диапазона</i> | 123 |
| 2.1. Детекторы с точечным контактом | 123 |
| 2.2. Пирозлектрические детекторы | 133 |
| 2.3. Низкотемпературные детекторы | 141 |
| 2.4. Тепловые приемники излучений | 149 |
| Л и т е р а т у р а | 157 |

3

| | |
|---|-----|
| <i>Резонаторы</i> | 159 |
| 3.1. Особенности резонансных систем субмиллиметрового диапазона | 159 |
| 3.2. Резонаторы с зеркалами без фазовой коррекции (плоские зеркала) | 162 |

| | |
|--|------|
| | Стр. |
| 3.3. Резонаторы с квадратичной фазовой коррекцией . . . | 176 |
| 3.4. Резонаторы с линейной и кусочно-линейной фазовой коррекцией | 213 |
| 3.5. Экспериментальные исследования | 219 |
| Л и т е р а т у р а | 247 |

5

| | |
|--|-----|
| <i>Методы канализации энергии в субмиллиметровом диапазоне радиоволн</i> | 249 |
|--|-----|

| | |
|---|-----|
| 4.1. Металлические полые волноводы | 250 |
| 4.2. Диэлектрические волноводы | 256 |
| 4.3. Квазиоптическая линия, образованная передающей и приемной апертурами | 263 |
| 4.4. Линзовые и зеркальные лучевые волноводы | 274 |
| Л и т е р а т у р а | 297 |

| | |
|--|-----|
| <i>Элементы лучевого квазиоптического тракта субмиллиметрового диапазона</i> | 299 |
|--|-----|

| | |
|---|-----|
| 5.1. Направленные ответвители | 299 |
| 5.2. Атенюаторы | 302 |
| 5.3. Модуляторы | 316 |
| Л и т е р а т у р а | 323 |

6

| | |
|--|-----|
| <i>Измерение частоты и длины волны</i> | 324 |
|--|-----|

| | |
|---|-----|
| 6.1. Волномеры с объемными резонаторами | 325 |
| 6.2. Резонансные волномеры с плоскими металлическими зеркалами | 328 |
| 6.3. Резонансные волномеры с вогнутыми зеркалами | 336 |
| 6.4. Применение открытых резонаторов для исследования свойств веществ | 340 |
| 6.5. Гетеродинные частотомеры | 349 |
| 6.6. Интерференционный метод измерения длины волны | 362 |
| 6.7. Дифракционный метод измерения длины волны | 367 |
| Л и т е р а т у р а | 379 |

7

| | |
|---------------------------|-----|
| <i>Измерение мощности</i> | 380 |
|---------------------------|-----|

| | |
|--|-----|
| 7.1. Калориметрические измерители | 381 |
| 7.2. Тепловые измерители проходящей мощности | 408 |
| 7.3. Пондеромоторные измерители мощности | 416 |
| 7.4. Боллометрические измерители мощности | 423 |
| 7.5. Пирозлектрические измерители мощности | 429 |
| Л и т е р а т у р а | 433 |

Распространение субмиллиметровых радиоволн в атмосфере 437

| | |
|---|-----|
| 8.1. Общая характеристика атмосферы как среды распространения | 438 |
| 8.2. Расчет резонансного поглощения в газах атмосферы | 445 |
| 8.3. Экспериментальные исследования и сравнение теории с опытом | 454 |
| 8.4. Поглощение в конденсированной воде | 460 |
| Л и т е р а т у р а | 467 |
| Предметный указатель | 471 |

ВАЛИТОВ РАФКАТ АМИРХАНОВИЧ
ДЮБКО СТАНИСЛАВ ФИЛИППОВИЧ
КАМЫШАН ВАЛЕРИЙ ВЛАДИМИРОВИЧ
КУЗЬМИЧЕВ ВЛАДИМИР МИХАЙЛОВИЧ
МАКАРЕНКО БОРИС ИВАНОВИЧ
СОКОЛОВ АНДРЕЙ ВЛАДИМИРОВИЧ
ШЕЙКО ВЛАДИМИР ПАВЛОВИЧ

ТЕХНИКА СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

Редактор *Ю. И. Суханов*
Художественный редактор *В. Т. Сидоренко*
Технический редактор *Г. З. Шалимова*
Корректоры *Е. П. Озерецкая, Н. М. Панкина*

Сдано в набор 15/IV 1969 г.

Подписано в печать 10/X 1969 г. Т 12260

Формат 84×108/32. Бумага типографская № 1

Объем 25,2 усл. п. л. Уч.-изд. л. 25,285

Тираж 9 500 экз. Зак. 342

Издательство «Советское радио», Москва, Главпочтамт,
п/я 693. Цена 1 р. 82 к.

Московская типография № 4 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР
Москва, Б. Переяславская, 46

В издательстве
«СОВЕТСКОЕ РАДИО»

готовится к изданию новая книга
Бруевич А. Н. Умножители частоты

Рассмотрены умножители частоты на обычных и металлокерамических лампах, нелинейных сопротивлениях и емкостях, транзисторах. Изучены энергетические соотношения в одном каскаде умножителя и вопросы согласования каскадов между собой. Определена максимальная эффективность каскада и ее зависимость от потерь в фильтрах и нелинейных элементах. На основе использования временных соотношений рассчитываются побочные гармоники в многокаскадных умножителях частоты.

Приведены результаты расчета уровня побочных гармоник для большого числа практических схем. Рассмотрено применение различных фильтров в умножителях частоты на пентодах и умножителях частоты с коррекцией. Даны результаты расчета для схем на металлокерамических лампах и на транзисторах. Исследованы флюктуации в многокаскадных умножителях частоты. Приведены некоторые соображения по проектированию стабильных умножителей частоты.

Книга будет полезна инженерам, аспирантам и студентам вузов, занимающимся вопросами проектирования умножителей частоты.

