

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	5
Глава 1.	
Введение . . . . .	6
1.1. Исторический обзор. . . . .	6
1.2. Спектр и оптические свойства инфракрасного излучения . . . .	18
1.3. Терминология и обозначения . . . . .	20
Список литературы . . . . .	28
Глава 2.	
ИНФРАКРАСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НАГРЕТЫХ ТЕЛ . . . . .	30
2.1. Суммарная по спектру плотность излучения . . . . .	30
2.2. Положение и спектре максимума спектральной плотности излучения . . . . .	48
2.3. Плотность излучения в заданном спектральном интервале . . . .	50
2.4. Распределение энергетической силы света в пространстве . . . .	84
Список литературы . . . . .	88
Глава 3.	
ИСТОЧНИКИ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ . . . . .	91
3.1. Классификация . . . . .	91
3.2. Эталонные источники излучения . . . . .	91
3.3. Источники излучения для технических целей . . . . .	102
3.4. Лазеры . . . . .	106
3.5. Естественные источники излучения . . . . .	120
3.6. Излучение транспортных средств и промышленных объектов . . . .	134
Список литературы . . . . .	144
Глава 4.	
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С РАЗЛИЧНЫМИ СРЕДАМИ . . . . .	146
4.1. Основные положения . . . . .	146
4.2. Отражение и преломление излучения . . . . .	147
4.3. Поглощение и рассеяние излучения . . . . .	158
4.4. Пропускание излучения . . . . .	160
4.5. Прохождение излучения через кристаллы . . . . .	170
4.6. Прохождение инфракрасного излучения через атмосферу . . . .	172
Список литературы . . . . .	190
Глава 5.	
ФОКУСИРОВКА И СКАНИРОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ . . . . .	192
5.1. Фокусирующие системы . . . . .	192
5.2. Сканирующие оптико-механические устройства . . . . .	207
5.3. Устройства управления лучом лазера . . . . .	219
Список литературы . . . . .	228

## Глава 6.

ПРИЕМ И ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ . . .	230
6.1. Назначение, классификация и основные параметры приемников излучения . . . . .	230
6.2. Тепловые приемники излучения . . . . .	236
6.3. Фотонные приемники излучения . . . . .	247
6.4. Приемники модулированного излучения лазеров . . . . .	274
6.5. Электронно-оптические преобразователи изображения . . . . .	285
6.6. Телевизионные передающие трубки. . . . .	297
6.7. Специальные типы преобразователей изображения . . . . .	304
Список литературы . . . . .	312

## Глава 7.

МОДУЛЯЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ . . . . .	315
7.1. Назначение и виды модуляции. . . . .	315
7.2. Амплитудная модуляция . . . . .	317
7.3. Фазовая модуляция . . . . .	340
7.4. Частотная модуляция . . . . .	346
7.5. Широкоимпульсная модуляция . . . . .	350
Список литературы . . . . .	353

## Глава 8.

ФИЛЬТРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ . . . . .	355
8.1. Назначение и классификация фильтров инфракрасных систем	355
8.2. Математический аппарат теории пространственной фильтрации	355
8.3. Пространственно-частотные спектры излучающих объектов и фонов . . . . .	370
8.4. Преобразование оптических сигналов многомерными фильтрами.	376
8.5. Пространственно-частотные передаточные функции модулирующих диафрагм. Пространственная фильтрация. . . . .	383
8.6. Спектральная фильтрация . . . . .	391
8.7. Электронная фильтрация . . . . .	393
Список литературы . . . . .	397
ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ . . . . .	398

Л. З. КРИКСУНОВ

# СПРАВОЧНИК ПО ОСНОВАМ ИНФРАКРАСНОЙ ТЕХНИКИ



МОСКВА

«СОВЕТСКОЕ РАДИО» 1976

ББК 32.996

К82

УДК 621.384.3(031)

**Криксунов Л. З.**

**К82** Справочник по основам инфракрасной техники. — М.: Сов. радио, 1978. — 400 с., ил.

2 р. 10 к.

Рассмотрены законы инфракрасного излучения, источники излучения, взаимодействие ИК лучей с различными средами, фокусировка, сканирование, прием, модуляция, а также фильтрация оптических сигналов. Справочник содержит много графиков и таблиц, необходимых для расчета элементов ИК техники.

Книга рассчитана на инженерно-технических работников, аспирантов и студентов.

**ББК 32.996**

К  $\frac{30401-019}{046(01)-78}$  4-78

**6Ф9**

**Редакция литературы  
по вопросам космической радиоэлектроники**

ИБ № 340

**Леонид Зиновьевич Криксунов**

**СПРАВОЧНИК ПО ОСНОВАМ  
ИНФРАКРАСНОЙ ТЕХНИКИ**

Редактор Ю. И. Сухонов

Художественный редактор А. Н. Алтуниев

Обложка художника Л. А. Рабенау

Технический редактор Г. З. Кузнецова

Корректор Л. А. Максимова

Сдано в набор 08.06.77

Подписано в печать 05.06.78

Т-10465

Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага типографская № 1 Гарнитура литерат. Печать высокая.

Объем 25 усл. печ. л., 33,94 уч.-изд. л. Тираж 23 000 Зак. 1811 Цена 2 р. 10 к.

Издательство «Советское радио», Москва, Главпочтамт, а/я 693

Московская типография № 4 «Союзполиграфпрома» при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли  
Москва, И-41, Б. Переяславская, 46.

© Издательство «Советское радио», 1978

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Успехи, достигнутые за последние четверть века в освоении инфракрасного (ИК) диапазона электромагнитного спектра, привели к созданию разнообразной аппаратуры научного, промышленного и военного назначения. К разработке и эксплуатации этой аппаратуры привлечен большой круг специалистов, практическая деятельность которых требует непрерывного пополнения фонда специальной технической литературы новыми книгами в области инфракрасной техники. Особенно возросла потребность в справочных пособиях, используемых при решении задач по генерированию, распространению и приему инфракрасного излучения.

Предлагаемая книга представляет собой справочник по основам инфракрасной техники. В ней рассмотрены законы инфракрасного излучения, характеристики источников излучения, взаимодействие излучения с различными средами, фокусировка, сканирование, прием и модуляция излучения, а также фильтрация оптических сигналов.

В каждой главе в сжатой форме изложен необходимый теоретический материал, приведены расчетные формулы, таблицы и графики. Основные методы расчета проиллюстрированы численными примерами. Книга имеет прикладную направленность, поэтому вопросы чисто физического характера, а также теоретические выводы формул освещены кратко и лишь в той мере, в какой это необходимо для объяснения процессов и получения расчетных зависимостей.

Каждая глава заканчивается списком литературы, включающим книги и наиболее информативные статьи, опубликованные в отечественной и иностранной технической периодике.

При пользовании Справочником необходимо учесть, что в ряде случаев автор был вынужден различные физические величины обозначать одинаковыми символами. Во избежание недоразумений и ошибок такие случаи дополнительно оговорены.

Составление справочного пособия по основам инфракрасной техники представляет определенные трудности, связанные с быстрым развитием этой науки, а также с недостатком опыта издания подобных пособий. Поэтому все замечания и пожелания, направленные на улучшение книги, будут внимательно изучены и учтены в следующем издании.

Автор выражает глубокую благодарность кандидатам технических наук А. Е. Каликееву, Н. В. Васильченко и И. В. Новикову за ценные замечания и советы, высказанные при рецензировании и просмотре рукописи, а также А. И. Бессонову, Е. М. Криксуновой, Е. З. Наринской и Д. А. Никитину за помощь в подготовке рукописи к печати.

## 1.1. ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР

Гипотеза о существовании невидимых «тепловых» лучей является весьма древней. Еще римский философ-материалист Тит Лукреций Кар, живший до нашей эры, в своем сочинении «О природе вещей» писал:

Может быть, также небес светильник розовый — Солнце  
Множеством жарких огней обладает, невидимых нами,  
Что окружает его совершенно без всякого блеска,  
Лишь умножая своей теплотою лучей его силу [8].

Систематическое исследование теплового излучения началось в последней четверти XVIII в., когда широкое применение паровых машин в металлургической и химической промышленности, тесно связанных с тепловыми процессами, стимулировало развитие учения о теплоте.

Впервые понятие о тепловом излучении было введено выдающимся шведским химиком Карлом Шееле, посвятившим свойствам «лучистой теплоты» отдельную главу в «Химическом трактате о воздухе и огне» (1777). В своих наблюдениях теплового излучения Шееле не применял термометрических измерений, поэтому его опыты носили чисто качественный характер.

Через два года после опубликования трактата Шееле посмертно вышла «Пирометрия» немецкого математика и физика Иоганна Ламберта. В ней были описаны опыты, согласующиеся с наблюдениями Шееле. Ламберт впервые экспериментально доказал, что тепловые лучи распространяются прямолинейно и что их интенсивность убывает обратно пропорционально квадрату расстояния.

Понятие «лучистая теплота» продержалось в литературе в течение всего XIX в. Даже в первой четверти XX в. профессор О. Д. Хвольсон вел борьбу против этого укоренившегося в учебниках физики термина как устаревшего, не соответствующего новейшему развитию этой науки. Правда, Хвольсон отказывался не только от термина «лучистая теплота», но и от принятого в новейшей литературе термина «тепловое излучение».

И Шееле, и Ламберт видели и подчеркивали сходство между тепловыми и световыми лучами (прямолинейное распространение, отражение), но о тождестве их не могло быть и речи. Лишь дальнейшее развитие теории теплового излучения и ее подтверждение экспериментальными данными привело к более глубокому пониманию взаимосвязи теплового и светового излучений.

В 1790 г. появилось сочинение «Опыт об огне» профессора Женевской академии, а в дальнейшем и ее президента Марка Пикте, в котором описывался знаменитый опыт с «отражением холода». Пикте установил два вогнутых зеркала из полированного олова диаметром 30,5 см и фокусным расстоянием 11,4 см на расстоянии 365 см друг от друга. Помещая в фокусе одного зеркала нагретый, но не раскаленный шар диаметром 5 см, Пикте обнаружил, что показания термометра, установленного в фокусе другого зеркала, на  $10^{\circ}$  превышают показания термометра, установленного рядом, но не в фокусе. Пикте пытался также измерить скорость распространения теплового излучения, помещая для этого стеклянную пластину между зеркалами, и затем быстро удаляя ее, но, разумеется, безрезультатно.

При обсуждении своих опытов с другими учеными у Пикте возник вопрос, не может ли отражаться также и холод? Вначале это предположение

показалось Пикте нелепым. «Холод — это только недостаток теплоты, а отражаясь не может отражаться» [54]. Для доказательства этого Пикте воспользовался своей установкой с вогнутыми зеркалами и поместил в фокус одного зеркала сосуд со снегом. Тотчас же показания термометра, установленного в фокусе другого зеркала, снизились на несколько градусов относительно температуры окружающего воздуха. После того, как снег был полит азотной кислотой, показания термометра уменьшились еще на 5...6°.

Результат опыта поразил Пикте. В дальнейшем он его объяснил тем, что если во взаимодействии находятся два тела неодинаковой температуры, то более теплое тело отдает теплоту и его температура понижается, а более холодное принимает теплоту и повышает свою температуру. Когда температура обоих тел одинакова, никакой отдачи и поглощения тепла не существует.

Объяснением Пикте устранялось понятие «лучей холода» и подчеркивалось, что «отражение холода» только кажущееся, что в действительности при замене теплового шара сосудом со снегом происходит отражение теплового излучения. Это объяснение исходило из позиции статического равновесия, одностороннего теплового излучения только в направлении от теплового тела к холодному.

Профессор Женевской Академии Пьер Прево в 1771 г. высказал мысль о том, что тела, имеющие одинаковую температуру, все же обмениваются излучением. Он первый показал, что энергетическое равновесное состояние носит динамический характер. Согласно Прево всякое нагретое тело испускает тепловые лучи, подобно тому, как всякое светящееся тело испускает световые лучи. Тепловые лучи представляют собой тепловые частицы, движущиеся в пространстве прямолинейно с большой скоростью. Все пространство пронизано этими лучами из тепловых частиц. Каждую точку на поверхности нагретого тела можно рассматривать как центр, из которого испускаются тепловые частицы во всех направлениях и к которому эти частицы притекают со всех сторон. Иными словами, каждое тело постоянно излучает теплоту и получает благодаря такому же излучению теплоту от окружающих тел. Отношение между этими количествами теплоты определяет температуру тела [57]. По образному выражению Прево, «любое тело ведет себя как озеро, в котором от дождя прибывает столько же воды, сколько ее убывает благодаря происходящему в то же время испарению».

Вопрос о взаимодействии теплового и светового излучений приобрел особую остроту после открытия в 1800 г. Вильямом Гершелем невидимых инфракрасных лучей. Гершель родился в Ганновере в семье полкового музыканта; в 1757 г. эмигрировал в Англию, где после долгих лет лишений нашел работу в качестве музыканта. Занятия теорией музыки привели Гершеля к математике, а затем к оптике. Ознакомившись со шлифовкой зеркал, Гершель в 1774 г. построил свой первый телескоп диаметром 20 см и фокусным расстоянием 210 см, с помощью которого в 1781 г. открыл планету Уран. Около 1789 г. Гершель создал величайший в мире телескоп диаметром 1,2 м и фокусным расстоянием 12 м и сделал ряд важных открытий: обнаружил движение солнечной системы к созвездию Геркулеса, открыл спутники Сатурна и Урана, составил каталоги звездных скоплений и туманностей.

В начале 1800 г. Гершель заметил, что стекла различных цветов, употребляемые как светофильтры телескопов, по-разному поглощают свет и тепло солнечных лучей. Это показалось Гершелю любопытным и он провел серию опытов для того, чтобы уточнить распределение интенсивности теплового воздействия по спектру солнечных лучей, получаемому посредством стеклянной призмы. Помещая чувствительный термометр с зачерненным шариком и кажущую цветную полосу солнечного спектра, Гершель обнаружил, что показания термометра увеличиваются по мере продвижения от фиолетовой полосы к красной. У него возникла мысль, что возрастающее тепловое действие лучей не должно оборваться на красных лучах, дающих максимум теплоты. Впервые в истории науки Гершель стал измерять температуру за пределами спектра и обнаружил существование невидимых лучей, «обладающих наибольшей нагревательной силой» [32].

О своем открытии Гершель сделал сообщение на заседании Лондонского Королевского общества 27 марта 1800 г. Спустя примерно месяц он сделал второе сообщение о проведенных двадцати экспериментах, которые показали, что невидимые тепловые лучи отражаются и преломляются так же, как и видимый свет. В этих экспериментах Гершель использовал металлическое зеркало, установленное под углом  $45^\circ$  за пределами красной полосы спектра, а также стальное вогнутое зеркало и стеклянную призму.

Придерживаясь корпускулярной теории света Ньютона, он утверждал, что «лучистая теплота идентична со светом». В процессе дальнейших исследований свойств теплового излучения Гершель стал сомневаться в правильности этого вывода и уже в третьем сообщении (15 мая 1800 г.) пытался доказать «поразительные существенные различия между светом и теплотой» [34]. В частности, он отмечал различия в прохождении лучей через разные вещества. «Оба вида лучей, — писал Гершель, — подчинены различным законам средства, и, следовательно, они по своей природе различны, несмотря на то, что имеют большое подобие в отношении преломления и отражения» [34].

Открытие Гершеля произвело сильное впечатление на его современников, однако недостаточная убедительность некоторых его опытов и сомнения самого Гершеля послужили поводом для противоречивых толкований его открытия. Наиболее рьяным противником идеи существования невидимого излучения, способного производить тепловые эффекты, выступил английский физик Джон Лесли — профессор Эдинбургского университета. Он утверждал, что понятие о невидимых лучах содержит в себе внутреннее противоречие (*contradiction in adjecto*) и считал, что «воображаемые невидимые солнечные лучи являются ничем иным, как нагретым воздухом, окружающим светящееся тело» [43].

Для проверки результатов Гершеля Лесли самостоятельно провел аналогичный эксперимент, разложив солнечный спектр с помощью призмы из флинтгласа. Измерение температуры производилось специально сконструированным для этого эксперимента дифференциальным ртутным термометром.

Лесли обнаружил увеличение показаний термометра по мере продвижения от голубой полосы спектра к красной, где температура была максимальной. За пределами же красной полосы не было замечено никакого увеличения температуры. Лесли утверждал, что опыты Гершеля выполнены недостаточно тщательно, подвержены многочисленным неточностям и вообще представляются «неразумной затеей» [43].

Лесли поддержал ректор Эдинбургского университета Давид Брюстер, который считал, что в опытах Гершеля нагревались сами призмы и испускали тепловые лучи. Критика Лесли, несмотря на ошибочное отрицание реального существования инфракрасных лучей, имела и положительное значение. Она вскрыла непоследовательность в рассуждениях Гершеля и явилась толчком для развязывания дискуссии, способствовавшей выяснению природы теплового излучения.

Одним из нервых признал открытие Гершеля Пьер Прево. Он считал его решительным доказательством аналогии между световыми и тепловыми лучами. «Различие между прохождением света и теплоты сквозь тела, — писал он, — не свидетельствуют о различии или тождестве света и теплоты» [58]. Идеи Гершеля были поддержаны также английским физиком Томасом Юнгом, который уже в 1802 г. высказал предположение о том, что световые лучи отличаются от тепловых лишь частотой колебаний. По его мнению, открытие Гершеля о меньшей преломляемости невидимых лучей по сравнению с видимыми явилось крупнейшим со времен Ньютона [71].

Вслед за открытием Гершеля целая плеяда исследователей начала искать положение участка в спектре, соответствующего максимуму теплового эффекта. Среди них следует назвать Энглфида [30], Вюнша [70], Бера [20] и Пузула [56]. Большую ясность в противоречивые результаты, полученные ими, внес Зеебек, показав, что в призмах из флинтгласа такой максимум всегда обнаруживается за пределами красного конца спектра.

К 1830 г. опыты Гершеля были повторены в достаточном количестве для того, чтобы считать окончательно установленным факт существования



невидимых лучей, расположенных за красной частью видимого солнечного спектра и вызывающих нагревание ртутного шарика термометра. Эти лучи позже были названы французским физиком Беккерелем инфракрасными.

Дальнейшее исследование свойств инфракрасных лучей связано с именем итальянского физика Македонно Меллони, посвятившим всю свою научную деятельность вопросам теплового излучения. В 1831 г. Меллони обнаружил, что инфракрасные лучи разнородны и пропускаются водой в различной степени [48]. Спустя два года, он показал, что различные вещества в неодинаковой степени пропускают инфракрасные лучи, и это свойство он обозначил словом «диатерман» — теплопрозрачный. Меллони убедился, что одно и то же тело неодинаково пропускает инфракрасные лучи от различных источников. В 1834 г. он исследовал свойства инфракрасных лучей, излучаемых различными источниками (спиртовая лампа, медный тигель, нагретый до температуры 390° С, накаленная платиновая спираль, сосуд с кипящей водой), и нашел, что в различных источниках количественное содержание «различных инфракрасных лучей» очень разнообразно, вплоть до того, что часть из них совершенно отсутствует в некоторых источниках [49].

В 1836 г. Меллони опубликовал результаты своих опытов с поляризацией инфракрасных лучей, а несколько позднее доказал, что эти лучи, подобно видимым лучам, преломляются и отражаются [50]. Во всех опытах Меллони использовал в качестве индикатора инфракрасных лучей висмут-сурьмянистый термостолбик (thermomultiplicateur), который был создан в 1830 г. профессором физики во Флоренции Леопольдом Нобиле и оставался наиболее употребительным приемником излучения до момента изобретения болометра.

Из всех исследований Меллони по преломлению, отражению и поляризации инфракрасных лучей вытекало, что они тождественны видимым лучам, и поскольку к этому времени волновая теория света была признана почти всеми, большая часть физиков поддерживала волновую теорию теплового излучения, высказанную Юнгом

Ампер, руководствовавшийся плодотворной философской идеей о единстве сил природы, пришел к выводу об общей природе тепловых и световых лучей на основе волновой теории света. Различия в их прохождении сквозь тела Ампер объяснял неодинаковыми длинами волн [16]. Прошли годы, прежде чем взгляд Ампера получил всеобщее признание. Во многом этому способствовали опыты немецкого ученого Карла Кноблауха. В большой работе «Исследования о лучистой теплоте, появившиеся новыми опытами» [40] он привел результаты своих наблюдений над прохождением инфракрасных лучей через различные тела, теплоизлучательной способностью тел, свойствами инфракрасных лучей, излучаемых разными телами при разных температурах, свойствами видимых лучей, испускаемых различными источниками тела и др. Кноблаух нашел также, что жидкости, наполняющие глаз, почти полностью поглощают инфракрасные лучи, вследствие чего последние не достигают сетчатки и не оказывают на глаз никакого воздействия.

Для того, чтобы окончательно утвердить единство природы световых и инфракрасных лучей, Кноблаух в 1848 г. провел серию опытов по двойному преломлению, поляризации и дифракции инфракрасных лучей. За год до этого французские физики Физо и Фуко наблюдали явление интерференции инфракрасных лучей [31], а в 1849 г. профессор физики в Сорбонне Пауль Дезэн и французский физик Фредерик Провостэ показали, что магнит вращает плоскость поляризации инфракрасных лучей так же, как и световых [27]. В другой работе они установили, что закон квадратов синусов, относящийся к интенсивности поляризованного света, измененного преломлением или отражением, одинаково применим к видимым и инфракрасным лучам, что формулы Френеля для интенсивности света, прошедшего через прозрачную среду, верны и для теплового излучения и, наконец, что законы отражения металлических поверхностями как видимых, так и инфракрасных лучей одинаковы.

Таким образом, благодаря исследованиям Меллони, Кноблауха, Физо, Фуко, Провостэ, Дезэна и других ученых к середине прошлого века было окончательно признано единство природы световых и инфракрасных лучей.

Внимание исследователей сосредоточилось в дальнейшем на определении длины волны инфракрасных лучей. Изыскания в этом направлении шли в непрерывно ускоряющемся темпе; открытия следовали одно за другим, и если ранее полагали, что инфракрасные лучи расположены в спектре электромагнитных колебаний только ко соседству с видимыми лучами, то постепенно их стали обнаруживать все дальше и дальше.

Физо и Фуко, изучая явление интерференции инфракрасных лучей (1847), эталонируют спектр до 1,94 мкм. Мутон, повторяя исследование Физо и Фуко с помощью более точного метода, проходит по спектру до 2,14 мкм (1879). Американский астрофизик Самюэль Ланглей в 1881 г. использует в своих опытах новый прибор для измерения лучистой энергии — болометр, изобретенный в 1857 г. шведским математиком и физиком Адольфом Сванбергом, и с его помощью определяет с поразительной для того времени точностью дисперсию флинта до 2,7 мкм и каменной соли до 5,3 мкм. Пашен с помощью флюорита продвигает исследования инфракрасных лучей до 9,3 мкм (1894), а Рубенс — до 18 мкм (1895). В 1897 г. Рубенс и Никольс открывают метод остаточных лучей и проходят по спектру до 60 мкм. В 1910 г. Рубенс и Вуд используют прозрачность кварца для волн еще большей длины. Опирируя кварцевыми линзами, они выделяют излучения с длиной волны 108... 110 мкм; несколько позже Рубенс и Байер, оперируя той же техникой, измеряют излучение газосветной кварцевой лампы с парами ртути до 343 мкм (1914). В 1922 г. Герда Ласки выделяет излучение с длиной волны 400 мкм, а Никольс и Тир повторяют опыты Рубенса и Байера и обнаруживают инфракрасные лучи длиной волны 420 мкм в излучении маленького электрического осциллятора (1923). Окончательный мост между электромагнитными колебаниями, генерируемыми приборами и излучениями, испускаемыми молекулами и атомами, удалось перекинуть в 1923 г. профессору Московского университета Александру Андреевне Глаголевой-Аркадьевой с помощью открытого ею нового источника — так называемого массового излучателя. Этот источник, в котором электрические искры пропускались через смесь металлических опилок с вязким маслом (вибрационная масса), позволил получить волны длиной от нескольких сантиметров до 82 мкм, т. е. волны, с избытком перекрывающие существовавший тогда пробел в шкале электромагнитных колебаний. Исследованиями Глаголевой-Аркадьевой были устранены все следы гипотетичности в общности спектра электромагнитных колебаний и подтверждено единство электромагнитной природы света и радиоволн.

Одновременно с исследованиями по определению длин волн инфракрасных лучей разрабатывалась теория теплового излучения. Фундаментом этой теории явился закон, установленный выдающимся немецким физиком Густавом Кирхгофом.

Исходя из термодинамического принципа, согласно которому в системе тел, имеющих одну и ту же температуру, взаимные излучения не нарушают равновесия, Кирхгоф нашел, что отношение излучательной способности тела  $e(\lambda, T)$  к поглощательной способности  $a(\lambda, T)$  одинаково для всех тел, не зависит от их природы и является универсальной функцией длины волны излучения и температуры [39]:

$$e(\lambda, T)/a(\lambda, T) = f(\lambda, T). \quad (1.1)$$

Кирхгоф допустил возможность существования тела, полностью поглощающего весь падающий на него поток, т. е. тела, для которого  $a(\lambda, T) = 1$  при всех длинах волн независимо от температуры. Такое тело он назвал абсолютно черным. Очевидно, для двух тел, одно из которых является абсолютно черным, справедливо соотношение:

$$e(\lambda, T)/a(\lambda, T) = \epsilon_{\text{ЛЧТ}}(\lambda, T)/1 = E_{\lambda, T}, \quad (1.2)$$

т. е. отношение излучательной способности тела к поглощательной одинаково для всех тел и равно излучательной способности абсолютно черного тела.

Дальнейшее развитие теории теплового излучения показало огромное значение введенного Кирхгофом понятия абсолютно черного тела. Это пони-

мал и сам Кирхгоф, который утверждал, что законы общего значения могут быть получены только для тела такого рода. Физики сначала не обращали внимания на это высказывание Кирхгофа и лишь в конце XIX в. поняли, что абсолютно черное тело является «стандартным» излучателем, обладающим вполне определенным распределением энергии в спектре.

Справедливости ради надо отметить, что современник Кирхгофа английский физик Бальфур Стюарт несколько раньше высказал идею, весьма близкую к закону Кирхгофа. С помощью термостолбика и гальванометра Стюарт сравнивал испускание тепловых лучей сажей, стеклом, квасцами, селенитом, слюдой и каменной солью при температуре  $100^{\circ}\text{C}$  и пришел к выводу, что «излучательная способность тонких полированных пластин различных веществ меняется пропорционально их поглощательной способности» [65]. У Стюарта было сделано также допущение абсолютно черного тела, но он не дал точного определения этого понятия и не понял значения такой идеализации.

Впоследствии возникла острая дискуссия относительно того, насколько высказывания Стюарта превосходили закон Кирхгофа. За два года до смерти, в 1880 г., Стюарт признал ограниченность той теоретической основы, которая послужила ему для вывода закона об отношении между испусканием и поглощением. Но несколько раньше он писал: «Я не могу принципиально согласиться с тем, что ученый, доказавший новый закон и имеющий предшественника, который из тех же посылок сделал тот же вывод, обесценивает его труды в силу того, что его решение более полное». Кирхгоф считал Стюарта своим ближайшим предшественником, но историческая заслуга последнего была почти забыта. В действительности труды Стюарта имели в свое время большое значение для выяснения свойств теплового излучения; они были самой высокой ступенью в этой области до исследований Кирхгофа [2].

В связи с развитием спектрального анализа задача нахождения аналитического выражения универсальной функции Кирхгофа, характеризующей испускательную способность абсолютно черного тела, приобрела все большее теоретическое и практическое значение. Замечательна сила научного предвидения Кирхгофа, который писал: «Знание этой функции представляет большой интерес; экспериментальное исследование стоит перед огромными трудностями, но можно надеяться, что эта функция будет определена опытным путем, поскольку она, бесспорно, имеет простую форму, как все до сих пор известные функции, не зависящие от свойств отдельных тел. Лишь когда будет решена эта задача, обнаружится вся плодотворность доказанного закона».

Универсальная функция Кирхгофа  $E_{\lambda, T}$  стала объектом многочисленных теоретических и экспериментальных исследований. Вначале была установлена зависимость для интегрального излучения абсолютно черного тела. Первый шаг в получении этой зависимости был сделан еще Ньютоном, который полагал, что суммарная энергия излучения нагретого тела пропорциональна разности его температуры и температуры окружающей среды [52]. Наблюдениями французских физиков Пьера Дюлонга и Алексиса Пти было доказано, что предложенный Ньютоном закон применим лишь в тех случаях, когда разность температур тела и окружающей среды не превышает несколько градусов. Дюлонг и Пти предложили другую формулу, которая в течение почти полувека применялась для расчета суммарной энергии излучения нагретого тела [28]. Следует упомянуть также законы интегрального излучения, предложенные Вильгельми (1851) [69] и Розетти (1878) [59]. Однако решительный удар закону Дюлонга и Пти был нанесен критикой австрийского физика Иозефа Стефана, который в 1879 г. сформулировал новый закон интегрального излучения [64].

Согласно этому закону суммарная энергия излучения любого тела пропорциональна разности четвертых степеней абсолютных температур тела  $t$  и окружающей среды  $t_0$ :

$$R \approx \sigma[(273 + t)^4 - (273 + t_0)^4]. \quad (1.3)$$

При установлении своего закона Стефан опирался на опыты французских физиков Тиндаля, Дюлонга, Пти, Провостэ, Дезена и др. Тиндаль измерял интенсивность излучения платиновой спирали, накаливаемой электрическим током до различной температуры. Излучение собиралось линзой из каменной соли и с помощью призмы из того же вещества разрывалось в спектр, в инфракрасной части которого располагался линейный термостолбик [66].

В 1884 г. выдающийся немецкий ученый Людвиг Больцман дал строгое доказательство закона Стефана и показал, что он справедлив лишь для абсолютно черного тела [21]. В дальнейшем этот закон получил название закона Стефана—Больцмана.

Несмотря на то, что в работе Больцмана было дано строгое теоретическое обоснование закона Стефана, исследования зависимости суммарного излучения тел от их температуры продолжались. Имеются в виду опыты Шнебели, подтвердившие справедливость закона Стефана—Больцмана [63], работы Вебера [68], Эйлера [29], Пашена [53] и Терешина.

Русский физик Сергей Яковлевич Терешин в своей диссертации «К вопросу о зависимости лучеиспускания от температуры» (СПб, 1898) дал глубокий анализ результатов опытных исследований различных ученых по тепловому излучению и привел данные своих опытов по определению энергии излучения платиновой проволоки, нагреваемой электрическим током. За эту работу Терешин был удостоен степеню магистра физики.

Всеобщее признание закон Стефана—Больцмана получил после опубликования результатов исследований известных немецких экспериментаторов Отто Луммера и Эрнста Прингсгейма [44], применивших в опытах новую конструкцию абсолютно черного тела.

Как уже отмечалось, идея устройства модели абсолютно черного тела была впервые высказана Кирхгофом в 1860 г. Именно он предложил в качестве эталонного излучателя использовать замкнутый сосуд с отверстием. Больцман в 1884 г. как бы мимоходом практически построил такой излучатель, но впервые абсолютно черное тело использовали в опытных исследованиях Луммер и Вин [45]. Затем Луммер и Курлбаум дали в 1898 г. краткое, и в 1901 г. подробное описание «Электрически накаляемого абсолютно черного тела» [46].

Так как плотность излучения абсолютно черного тела и распределение по частотам однозначно определяются температурой тела, то ее условно можно назвать температурой излучения. Понятие о температуре излучения было впервые введено русским физиком Борисом Борисовичем Голицыным в 1893 г. в его магистерской диссертации «Исследование по математической физике».

Излучатель, который был использован Луммером и Прингсгеймом в 1897 г., представлял собой металлический сосуд с двойными стенками.

Сосуд заполнялся кипящей водой, расплавленной селитрой и другими веществами в зависимости от температуры, при которой исследовалось излучение. Более совершенным оказалось черное тело, выполненное в виде двухстенного цилиндра из огнеупорного материала. В промежутке между стенками помещалась платиновая спираль, нагреваемая до определенной температуры электрическим током. Температура излучателя измерялась термопарой, укрепленной во внутреннем цилиндре. У одного из оснований цилиндра находилась выходная диафрагма, а внутри цилиндра было поперечно расположено несколько бленд так, что через диафрагму выходили лучи только от средней наиболее равномерно нагретой части цилиндра.

Из более поздних исследований, подтвердивших закон Стефана—Больцмана, следует назвать работы Хольборна и Дея [36], Луммера и Курлбаума [46], Валентинера [67] и др. Численное значение константы  $\sigma$  в законе Стефана—Больцмана впервые было определено Курлбаумом в 1898 г. [41], но оно уточнялось многими учеными вплоть до 1928 г. [51].

Центральная задача теории теплового излучения заключалась в определении вида универсальной функции  $E_{\lambda, T}$ , представляющей собой излучательную способность абсолютно черного тела. Решение этой задачи было получено

не сразу. Вначале были найдены некоторые основные черты искомой функции; затем опытным путем был установлен вид функции и, наконец, после неудачных попыток теоретического обоснования функции, имевших, однако, огромное значение для понимания вопроса, удалось найти окончательное решение задачи. Эта честь выпала на долю выдающегося немецкого физика-теоретика Макса Планка, который в 1889 г. после смерти Кирхгофа, стал его преемником в Берлинском университете.

В 1893 г. появилось замечательное исследование немецкого физика Вильгельма Вина «Некоторая новая связь излучения черных тел со вторым принципом термодинамики», в котором он установил, что длина волны  $\lambda_m$ , соответствующая максимальному значению энергии излучения абсолютно черного тела, обратно пропорциональна его абсолютной температуре:

$$\lambda_m = c/T. \quad (1.4)$$

С повышением температуры ординаты функции  $E_{\lambda, T}$  увеличиваются, а максимум этой функции смещается в сторону более коротких волн. Такое смещение было еще раньше замечено Ланглеем [42], но закон, которому оно подчиняется, был открыт Вином.

В речи, произнесенной им 11 декабря 1911 г. в связи с присуждением Нобелевской премии за открытия, относящиеся к теории теплового излучения, Вин сказал: «Я должен сказать, что имел счастье найти на поле общей термодинамической теории лучеиспускания не всю еще жатву собранной. Пользуясь известными физическими законами, я мог вывести общий закон теории лучеиспускания, который под названием закона смещения встретил признание у всех физиков».

Исследования Пашена, Луммера и Прингсгейма показали, что формула Вина, несомненно, выражает действительный закон. Постоянная  $c$  в законе Вина наиболее точно была определена Варбургом в 1913 г. ( $2894 \pm 8$ ) и Кобленцем в 1916 г. (2894); современное значение:  $c = 2,8978 \cdot 10^{-3}$  м.К.

Первая попытка теоретического определения вида функции  $E_{\lambda, T}$  принадлежит известному русскому физiku Владимиру Александровичу Михельсону [10]. Формула, полученная Михельсоном, имеет вид

$$E_{\lambda, T} = c_1 T^{\frac{3}{2}} \lambda^{-6} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}. \quad (1.5)$$

Михельсон настолько близко подошел к открытому Вином закону смещения, что только случайность и неточность в анализе экспериментальных данных привели его к иной формулировке закона.

Работа Михельсона получила высокую оценку современников. «Здесь, — писал Столетов, — автор смело предлагает путь к решению задачи в высшей степени важной и до того времени никем не затронутой». Реферирова работу Михельсона, Луммер в 1900 г. писал, что «она открыла путь для целого ряда других чрезвычайно важных исследований» (имеются в виду работы Вина, Рэлея и Планка). О. Д. Хвольсон в своем курсе физики отмечал, что «первый, пытавшийся теоретически определить вид функции Кирхгофа, был В. А. Михельсон и в этом его бессмертная заслуга. Он первый дал толчок к разработке одного из важнейших вопросов физики» [14].

В дальнейшем формулы для расчета функции  $E_{\lambda, T}$  были предложены (в хронологическом порядке) Кевелигети, Вебером, Борисовым, Пашеном, Вином, Тисеном, Рэлеем, Луммером и Янке. Наибольшее значение имела формула Вина

$$E_{\lambda, T} = c_1 / \lambda^5 e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}, \quad (1.6)$$

которая, однако, как отмечал сам автор, давала хорошее согласие с опытом в области коротких волн и не была пригодной для длинноволновой части спектра. Это подтверждалось наблюдениями Луммера и Прингсгейма [47],

которые нашли систематические отступления от закона Вина в области длинных волн и высоких температур ( $\lambda T > 3000$ ). К такому же выводу пришли Рубенс и Курлбаум [61], которые проверяли законы излучения в области длинных волн ( $\lambda T$  доходило до 30000) и нашли, что формула Вина при больших  $\lambda T$  не верна.

В 1900 г. выдающийся английский физик Рэлей применил к излучению закон о равномерном распределении энергии по степеням свободы и вывел на основе этих соображений формулу

$$E_{\lambda, T} = 8\pi k T \lambda^{-4}. \quad (1.7)$$

Забегая несколько вперед, заметим, что английским астрофизиком Джемсом Джиномсом в 1905 г. было показано, что если стоять на позициях классической теории, то общность закона Рэрея такого же ранга, как и общность электронной теории. В историю науки закон распределения Рэрея вошел под названием Закона Рэрея—Джинса.

Несмотря на то, что этот закон был выведен исходя из предпосылок классической физики, он оказался в полном противоречии с действительностью. В самом деле при использовании закона Рэрея — Джинса интеграл

$$\int_0^{\infty} E_{\lambda, T} d\lambda = 8\pi k T \int_0^{\infty} \lambda^{-4} d\lambda \quad (1.8)$$

обращается в бесконечность. Это означает, что в случае равновесия излучения материальных тел в замкнутой полости практически вся энергия должна перейти к электромагнитному полю. Другими словами, излучение тел будет происходить до тех пор, пока их температура не упадет до абсолютного нуля.

Закон Рэрея—Джинса дает монотонное и быстрое возрастание энергии излучения с уменьшением длины волны. Согласно этому закону «энергия — как сказал Вин — должна была бы все более скопляться в самых коротких длинах волн». Это несоответствие формулы Рэрея — Джинса, основанной на законах классической физики, действительным фактам известно в науке как «ультрафиолетовая катастрофа». Классическая физика потерпела в теории теплового излучения решительное поражение.

Итак, к концу XIX столетия существовало две формулы для функции  $E_{\lambda, T}$ , каждая из которых соответствовала экспериментальным данным в ограниченном участке спектра, но ни одна из них не описывала полностью экспериментальную кривую. Формула Вина, как показали наблюдения Луммера и Прингсгейма, удовлетворяла коротковолновой ветви опытной кривой распределения энергии по длинам волн, а формула Рэрея — Джинса — длинноволновой ветви кривой, что подтвердили исследования Рубенса и Курлбаума. Макс Планку удалось найти формулу, которая хорошо согласовывалась с опытными данными и в предельных случаях переходила в формулу Вина либо в формулу Рэрея—Джинса. О своем открытии Планк доложил Берлинскому физическому обществу 19 октября 1900 г.

При теоретическом обосновании найденного закона Планк имел смелость порвать с классической физикой и ввести по необходимости неслыханно новую идею о прерывном, квантовом обмене энергией между излучающими системами. Теория Планка основана на предположении, что в каждом весо-мом теле содержится громадное число электромагнитных вибраторов, или, как он их называет «резонаторов», каждый из которых обладает собственным периодом. Планк допустил, что поглощение и отдача энергии резонаторами происходит не непрерывно, сколь угодно малыми количествами, а порциями определенной конечной величины.

Рассматривая условия вероятного распределения энергии между резонаторами и их излучением, Планк приходит к своей формуле для энергии

излучения абсолютно черного тела:

$$E_{\lambda, T} = \frac{8\pi ch}{\lambda^5} \left( e^{\frac{ch}{k\lambda T}} - 1 \right)^{-1}, \quad (1.9)$$

где  $h$  и  $k$  — универсальные физические константы [55].

В дальнейшем Дебай [26] показал, что для вывода формулы Планка нет необходимости вводить понятие о резонаторах. К той же формуле можно прийти, следуя методике Джинса, если вместо равномерного распределения энергии по степеням свободы вычислить вероятное распределение в предположении, что энергия данного собственного колебания кратна  $h\nu$ , что эквивалентно гипотезе Планка.

Формула Планка с большой точностью была проверена Рубенсом и Курлбаумом, измерившим распределение интенсивности излучения черного тела в температурном интервале между 85 и 1773 К, а также Рубенсом и Михелем, показавшим, что закон Планка оправдывается с точностью до 1% в широкой области инфракрасного спектра [62].

Работами Планка был подведен определенный итог исследованиям в области теплового излучения, проведенным за 100 лет со времени открытия инфракрасных лучей.

С начала XX в. усиливается интерес к применению инфракрасной техники для решения все более возрастающего числа практических проблем. Развивается инфракрасная спектроскопия — этот мощный инструмент исследования взаимодействия излучения с веществом и идентификации различных химических соединений. Разрабатывается прецизионная радиометрия, создаются приборы для радиометрического измерения температур звезд и планет. Патентная литература 1900—1920 гг. содержит многочисленные предложения по созданию инфракрасных приборов обнаружения кораблей, самолетов и людей, а также систем связи и автоматического наведения на цель средств поражения.

Однa из самых ранних инфракрасных систем пассивного типа, использующая термостолбик и гальванометр, описана в статье Гофмана [35]. Аппаратура позволяла обнаруживать человека на расстоянии около 200 м, а самолет — на расстоянии 1600 м. В целом попытки использования средств инфракрасной техники в аппаратуре военного назначения успеха не имели.

В период между первой и второй мировыми войнами усилились изыскания новых типов приемников излучения. Основным открытием этого периода является создание таллофида. Этот приемник был изобретен еще в военные годы, но Кейз [22] значительно увеличил его чувствительность путем добавки кислорода.

В 1917 г. Кейз обнаружил, что фоторезисторы, изготовленные из сернистого таллия, обработанного кислородом, чувствительны к инфракрасным лучам; в 1920 г. он создал таллофидный фотоэлемент, предназначенный для работы в ближней инфракрасной области спектра. Таллофидные приемники излучения применялись в системе связи, принятой на вооружение германской армией в 1935 г. Ее существование сохранялось в глубокой тайне до октября 1942 г., когда англичане захватили одну такую систему в районе Эль-Аламейна. Максимальная дальность действия станции составляла около 8 км.

С 1930 г. начались систематические исследования воздействия теплового излучения на полупроводники. В результате этих исследований в Германии были разработаны приемники излучения из сульфида свинца и обнаружено увеличение их чувствительности при охлаждении. Это свойство было использовано при создании фоторезисторов, охлаждаемых твердой углекислотой и жидким воздухом. Под руководством профессора Пражского университета В. Гуддена была разработана технология изготовления чувствительных слоев методом напыления в вакууме. Одновременно в Дрездене под руководством П. Герлиха и в Берлине под руководством Е. Кутчера велись работы над методами химического нанесения чувствительного слоя. В результате этих работ в Германии были получены самые чувствительные приемники излучения с длинноволновой границей около 4 мкм, сыгравшие важную роль в разра-

ботке многочисленных инфракрасных систем, главным образом военного назначения. Выпуск приемников на основе PbS был доведен в Германии до 4000 в месяц. Следует упомянуть также первый прибор для получения изображения в инфракрасных лучах с использованием метода эвапорографии. Он был изобретен Черии в 1929 г. [24] на основе работ сына Вильяма Гершеля — Джона Гершеля [33].

Наиболее значительной разработкой в тридцатых годах следует считать электронно-оптический преобразователь (ЭОП), первые образцы которого были изготовлены Дж. Холстом и его сотрудниками в 1934 г. Зворыкин и Мортон [72], используя для фотозмиссионного слоя медь—цезий—окись и применяя последние достижения электронной оптики, разработали более совершенный образец ЭОП. В 1939—1942 гг. на базе этих приборов в США была создана аппаратура для вождения танков в ночных условиях, а также оптические прицелы (суперскопы и снайперскопы), широко применявшиеся на тихоокеанском театре военных действий. Снайперскопы, установленные на карабины 30-го калибра, обеспечивали прицельную стрельбу на расстоянии 50...60 м.

В 1946 г. появились новые преобразователи инфракрасного излучения в видимое изображение, названные метаскопами [13]. В них использовалось стимулированное излучение видимого света от слесов фосфора, предварительно возбужденных инфракрасным или ультрафиолетовым излучением. По сравнению с ЭОП метаскопы оказались более простыми по конструкции, менее дорогостоящими, но более хрупкими и менее чувствительными.

Британский флот уже в 1941 г. применял на средиземноморском театре военных действий приборы ночного видения на основе электронно-оптических преобразователей изображения. С их помощью катера, возвращавшиеся после атаки, находили по сигнальным огням корабль-базу. ВВС начали использовать аналогичные приборы для опознавания своих самолетов начиная с 1942 г.

В немецкой армии ЭОП применялись в трех видах инфракрасной аппаратуры: приборах для вождения танков в ночных условиях, ночных стрелковых прицелах и системах опознавания самолетов. Аппаратура первого вида позволяла продвигаться в условиях затемнения с обычной дневной скоростью. Освещение создавалось 100...200-ваттными лампами-фарами, закрытыми инфракрасным фильтром. При этом дорога была ясно видна на 90 м, а большие препятствия — на 180 м. Стрелковый прицел имел эффективную дальность действия до 90 м и применялся на советско-германском фронте.

Разработанные в этот период приборы наблюдения с флиннофокусным (250 мм) объективом позволяли различать объекты с температурой 200° С и выше и обнаруживать выхлопы самолетов на расстояниях до 32 км. Приборы обнаружения с диаметром зеркального объектива 600 мм имели дальности действия по танкам 7 км и по кораблям 20 км.

В военные годы был получен кристалл KRS-5 («Kristalle aus dem Schmelzflüss»), прозрачный в длинноволновом диапазоне инфракрасного спектра, и открыты два новых типа приемника излучения. Один из них представлял модификацию простого газового термометра и вошел в историю под названием пневматического инфракрасного приемника Голея [13]. Приемники этого типа использовались в экспериментальных установках и в военной технике применения не нашли.

В 1942 г. под руководством Андруса [13] были разработаны сверхпроводящие болометры на основе тантала, охлаждаемого жидким гелием. В дальнейшем эти болометры были усовершенствованы благодаря использованию в качестве чувствительного элемента нитрида ниобия [13]. Впервые болометры начали использовать в инфракрасной аппаратуре обнаружения кораблей и летательных аппаратов в середине 20-х годов. Корпусом связи армии США были разработаны активные системы обнаружения с болометром, однако они оказались не перспективными из-за отсутствия источников излучения высокой мощности. И только в 1935 г. была создана пассивная система, позволявшая обнаруживать крупные суда на расстоянии до 20...25 км.



Из английских разработок с болометрами можно отметить обзорную систему с объективом, имевшим диаметр входного зрачка 110 мм. Система была опробована в воздухе в 1937 г. и обеспечивала дальность обнаружения самолетов около 500 м. Возможно, это был первый случай, когда самолет был обнаружен в полете с другого самолета с помощью инфракрасной аппаратуры.

Вторая мировая война убедительно продемонстрировала эффективность применения инфракрасных приборов. Фактически все ведущие мировые державы использовали в военном деле инфракрасную аппаратуру. По мнению известного специалиста в области инфракрасной техники Р. Халсона, к концу войны и в послевоенный период Советский Союз вышел на передовые рубежи в мире в области разработки инфракрасных систем [13].

Об огромном объеме работ в области инфракрасной техники в период 1935—1950 гг. свидетельствует изданная в Англии библиография (5500 наименований), вышедшая в 1954 г. Вторая часть библиографии, подготовленная к изданию в 1957 г., насчитывала 1600 наименований, включавших многие работы военного характера, рассекреченные к этому времени.

Несмотря на ограниченное применение инфракрасной техники во время второй мировой войны, военные разработки стимулировали в послевоенный период развитие приемников излучения, создание новых оптических материалов, прозрачных в инфракрасной области спектра, а также разработку самой различной аппаратуры для промышленности, транспорта, науки и медицины. Область применения инфракрасной техники настолько расширилась, что среди большого числа имен ученых, работавших в этой области, имена первооткрывателей оказались недостаточно известны. Любая попытка восполнить этот пробел обязательно окажется неполной и в некоторых отношениях несвоевременной.

Наиболее обширной областью применения инфракрасной техники является спектроскопия. Уже к 1944 г. обзор по промышленному использованию инфракрасной спектроскопии насчитывал описание свыше 350 спектров поглощения и библиографию с 2700 наименованиями.

Развитие современной техники фотографирования в инфракрасных лучах стало возможным благодаря разработке специальных сенсibiliзирующих красителей. Уже в 1930 г. благодаря открытию неоцианита удалось получить фотографию солнечного спектра до длин волн около 1,16 мкм. В период 1931—1935 гг. были разработаны другие красители, позволившие расширить этот диапазон до 1,35 мкм.

В течение многих лет инфракрасная техника использовалась астрофизиками для получения информации о солнце, планетах и звездах. С помощью инфракрасной аппаратуры были открыты новые звезды, изучена атмосфера планет, установлено наличие большого количества углекислого газа в атмосфере Венеры и метана в атмосфере Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна. Большая заслуга в этом принадлежит советским ученым, которые, применив многокаскадные ЭОП в астрономии, впервые показали возможность снижения на несколько порядков величины экспозиции при фотографировании слабых звезд [4].

Благодаря использованию многокаскадных ЭОП удалось сфотографировать ряд туманностей в монохроматическом свете линий водорода и сделать важные выводы о структуре этих туманностей. Другим примером удачного использования ЭОП в научных исследованиях является разработка высокоскоростной лупы времени для исследования плазмы с временным разрешением порядка  $10^{-14}$  с. С помощью усилителей яркости удается в несколько тысяч раз повысить яркость рентгеновского изображения при сохранении достаточной его четкости, благодаря чему значительно улучшаются условия работы рентгенолога и в десятки раз снижается доза облучения пациента.

Инфракрасные установки широко используют в системах отопления, сушки и приготовления пищи. Уже в 1938 г. фирма «Форд Мотор Компани» объявила о создании установки для сушки краски на автомобилях с использованием инфракрасных излучателей. Применение инфракрасной техники в медицине и биологии позволило разработать приборы для изучения адапта-

ции глаза к темноте и аппаратуру для ранней диагностики раковых заболеваний. В дерматологии благодаря хорошему проникновению инфракрасных лучей через кожу появилась возможность исследовать поражения тканей и воздействовать на подкожные системы кровообращения. Использование инфракрасных лучей в полиграфической промышленности позволяет легко различать пигменты, одинаковые в видимом свете. Инфракрасные приборы применяются в живописи для раскрытия оригиналов, скрытых более поздними записями, в криминалистике для отличий от подделок подлинных документов и драгоценных камней, а также для прочтения стертых мест в тексте. Инфракрасное фотографирование с воздуха дает возможность оценивать состояние лесных массивов и обнаруживать очаги пожаров. Следует также упомянуть об использовании инфракрасной аппаратуры для предупреждения столкновений самолетов в воздухе и кораблей в море при их движении ночью, а также для технической диагностики электронных схем и контроля за различными производственными процессами. Одним словом, возможности инфракрасной техники ограничены только нашим воображением.

## 1.2. СПЕКТР И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Тепловое излучение испускается всеми телами при любых температурах, отличных от абсолютного нуля. Характер излучения зависит от агрегатного состояния вещества. Спектры излучения газов состоят, как правило, из отдельных линий и полос, характерных для данного газа. Линейчатые спектры атомов и полосатые спектры молекул проявляются только в том случае, когда излучающий газ находится в разреженном состоянии. При увеличении связи между частицами (например, при изменении давления и температуры) линии и полосы расширяются и становятся нерезкими.

Для спектров жидкостей характерно большое влияние межмолекулярного взаимодействия. Ширина полос возрастает и появляются новые полосы, отсутствующие в спектрах газов. У твердых тел вследствие сильного взаимодействия между молекулами спектры излучения становятся сплошными, так как линии поглощения оказываются широко размытыми и сливаются в полосы, а полосы — в участки сплошного спектра.

Согласно теории Бора излучение энергии связано с переходами атомов или молекул с более высоких энергетических уровней на более низкие. Эти переходы сопровождаются испусканием квантов, энергия которых

$$h\nu = hc_0/\lambda = W_n - W_m, \quad (1.10)$$

где  $h = (6,6256 \pm 0,0005) \cdot 10^{-34}$  Вт · с<sup>2</sup> — постоянная Планка;  $c_0 = (2,997930 \pm 0,000003) \cdot 10^8$  м/с — скорость света в вакууме;  $\lambda$  — длина волны, см;  $\nu = 1/\lambda$  — волновое число, см<sup>-1</sup>;  $W_n$  и  $W_m$  — энергии, соответствующие уровням  $n$  и  $m$ . Инфракрасное излучение является частью оптического излучения и занимает в спектре электромагнитных колебаний диапазон, характеризующийся длинами волн от 0,76 до 1000 мкм. В оптическое излучение входят также рентгеновское излучение  $\lambda = 0,01...5$  нм (0,1...50 Å), ультрафиолетовое ( $\lambda = 0,005...0,40$  мкм) и видимое ( $\lambda = 0,40...0,76$  мкм).

Составляющие видимого излучения имеют следующие диапазоны длин волн: красная — 0,76...0,62 мкм, оранжевая — 0,62...0,59 мкм, желтая — 0,59...0,56 мкм, зеленая — 0,56...0,50 мкм, голубая — 0,50...0,48 мкм, синяя — 0,48...0,45 мкм и фиолетовая — 0,45...0,40 мкм.

Инфракрасное излучение занимает весьма протяженную спектральную область, примыкая с одной стороны к видимому (красному) излучению, а с другой стороны — к электромагнитным колебаниям радиодиапазона. Если использовать классическое сравнение со звуковыми волнами, то можно заметить, что инфракрасное излучение перекрывает по меньшей мере 10 октав, тогда как видимое занимает 1 октаву, ультрафиолетовое — 5 октав, рентгеновское — около 14 октав, а излучение радиодиапазона — 28 октав.

Инфракрасную область спектра принято делить на четыре части: ближнюю ( $\lambda = 0,76 \dots 3$  мкм), среднюю ( $\lambda = 3 \dots 6$  мкм), дальнюю ( $\lambda = 6 \dots 15$  мкм) и очень далекую ( $\lambda = 15 \dots 1000$  мкм). Логика такого деления связана с существованием так называемых «атмосферных окон».

Инфракрасные лучи часто называют тепловыми лучами. В действительности они не имеют никаких особых тепловых свойств. Как и другие излучения, они могут быть поглощены телами, помещенными на их пути, и превратиться в тепло. Однако тепловой эффект является только результатом поглощения инфракрасных лучей и не составляет их специфического признака. Если же тепловые проявления инфракрасного излучения значительно заметнее такого же проявления видимого и ультрафиолетового излучений, то это объясняется лишь тем, что инфракрасное излучение большой мощности может быть создано сравнительно простыми техническими средствами.

Инфракрасные излучения так же, как и видимый свет, распространяются в однородной среде по прямой линии, подчиняются закону обратных квадратов, могут отражаться, преломляться, претерпевать дифракцию, интерференцию и поляризацию. Для поляризации инфракрасного излучения применяются не обычные поляриды, а очень тонкие пленки из селена, многослойные селеновые пленки, тонкие пластины кристаллизованного хлористого серебра и параллельные зеркала со слоями селена, нанесенными возгонкой в вакууме. Скорость распространения инфракрасных лучей равна скорости света.

При рассмотрении спектральных особенностей излучения возникает вопрос о его монохроматичности. В строгом смысле излучение не может быть монохроматическим по самой своей природе. Для возникновения монохроматического излучения необходимо, чтобы уровни энергий, между которыми осуществляется переход, сопровождающийся излучением, были идеально узкими. Однако даже в случае изолированного атома энергетические уровни имеют ширину, отличную от нуля, и излучение атома за некоторый промежуток времени оказывается размытым в конечных пределах.

Обычно под монохроматическим излучением понимают излучение в некотором интервале длин волн  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$  и степень хроматичности  $\mu$  определяют формулой:

$$\mu = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda / \lambda = \ln \lambda_2 / \lambda_1. \quad (1.11)$$

Считая, что излучение относится к длине волны  $\lambda$  и обозначая  $\lambda_1 = \lambda - \Delta\lambda/2$ , а  $\lambda_2 = \lambda + \Delta\lambda/2$ , имеем

$$\mu \approx \Delta\lambda / \lambda. \quad (1.12)$$

Чем меньше  $\mu$ , тем выше монохроматичность излучения.

Часто для оценки монохроматичности излучения пользуются понятием разрешающей способности, представляющей собой величину, обратную степени монохроматичности:

$$R = 1/\mu = \lambda/\Delta\lambda. \quad (1.13)$$

Важнейшим параметром тела, определяющим процессы его теплового излучения, является температура. Согласно системе единиц СИ температура измеряется в кельвинах (К); временно допускается применение шкалы Цельсия ( $^{\circ}\text{C}$ ). В иностранной литературе встречаются нестандартные единицы измерения температуры: градусы Реомюра (R) и Фаренгейта (F). Соотношения между различными единицами измерения температуры приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1

Переходные соотношения для различных единиц измерения температуры

Шкала	$t, ^\circ\text{C}$	$t, \text{K}$	$t, \text{R}$	$t, \text{F}$
$t, ^\circ\text{C}$	—	Прибавить 273,15	Умножить на 4/5	Умножить на 9/5 и прибавить 32
$t, \text{K}$	Вычесть 273,15	—	Вычесть 273,15 и умножить на 4/5	Вычесть 273,15, умножить на 9/5 и прибавить 32
$t, \text{R}$	Умножить на 5/4	Умножить на 5/4 и прибавить 273,15	—	Умножить на 9/4 и прибавить 32
$t, \text{F}$	Вычесть 32 и умножить на 5/9	Вычесть 32 и умножить на 5/9	Вычесть 32 и умножить на 4/9	—

### 1.3. ТЕРМИНОЛОГИЯ И ОБОЗНАЧЕНИЯ

Терминология инфракрасной техники не является еще установившейся. Она основана на терминах, принятых в физической оптике, светотехнике и приборостроении. В табл. 1.2 приведены термины, соответствующие определения и обозначения величин, характеризующих инфракрасное излучение и применяемых в инфракрасной технике. При составлении табл. 1.2 использована терминология, установленная Комитетом научно-технической терминологии АН СССР. Иностранные термины на английском, немецком и французском языках согласованы с Международным светотехническим словарем [9]. Для обозначения величин приняты буквы, наиболее часто употребляемые в отечественной литературе по инфракрасной технике. Дифференциальные соотношения между величинами, применяемыми в теории теплового излучения, даны в табл. 1.3.

Таблица 1.2

Термины, определения и обозначения величин, применяющиеся в инфракрасной технике

Термин	Определение	Обозначение	Единица измерения
Оптическое излучение Optical radiation Optische Strahlung Optique radiation	Электромагнитное излучение с длинами волн, расположенными в диапазоне 0,01 нм...1 мм (оптическом диапазоне)	—	—

Термин	Определение	Обозначение	Единица измерения
Рентгеновское излучение X-rays Röntgenstrahlung Rayonnement X	Оптическое излучение, характеризующееся длинами волн, расположенными в диапазоне 0,01...5 нм	—	—
Ультрафиолетовое излучение Ultraviolet radiation Ultraviolette Strahlung Radiación ultravioleta	Оптическое излучение, характеризующееся длинами волн, расположенными в диапазоне 5...400 нм	—	—
Видимое излучение Visible radiation Sichtbare Strahlung Radiación visible	Оптическое излучение, характеризующееся длинами волн, расположенными в диапазоне 0,40...0,76 мкм (400...760 нм)	—	—
Инфракрасное излучение Infrared radiation Ultrarote Strahlung Radiación infrarouge	Оптическое излучение, характеризующееся длинами волн, расположенными в диапазоне 0,76 мкм...1 мм	—	—
Тепловое излучение Thermal radiation Temperatur Strahlung Thermorayonnance	Оптическое излучение, возникающее за счет тепловой энергии излучающей системы	—	—
Спонтанное излучение Spontaneous radiation Ursprungliche Strahlung Rayonnement spontane	Оптическое излучение, возникающее без воздействия внешнего электромагнитного поля	—	—
Вынужденное (стимулированное) излучение Stimulated radiation Laserstrahlung Emission induite	Оптическое излучение, которое возникает под действием другого излучения, падающего на излучающую систему: атом, ион, молекулу, и характеризуется той же частотой и тем же направлением, что и падающее излучение, а также согласовано с последним по фазе	—	—
Люминесценция Luminescence Lumineszenz Luminescence	Спонтанное излучение вещества, возбужденного за счет любого вида энергии, кроме тепловой	—	—
Фотолюминесценция Photoluminescence Photolumineszenz Photoluminescence	Люминесценция, возникающая за счет энергии оптического излучения	—	—

Термин	Определение	Обозначение	Единица измерения
Хемилюминесценция Chemiluminescence Chemilumineszenz Chimiluminescence	Люминесценция, возникающая за счет энергии, выделяемой при химической реакции, протекающей в той же среде	—	—
Электролюминесценция Electroluminescence Elektrolumineszenz Electroluminescence	Люминесценция, возбуждаемая электрическим полем	—	—
Катодолюминесценция Cathode Kathode Cathodique	Люминесценция твердого вещества, возбуждаемая падающим на него потоком электронов	—	—
Люминофор Luminescent material Luminophor Substance luminescente	Вещество, применяемое для получения люминесценции	—	—
Точечный излучатель Point source Punktartige Strahlungsquelle Source ponctuelle	Источник энергии излучения, размерами которого можно пренебречь по сравнению с расстоянием от него до приемника излучения. Создаваемая точечным источником облученность может быть рассчитана с требуемой точностью на основе закона квадрата расстояния	—	—
Монохроматическое излучение Monochromatic radiation Monochromatische Strahlung Radiation monochromatique	Оптическое излучение, характеризующееся какой-либо одной частотой колебаний	—	—
Степень монохроматичности Degree of monochromatism Grad des Monochromatismes Degré de monochromatisme	Натуральный логарифм отношения двух длин волн (частот), условно ограничивающих спектральный интервал, в котором воспринимается излучение	μ	—
Оптический спектр Optical spectrum Optische Spectrum Optique spectre	Совокупность монохроматических излучений, составляющих данное излучение	—	—
Длина волны Wavelength Wellenlänge Longueur d'onde	Расстояние, на которое распространяется в данной среде фронт монохроматической волны за один период колебаний	λ	м

Термин	Определение	Обозначение	Единица измерения
Волновое число Wave number Schwingungszahl Nombre l'onde	Величина, обратная длине волны	$\nu$	$m^{-1}$
Фотон Photon Photon Photon	Элементарная частица света	—	—
Квант Quantum Quantum Quantum	Элементарная дискретная порция энергии излучателя, равная произведению постоянной Планка $h$ на частоту излучения $f$	$h\nu$	Дж
Поток излучения (лучистый поток) Radiant flux Strahlungsfluss Flux énergétique	Средняя мощность оптического излучения за время, значительно большее периода колебаний	$P$	Вт
Энергия излучения (лучистая энергия) Quantity of radiant energy Strahlungsmenge Quantité d'énergie rayonnante	Энергия, переносимая электромагнитным излучением и определяемая как произведение лучистого потока на время действия излучения	$W$	Дж
Энергетическая сила света (Сила излучения) Radiant intensity Strahlstärke Intensité énergétique	Пространственная плотность лучистого потока, равная отношению лучистого потока к величине телесного угла, в котором равномерно распределено излучение	$I$	Вт/ср
Плотность излучения Radiant emittance Spezifische Ausstrahlung Emission énergétique	Поверхностная плотность лучистого потока, равная отношению лучистого потока к площади излучающей поверхности	$R$	Вт/см <sup>2</sup>
Энергетическая освещенность (облученность) Irradiance Bestrahlungsstärke Éclairément énergétique	Поверхностная плотность лучистого потока, равная отношению лучистого потока к площади облучаемой поверхности, по которой он равномерно распределен	$E$	Вт/см <sup>2</sup>
Количество облучения Quantity of irradiance Bestrahlung Quantité d'éclairément énergétique	Поверхностная плотность энергии излучения, падающего на поверхность, равная произведению облученности на время облучения	$H$	$\frac{\text{Дж}}{\text{см}^2}$
Энергетическая яркость (лучистость) Radiance Strahl-dichte Luminance énergétique	Поверхностная плотность силы излучения в заданном направлении, равная отношению силы излучения к площади проекции излучающей поверхности на плоскость, перпендикулярную к тому же направлению	$B$	$\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{ср}}$

Термин	Определение	Обозначение	Единица измерения
<p>Спектральная плотность излучения Spectral concentration of a radiant emittance Spektrale Dichte der Spezifische Ausstrahlung Densité spectrale d'une emittance énergétique</p>	<p>Предел отношения плотности излучения, взятой в бесконечно малом интервале длин волн, включающем данную длину волны, к величине этого интервала</p> <p>Примечание: Аналогично образуются термины «Спектральная плотность энергетической силы света», «Спектральная плотность энергетической яркости» и т. д.</p>	r	Вт/см <sup>2</sup>
<p>Пропускание Transmission Durchlassung Transmission</p>	<p>Прохождение излучения сквозь среду без изменения частоты его монохроматических составляющих</p>	—	—
<p>Поглощение Absorption Absorption Absorption</p>	<p>Ослабление излучения при прохождении через среду в результате взаимодействия его со средой и превращения лучистой энергии в другие виды энергии</p>	—	—
<p>Отражение Reflection Reflexion Réflexion</p>	<p>Возвращение излучения поверхностью раздела двух сред с различными коэффициентами преломления без изменения частоты его монохроматических составляющих</p>	—	—
<p>Зеркальное отражение Directive reflection Gerichtete Reflexion Réflexion dirigée</p>	<p>Отражение, при котором угол отражения равен углу падения, а также равны между собой телесные углы распространения падающего и отраженного излучений</p>	—	—
<p>Рассеянное отражение Diffuse reflection Diffuse Reflexion Réflexion diffusée</p>	<p>Отражение, характеризующееся увеличением телесного угла распространения отраженного излучения по сравнению с телесным углом падающего излучения</p>	—	—
<p>Диффузное отражение Uniform diffuse reflection Vollkommen diffuse Reflexion Réflexion diffuse uniforme</p>	<p>Отражение, при котором энергетическая яркость отражающей поверхности одинакова во всех направлениях, независимо от направления излучения, падающего на поверхность</p>	—	—
<p>Смешанное отражение Mixed reflection Gemischte Reflexion Réflexion mixte</p>	<p>Отражение, характеризующееся наличием зеркального и рассеянного отражений одновременно</p>	—	—



Термин	Определение	Обозначение	Единица измерения
Рассеяние Diffusion Streuung Diffusion	Изменение пространственного распределения направленного излучения, которое в результате распространения в среде отклоняется по всевозможным направлениям	—	—
Мутная среда Translucent medium Trübungsmedium Milieu trouble	Среда, в которой происходит рассеяние излучения	—	—
Оптический фильтр Optical filter Optischer filter Filtre optique	Среда, служащая для изменения потока излучения или его спектрального состава при прохождении через нее	—	—
Коэффициент пропускания Transmission factor Transmissionsgrad Facteur de transmission	Отношение потока излучения, прошедшего через данную среду, к потоку излучения, упавшего на эту среду	τ	—
Коэффициент поглощения Absorption factor Absorptionsgrad Facteur d'absorption	Отношение потока излучения, поглощенного данной средой, к потоку излучения, упавшего на эту среду	α	—
Коэффициент отражения Reflection factor Reflexionsgrad Facteur de réflexion	Отношение потока излучения, отраженного данной средой, к потоку излучения, упавшего на эту среду Примечание: Сумма коэффициентов пропускания, поглощения и отражения равна единице	ρ	—
Коэффициент рассеяния Scattering factor Streuungsmodul Facteur de diffusion	Отношение потока излучения, рассеянного данной средой, к потоку излучения, упавшего на эту среду	σ	—
Коэффициент ослабления Extinction coefficient Extinktionsmodul Coefficient d'absorption	Отношение суммы потоков излучения, поглощенного, отраженного и рассеянного данной средой, к потоку излучения, упавшего на эту среду	κ	—
	Примечание: Если коэффициенты пропускания, поглощения, отражения, рассеяния и ослабления употребляются для потоков монохроматического излучения, то к соответствующим терминам добавляется определяющее слово «спектральный», а к буквенному обозначению — индекс λ, например, «спектральный коэффициент отражения» ρ <sub>λ</sub> и т. д.		

Термин	Определение	Обозначение	Единица измерения
Абсолютно черное тело Black body Schwarzer Strahler Corps noir	Тело, коэффициент поглощения которого равен единице независимо от длины волны, направления распространения и поляризации падающего излучения	—	—
Серое тело (неселективный излучатель) Grey body Grauer Strahler Corps gris	Тепловой излучатель с относительным распределением энергии в спектре, одинаковым с относительным распределением энергии в спектре абсолютно черного тела при той же температуре	—	—
Селективный излучатель Selective radiator Selektivstrahler Radiateur sélectif	Тепловой излучатель с относительным распределением энергии в спектре, отличным от относительного распределения энергии в спектре абсолютно черного тела при той же температуре	—	—
Коэффициент излучения Emissivity of a thermal radiator Emissionsgrad Pouvoir émissif d'un corps thermorayonnant	Отношение яркости данного источника к яркости абсолютно черного тела при одинаковой их температуре	$\epsilon_T$	—
Спектральный коэффициент излучения Spectral emissivity of thermal radiator Spektraler Emissionsgrad eines Temperaturstrahlers Pouvoir émissif spectral d'un corps thermorayonnant	Отношение спектральной яркости данного источника к спектральной яркости абсолютно черного тела при одинаковой их температуре	$\epsilon_\lambda$	—
Приемник излучения Receptor of radiation Strahlungsempfänger Radiation récepteur	Прибор, предназначенный для использования в тех или иных целях его реакции на оптическое излучение	—	—
Селективный приемник Selective receptor Selektiver Empfänger Récepteur sélectif	Приемник излучения, реакция которого зависит не только от общей мощности воздействующего излучения, но и от его спектрального состава	—	—
Неселективный приемник Neutral receptor Nichtselektiver Empfänger Récepteur non-sélectif	Приемник излучения, реакция которого зависит только от общей мощности воздействующего излучения и не зависит от его спектрального состава	—	—

Продолжение табл. 1.2

Термин	Определение	Обозначение	Единица измерения
Фотозлемент Photocell Photozelle Cellule photoélectrique	Приемник излучения, реакция которого проявляется в возникновении фотоэлектронной эмиссии или фотоэлектродвижущей силы	—	—
Фотоумножитель Photomultiplier cell Photovervielfacher Photomultiplicateur	Приемник излучения, в котором ток фотоэлектронной эмиссии многократно усиливается за счет вторичной электронной эмиссии	—	—
Фотосопротивление (фоторезистор) Photo-conductive cell Widerstandszelle Cellule photoconductrice	Приемник излучения, реакция которого проявляется в изменении электрического сопротивления вследствие внутреннего фотоэффекта	—	—
Болومتر Bolometer Bolometer Bolomètre	Приемник излучения, реакция которого проявляется в изменении электрического сопротивления вследствие нагрева его поглощенным излучением	—	—
Электронно-оптический преобразователь (ЭОП) Electron-image tube Convertisseur électronique d'image	Электровакуумный прибор, предназначенный для преобразования спектрального состава излучения и (или) усиления яркости изображения	—	—
Передающая трубка Photocinductor tube Tube analyseur d'image	Приемник излучения, последовательно преобразующий изображения точек предмета в электрические сигналы (видеосигналы)	—	—
Телесный угол Solid angle Raumwinkel Angle solide	Часть пространства, заключенная внутри конуса, описанного лучом, исходящим из источника (приемника) излучения и скользящим по контуру, который окаймляет данную поверхность	ω	ср

Таблица 1.3

Дифференциальные соотношения между величинами, применяемыми в теории теплового излучения

Величина	Буквенное обозначение	Основная единица измерения	Формула связи с другими величинами
Энергия излучения	$W$	Вт·с	—
Поток излучения (лучистый поток)	$F$	Вт	$F = dW / dt$
Спектральная плотность лучистого потока	$f$	Вт/см	$f = dF / d\lambda$
Энергетическая сила света (сила излучения)	$I$	Вт/ср	$I = dF / d\omega$
Спектральная плотность силы излучения	$i$	Вт/ср·см	$i = dF' / d\omega \cdot d\lambda$
Плотность излучения	$R$	Вт/см <sup>2</sup>	$R = dF / dS$
Спектральная плотность излучения	$r$	Вт/см <sup>3</sup>	$r = dF / dS \cdot d\lambda$
Энергетическая освещенность (облученность)	$E$	Вт/см <sup>2</sup>	$E = dF / dS$
Энергетическая яркость (лучистость)	$B$	Вт/ср·см <sup>2</sup>	$B = dI / dS \cdot \cos \alpha$
Спектральная плотность энергетической яркости	$b$	Вт/ср·см <sup>3</sup>	$b = dI / dS \cdot \cos \alpha \cdot d\lambda$

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Глаголева-Аркадьева А. А. Сб. трудов. М., Изд. АН СССР, 1948.
2. Горнштейн Т. Н. Густав Роберт Кирхгоф и его исследования по тепловому излучению. Труды Института истории естествознания и техники. М., Изд. АН СССР, 1960, т. 34.
3. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением. Пер. с англ. М., «Мир», 1975.
4. Каскадные электроннооптические преобразователи и их применение. Пер. с англ. М., «Мир», 1965.
5. Криксунов Л. З. Инфракрасные лучи и теория теплового излучения. Рига, РКВИАВУ, 1958.
6. Левитская М. А. Инфракрасные лучи. М.—Л., Изд. АН СССР, 1935.
7. Леконт Ж. Инфракрасные излучения. Пер. с франц. М., Физматгиз, 1958.
8. Лукреций. О природе вещей. Кн. 5. Пер. Ф. А. Петровского. М.—Л., «Академия», 1936.
9. Международный светотехнический словарь. М., Физматгиз, 1963.
10. Михельсон В. А. Журнал Русского физико-химического общества. 1887, 19.
11. Розенберг Ф. История физики. Пер. с нем. М., ОНТИ, 1935.
12. Толанский С. Революция в оптике. Пер. с англ. М., «Мир», 1971.
13. Хадсон Р. Инфракрасные системы. Пер. с англ. М., «Мир», 1972.
14. Хвольсон О. Д. Курс физики. Изд. Ринкера, 1911.
15. Шеффер К., Матосси Ф. Инфракрасные спектры. Пер. с нем. М.—Л., Гостехиздат, 1935.
16. Ampere A. — «Poggendorff's Annalen», 1832, XXVI.
17. Barr E. S. Historical Survey of the Early Development of the Infrared Spectral Region. — «Am. J. Phys.», 1960, № 1.

18. Barr E. S. *The Infrared Pioners*. Sir William Herschel. — «Infrared Physics», 1962, vol. 2.
19. Barr E. S. *The Infrared Pioners*. Makedonio Melloni. — «Infrared Physiks», 1963, vol. 7.
20. Bérard. — «Mém. de la Soc. d'Arcueil», 1817, 3.
21. Boltzmann L. — «Ann. Physik», 22, 1884.
22. Case T. W. — «Phys. Rev.», 1920, v. 15
23. Coblenz W. W. *Investigations of infrared spectra*. Washington, 1905.
24. Czerny M. Z. — «Physik», 1929, v. 53.
25. Dascola G. *Mostra di documenti e cimeli Melloni*. — «Del Nuovo Cimento», 1955, № 3.
26. Debye P. — «Ann. d. Phys.», 1910, 33.
27. Desains e. Provostaye. — «Comptes rendus», 1849, XXIX.
28. Dulong et Petit. — «Annales de Chimie et de Physique», 1818, 7; 1841, 2.
29. Edler. — «Wiedemann Annalen», 1890, 40.
30. Englefield. — «J. of the Royal Institution», 1802, 1.
31. Fizeau e. Foucault. — «Comptes rendus», 1847, XXV.
32. Herschel W. — «Philosophical Transactions», 1800, v. 2.
33. Herschel J. — «Trans. Roy. Soc.», London, 1840, v. 131.
34. Herschel W. — «Phil. Trans. Roy. Soc.», 1800, v. 3.
35. Hoffmann S. O. — «Phys. Rev.», 1919, v. 14.
36. Holborn L., Day B. — «Ann. d. Phys.», 1900, 2.
37. Hoppe E. *Geschichte der Physik*. Braungschweig, 1926.
38. Jeans J. — «Phil. Mag.», 1905.
39. Kirchhoff G. — «Ann. Phys. Chem.», 1860, 109.
40. Knoblauch K. *De calore radiante disquisitiones experimentis quibusdam novis illustrate*. Berlin, 1846.
41. Kurlbaum F. — «Wiedemann Annalen», 1898, 65.
42. Langley. — «Annales de Chimie et de Physique», 1886, 6.
43. Leslie J. — «Nickolson's Journal», 1801, 4.
44. Lummer O., Pringsheim E. — «Wiedemann Annalen», 1897, 63.
45. Lummer O., Wien W., — «Wiedemann Annalen», 1895, 56.
46. Lummer O., Kurlbaum F. — «Verh. d. Deut. Phys., Ges.», 1898, 17.
47. Lummer O., Pringsheim E. — «Verh. d. Deut. Phys., Ges.», 1899, 1.
48. Melloni M. — «Annales de Chimie et de Physique», 1831, XXIV.
49. Melloni M. — «Annales de Chimie et de Physique», 1834, LV.
50. Melloni M. — «Annales de Chimie et de Physique», 1836, LXI; 1836, LXV; 1841, LXXV.
51. Müller C. — «Zs. f. Instr.», 1928, 48.
52. Newton. — «Philosophical Transactions», 1701, 270.
53. Paschen F. — «Wiedemann Annalen», 1893, 49.
54. Pictet M. *Essai sur la feu*. Genf., 1790.
55. Plank M. — «Ann. d. Phys.», 1900, 1; 1901, 4.
56. Powell B. — «Annals of Philosophy, New Series», 1823, 5.
57. Prévost P. — «J. de physique», 1791, XXXVIII.
58. Prévost P. — «Philos. Transactions», 1802, vol. 16.
59. Rosseti. — «Annales de Chimie et de Physique», 1879, XVII.
60. Rubens H., Kurlbaum F. — «Berl. Ber.» 1900.
61. Rubens H., Kurlbaum F. — «Annalen d. Phys.», 1901, 4.
62. Rubens H., Michel G. — «Sitzungsber d. Berl. Akad.», 1921, 7.
63. Schneebelli. — «Wiedemann Annalen», 1884, 22.
64. Stefan J. — «Wien. Akad. Ber.», 1879, ser. 79, 11.
65. Stewart B. — «Edinburg Transactions», 1861, XII.
66. Tyndall J. — «Poggendorff's Annalen», 1865, CXXIV.
67. Valentiner S. — «Ann. d. Phys.», 1910, 31.
68. Weber H. F. — «Sitz. Ber. Berliner Akad.», 1888.
69. Wilhelmy L. F. — «Poggendorff's Annalen», 1851, 84.
70. Wünsch. — «Magazin der Gesellschaft Nat. Fr. Z. Berl.», 1807.
71. Young T. — «Philosophical Transactions», 1802.
72. Zworykin V. K., Morton G. A. — «JOSA», 1936, v. 26.

## ИНФРАКРАСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НАГРЕТЫХ ТЕЛ

---

### 2.1. СУММАРНАЯ ПО СПЕКТРУ ПЛОТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

Суммарную плотность излучения абсолютно черного тела, т. е. плотность и излучения в диапазоне длин волн  $0 \dots \infty$ , определяют по закону Стефана—Больцмана:

$$R = \sigma T^4, \quad (2.1)$$

где  $R$  — плотность излучения, Вт/м<sup>2</sup>;  $T$  — температура абсолютно черного тела, К;  $\sigma = (5,6697 \pm 0,0029) \cdot 10^{-12}$  Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>). В инженерных расчетах принимают  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>) = 5,67·10<sup>-12</sup> Вт/(см<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>).

Согласно определению лучистый поток, излучаемый абсолютно черным телом площадью  $S$ ,

$$F = RS. \quad (2.2)$$

В табл. 2.1 приведены значения плотностей излучения абсолютно черного тела при различных температурах в диапазоне 200...6000 К.

Абсолютно черное тело — научная абстракция; в природе такого тела не существует. Для реальных же тел закон Стефана—Больцмана не применим, так как распределение плотности излучения по спектру у реальных тел и у абсолютно черного тела различны. Особенно это характерно для газов, которые излучают в определенных сравнительно узких полосах спектра. Однако у большинства твердых тел с шероховатыми поверхностями, особенно у диэлектриков, полупроводников и окислов металлов, распределение энергии по спектру имеет такой же характер, как и у абсолютно черного тела. Такие тела называют серыми. Они характерны тем, что отношение их энергетических яркостей к энергетической яркости абсолютно черного тела при той же температуре, называемое *коэффициентом излучения*, не зависит от длины волн.

Строго говоря, серых тел тоже в природе не существует. Так, например, у многих металлов коэффициент излучения значительно уменьшается при увеличении длины волны, а у диэлектриков, наоборот, увеличивается (рис. 2.1). Но в ограниченных спектральных диапазонах многие тела с достаточной точностью можно считать серыми (рис. 2.2).

Введение понятия «серого тела» расширяет возможности практического использования закона Стефана—Больцмана, который для серого излучателя принимает вид

$$R = \epsilon_T \sigma T^4. \quad (2.3)$$

Коэффициент излучения  $\epsilon_T$  является безразмерным и характеризует долю суммарного по спектру излучения данного материала от излучения абсолютно черного тела при той же температуре. Если рассматривают не суммарное излучение, а излучение в узкой области спектра, то коэффициент излучения называют спектральным и обозначают  $\epsilon_\lambda$ .

Коэффициент излучения  $\epsilon_T$  зависит от материала, температуры, состояния излучающей поверхности и степени ее окисления. Так, окисление нержавеющей стали при температуре 1150° С в течение 15 мин повышает коэффициент

Таблица 2.1

Плотности излучения абсолютно черного тела при различных температурах

$T, K$	$R, \text{Вт/см}^2$	$T, K$	$R, \text{Вт/см}^2$	$T, K$	$R, \text{Вт/см}^2$	$T, K$	$R, \text{Вт/см}^2$
200	$9,119 \cdot 10^{-3}$	295	$4,316 \cdot 10^{-2}$	750	1,803	2250	$1,461 \cdot 10^2$
210	$1,108 \cdot 10^{-2}$	296	$4,375 \cdot 10^{-2}$	760	1,901	2300	$1,595 \cdot 10^2$
220	$1,335 \cdot 10^{-2}$	297	$4,440 \cdot 10^{-2}$	770	2,004	2350	$1,738 \cdot 10^2$
230	$1,595 \cdot 10^{-2}$	298	$4,495 \cdot 10^{-2}$	780	2,110	2400	$1,891 \cdot 10^2$
240	$1,891 \cdot 10^{-2}$	299	$4,555 \cdot 10^{-2}$	790	2,220	2450	$2,054 \cdot 10^2$
250	$2,226 \cdot 10^{-2}$	300	$4,616 \cdot 10^{-2}$	800	2,335	2500	$2,226 \cdot 10^2$
251	$2,262 \cdot 10^{-2}$	310	$5,264 \cdot 10^{-2}$	810	2,453	2550	$2,410 \cdot 10^2$
252	$2,298 \cdot 10^{-2}$	320	$5,976 \cdot 10^{-2}$	820	2,577	2600	$2,605 \cdot 10^2$
253	$2,335 \cdot 10^{-2}$	330	$6,759 \cdot 10^{-2}$	830	2,705	2650	$2,811 \cdot 10^2$
254	$2,372 \cdot 10^{-2}$	340	$7,616 \cdot 10^{-2}$	840	2,838	2700	$3,029 \cdot 10^2$
255	$2,410 \cdot 10^{-2}$	350	$8,553 \cdot 10^{-2}$	850	2,975	2750	$3,260 \cdot 10^2$
256	$2,448 \cdot 10^{-2}$	360	$9,573 \cdot 10^{-2}$	860	3,118	2800	$3,503 \cdot 10^2$
257	$2,486 \cdot 10^{-2}$	370	0,1068	870	3,265	2850	$3,760 \cdot 10^2$
258	$2,525 \cdot 10^{-2}$	380	0,1188	880	3,418	2900	$4,031 \cdot 10^2$
259	$2,565 \cdot 10^{-2}$	390	0,1318	890	3,576	2950	$4,316 \cdot 10^2$
260	$2,605 \cdot 10^{-2}$	400	0,1459	900	3,739	3000	$4,616 \cdot 10^2$
261	$2,645 \cdot 10^{-2}$	410	0,1611	910	3,908	3050	$4,932 \cdot 10^2$
262	$2,686 \cdot 10^{-2}$	420	0,1774	920	4,083	3100	$5,263 \cdot 10^2$
263	$2,727 \cdot 10^{-2}$	430	0,1949	930	4,263	3150	$5,611 \cdot 10^2$
264	$2,769 \cdot 10^{-2}$	440	0,2136	940	4,450	3200	$5,976 \cdot 10^2$
265	$2,811 \cdot 10^{-2}$	450	0,2337	950	4,642	3250	$6,359 \cdot 10^2$
266	$2,853 \cdot 10^{-2}$	460	0,2552	960	4,841	3300	$6,759 \cdot 10^2$
267	$2,897 \cdot 10^{-2}$	470	0,2781	970	5,046	3350	$7,178 \cdot 10^2$
268	$2,940 \cdot 10^{-2}$	480	0,3026	980	5,257	3400	$7,716 \cdot 10^2$
269	$2,984 \cdot 10^{-2}$	490	0,3286	990	5,475	3450	$8,074 \cdot 10^2$
270	$3,029 \cdot 10^{-2}$	500	0,3562	1000	5,699	3500	$8,553 \cdot 10^2$
271	$3,074 \cdot 10^{-2}$	510	0,3856	1050	6,928	3550	$9,052 \cdot 10^2$
272	$3,120 \cdot 10^{-2}$	520	0,4167	1100	8,345	3600	$9,573 \cdot 10^2$
273	$3,166 \cdot 10^{-2}$	530	0,4497	1150	9,968	3650	$1,012 \cdot 10^3$
274	$3,212 \cdot 10^{-2}$	540	0,4846	1200	$1,182 \cdot 10^1$	3700	$1,068 \cdot 10^3$
275	$3,260 \cdot 10^{-2}$	550	0,5215	1250	$1,392 \cdot 10^1$	3750	$1,127 \cdot 10^3$
276	$3,307 \cdot 10^{-2}$	560	0,5605	1300	$1,628 \cdot 10^1$	3800	$1,188 \cdot 10^3$
277	$3,355 \cdot 10^{-2}$	570	0,6016	1350	$1,893 \cdot 10^1$	3850	$1,252 \cdot 10^3$
278	$3,404 \cdot 10^{-2}$	580	0,6450	1400	$2,190 \cdot 10^1$	3900	$1,319 \cdot 10^3$
279	$3,453 \cdot 10^{-2}$	590	0,6906	1450	$2,519 \cdot 10^1$	3950	$1,388 \cdot 10^3$
280	$3,503 \cdot 10^{-2}$	600	0,7386	1500	$2,885 \cdot 10^1$	4000	$1,459 \cdot 10^3$
281	$3,553 \cdot 10^{-2}$	610	0,7891	1550	$3,290 \cdot 10^1$	4050	$1,533 \cdot 10^3$
282	$3,604 \cdot 10^{-2}$	620	0,8422	1600	$3,735 \cdot 10^1$	4100	$1,611 \cdot 10^3$
283	$3,656 \cdot 10^{-2}$	630	0,8978	1650	$4,224 \cdot 10^1$	4150	$1,691 \cdot 10^3$
284	$3,708 \cdot 10^{-2}$	640	0,9562	1700	$4,760 \cdot 10^1$	4200	$1,774 \cdot 10^3$
285	$3,760 \cdot 10^{-2}$	650	1,017	1750	$5,345 \cdot 10^1$	4250	$1,860 \cdot 10^3$
286	$3,813 \cdot 10^{-2}$	660	1,081	1800	$5,983 \cdot 10^1$	4300	$1,949 \cdot 10^3$
287	$3,867 \cdot 10^{-2}$	670	1,149	1850	$6,676 \cdot 10^1$	4350	$2,041 \cdot 10^3$
288	$3,921 \cdot 10^{-2}$	680	1,219	1900	$7,428 \cdot 10^1$	4400	$2,136 \cdot 10^3$
289	$3,976 \cdot 10^{-2}$	690	1,291	1950	$8,241 \cdot 10^1$	4450	$2,235 \cdot 10^3$
290	$4,031 \cdot 10^{-2}$	700	1,368	2000	$9,119 \cdot 10^1$	4500	$2,337 \cdot 10^3$
291	$4,087 \cdot 10^{-2}$	710	1,448	2050	$1,007 \cdot 10^2$	—	—
292	$4,143 \cdot 10^{-2}$	720	1,532	2100	$1,108 \cdot 10^2$	—	—
293	$4,200 \cdot 10^{-2}$	730	1,619	2150	$1,218 \cdot 10^2$	6000	$7,386 \cdot 10^3$
294	$4,258 \cdot 10^{-2}$	740	1,709	2200	$1,335 \cdot 10^2$	—	—

Примечание. При тарировке инфракрасной аппаратуры часто используют черное тело с температурой излучающей полости 373 или 573 К; для этих температур плотности излучения составляют 0,1103 и 0,6144 Вт/см<sup>2</sup> соответственно.

излучения с 0,2 до 0,8. Аналогичное явление имеет место и для других металлов, хотя не всегда оксидная пленка значительно увеличивает коэффициент излучения. У алюминия, например, оксидная пленка, полученная путем выдержки при температуре 600° С, увеличивает коэффициент излучения примерно втрое, но его величина остается все же в пределах 0,1...0,2.

Коэффициент излучения повышается при увеличении шероховатости поверхности. Если высота бугорков шероховатости превышает в несколько раз длину волны излучения, то коэффициент излучения шероховатой поверхности  $\epsilon_{ш}$  подсчитывают по эмпирической формуле

$$\epsilon_{ш} = \epsilon[1 + 2,8(1 - \epsilon)^2], \quad (2.4)$$

где  $\epsilon$  — коэффициент излучения гладкой поверхности. Формула (2.4) подтверждается опытными данными для инхрома, никель-кобальтового сплава, нержавеющей стали, латуни и алюминия. Для многих других материалов невозможно количественно описать зависимость коэффициента излучения от характера обработки поверхности, а также от ее температуры и степени окисления. В случае необходимости проведения расчетов по формуле (2.3) значения  $\epsilon_T$  берут на основании результатов экспериментальных исследований, представленных табл. 2.2—2.4 и рис. 2.3—2.21 [9, 24, 29, 43, 48].

Графики, приведенные на рис. 2.3—2.14, и соответствующие им данные табл. 2.3 относятся к чистой полированной поверхности металлов [24]. Коэффициенты излучения для некоторых боридов, карбидов и нитридов тугоплавких и редкоземельных металлов (табл. 2.5) определялись для нагретых порошков указанных веществ [9, 29]. Графики на рис. 2.15—2.21 соответствуют нержавеющей сталям, жаростойким сплавам и тугоплавким материалам, которые используют в объектах, работающих при высокой температуре.

В некоторых случаях требуется создание специальных покрытий, имеющих малый коэффициент излучения. Обычные керамические покрытия, предназначенные для борьбы с коррозией металлов (например А-418 или 5210-ТА-1К) уменьшают излучательную способность незначительно. Более эффективными являются покрытия А-417/234, А-417/235 и 216, которые отличаются монотонно убывающим ходом зависимости  $\epsilon$  ( $\lambda$ ). Графики этой зависимости и зависимости  $\epsilon$  ( $\lambda$ ) для никелевого образца с керамическим покрытием А-417/235 показаны соответственно на рис. 2.22 и 2.23 [9].

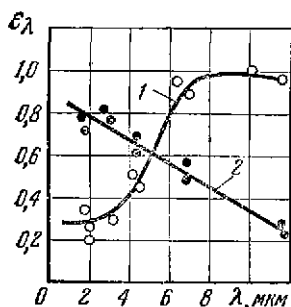


Рис. 2.1

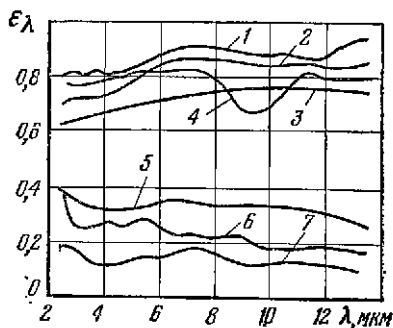


Рис. 2.2

Рис. 2.1. Графики зависимости спектрального коэффициента излучения от длины волны: 1 — керамика А-417/235,  $T=1000...1300$  К; 2 — никелевый сплав,  $T=1000...1100$  К.

Рис. 2.2. Графики зависимости спектрального коэффициента излучения от длины волны для некоторых материалов, которые можно считать серыми телами: 1 — Глина,  $T=363$  К; 2 — грунт из песка, глины и известняка,  $T=363$  К; 3 — мелкая галька,  $T=363$  К; 4 — оргстекло полированное,  $T=363$  К; 5 — дюраль матовый,  $T=383$  К; 6 — нержавеющая сталь,  $T=383$  К; 7 — дюраль гладкий,  $T=383$  К.



Рис. 2.3. График зависимости спектрального коэффициента излучения вольфрама ( $T=2400$  К) от длины волны.

Рис. 2.4. График зависимости коэффициента излучения вольфрама от температуры.

Рис. 2.5. Графики зависимости спектрального коэффициента излучения рения от длины волны: 1 — 3045 К; 2 — 2388 К; 3 — 1810 К.

Рис. 2.6. График зависимости спектрального коэффициента излучения тантала ( $T=2400$  К) от длины волны.

Рис. 2.7. График зависимости коэффициента излучения тантала от температуры.

Рис. 2.8. Графики зависимости спектрального коэффициента излучения от длины волны: 1 — ниобий;  $T=1800$  К; 2 — молибден,  $T=2000$  К.

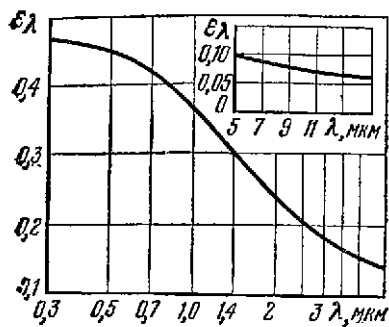


Рис. 2.3

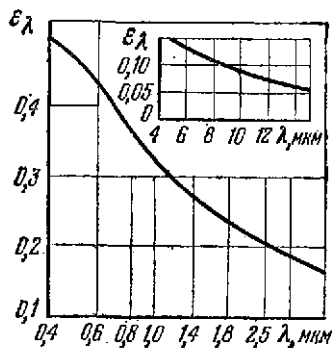


Рис. 2.6

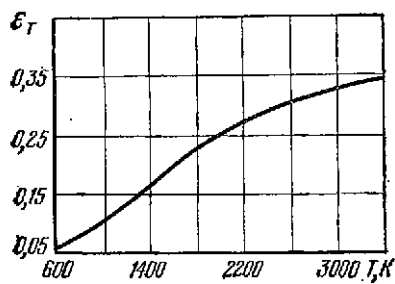


Рис. 2.4

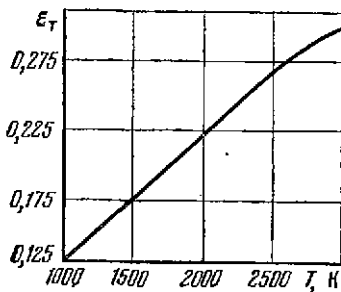


Рис. 2.7

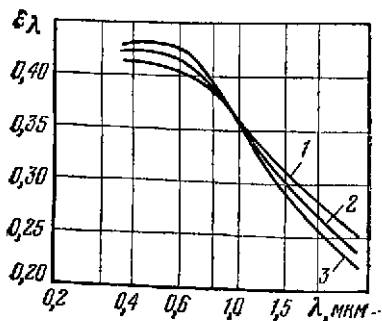


Рис. 2.5

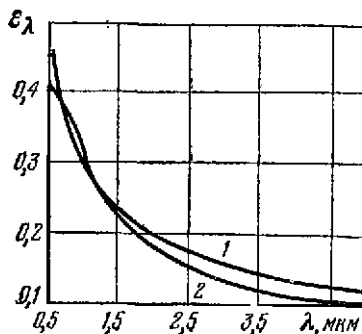


Рис. 2.8

Рис. 2.9. Графики зависимости коэффициента излучения от температуры: 1 — ниобий; 2 — молибден.

Рис. 2.10. Графики зависимости коэффициента излучения от температуры: 1 — гафний; 2 — цирконий; 3 — иридий; 4 — родий.

Рис. 2.11. Графики зависимости коэффициента излучения от температуры: 1 — титан; 2 — ванадий; 3 — платина; 4 — палладий.

Рис. 2.12. Графики зависимости спектрального коэффициента излучения от длины волны: 1 — никель ( $T=1200$  К); 2 — железо ( $T=1518$  К); 3 — железо ( $T=1200$  К); 4 — железо ( $T=295$  К); 5 — кобальт ( $T=300$  К).

Рис. 2.13. Графики зависимости коэффициента излучения от температуры: 1 — железо; 2 — кобальт; 3 — никель.

Рис. 2.14. Графики зависимости коэффициента излучения от температуры: 1 — медь; 2 — золото; 3 — серебро; 4 — алюминий.

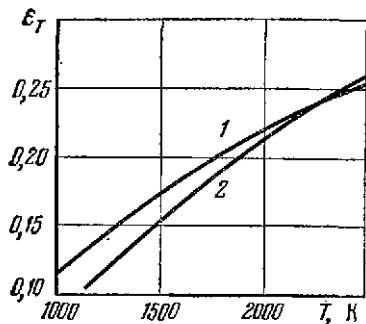


Рис. 2.9

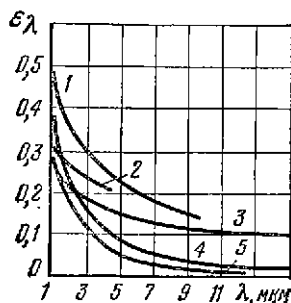


Рис. 2.12

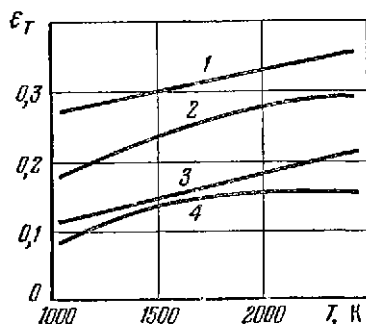


Рис. 2.10

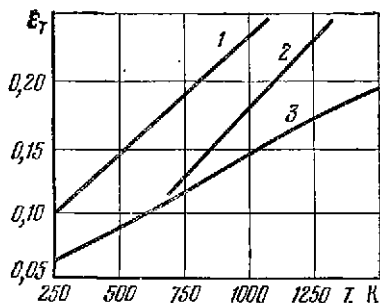


Рис. 2.13

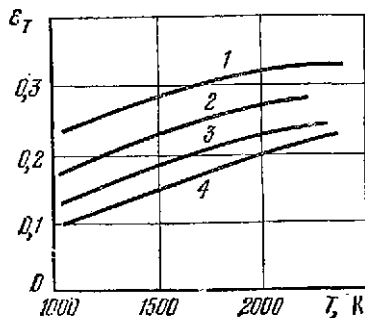


Рис. 2.11

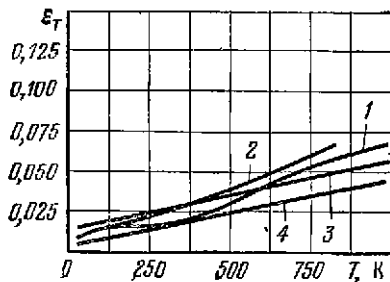


Рис. 2.14

Рис. 2.15. Графики зависимости коэффициента излучения от температуры: 1 — сталь типа X16H6 (поверхность после прокатки, окисленная); 2 — сталь типа X16H6 (поверхность после дробеочистки); 3 — сталь типа IX18H10T (поверхность после прокатки); 4 — сталь типа IX18H10T (поверхность электрополирована); 5 — малоуглеродистая сталь (поверхность зеркально полирована); 6 — нержавеющая сталь типа X-28 (поверхность со средней высотой микронеровностей).

Рис. 2.16. Графики зависимости коэффициента излучения от температуры: 1 — сталь типа OX18H10, поверхность в состоянии поставки, окислена; 2 — сталь типа IX18H10T, поверхность окислена на воздухе при 1373 К в течение 30 мин; 3 — сталь типа IX18H10T, поверхность механически полирована; 4 — сталь типа X23H18, поверхность в состоянии поставки; 5 — сталь типа OX18H12B, поверхность в состоянии поставки.

Рис. 2.17. Графики зависимости коэффициента излучения жаростойких сплавов от температуры: 1 — сплав типа ЭИ435, поверхность после дробеструйной обработки, окислена при 1473 К; 2 — сплав типа ЭИ607, поверхность полирована, окислена при 1366 К в течение 30 мин; 3 — сплав типа ЭИ435, поверхность после дробеструйной обработки, окислена при 1173 К; 4 — сплав типа ЭИ435, поверхность полирована, окислена при 1473 К; 5 — сплав типа ЭИ435, поверхность после дробеструйной обработки, окислена при 873 К; 6 — то же, поверхность после дробеструйной обработки; 7 — то же, поверхность после прокатки, окислена при 1173 К; 8 — то же, поверхность после прокатки; 9 — то же, поверхность полирована; 10 — сплав типа ЭИ607, поверхность полирована.

Рис. 2.18. Графики зависимости коэффициента излучения некоторых жаростойких материалов от температуры: 1 — нержавеющая сталь; 2 — никель-кобальтовый сплав; 3 — никром.

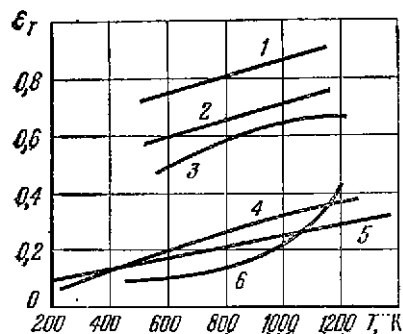


Рис. 2.15

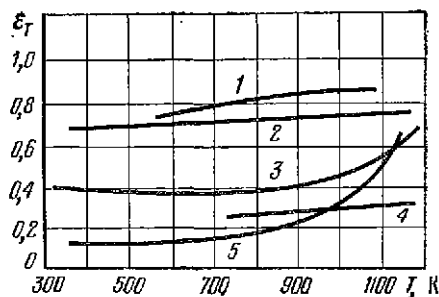


Рис. 2.16

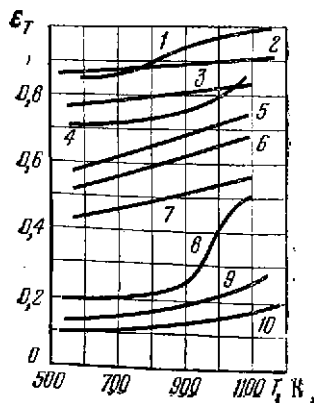


Рис. 2.17



Рис. 2.18

Рис. 2.19. Графики зависимости коэффициента излучения от температуры для некоторых высокотемпературных материалов: 1 — графит ГМЗ; 2 — графит РВ; 3 — карбид циркония; 4 — окись циркония; 5 — карбид ниобия; 6 — окись магния; 7 — карбид тантала и карбид вольфрама; 8 — молибден и тантал; 9 — ниобий.

Рис. 2.20. Графики зависимости спектрального коэффициента излучения окислов от длины волны: 1 — двуокись титана; 2 — окись алюминия; 3 — окись иттрия; 4 — окись бериллия; 5 — моноокись кремния.

Рис. 2.21. Графики зависимости спектрального коэффициента излучения кварцевого стекла от длины волны: 1 — толщина 1,6 мм при температуре 811 К; 2 — толщина 2 мм при температуре 500 К.

Рис. 2.22. Графики зависимости коэффициента излучения от температуры для керамических покрытий: 1 — покрытие А-417/234 на нержавеющей стали; 2 — покрытие А-417/235 на нержавеющей стали; 3 — покрытие 216; 4 — покрытие 216 после нагрева до температуры 1100 К.

Рис. 2.23. График зависимости коэффициента излучения от температуры для инконеля при 760 ... 800 К (1) и для керамического покрытия А-417/235 при 450 ... 1000 К (2).

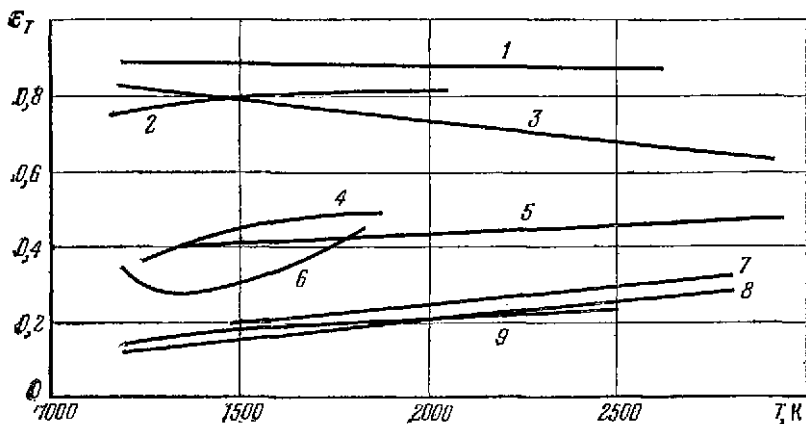


Рис. 2.19

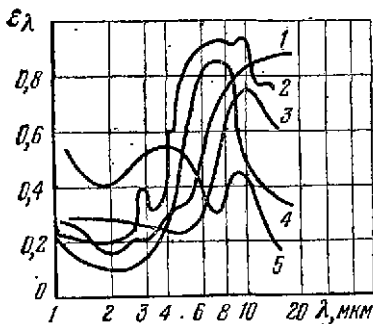


Рис. 2.20

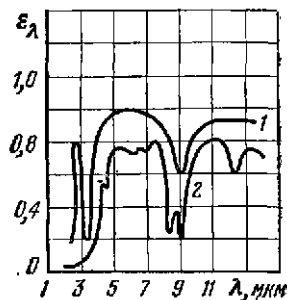


Рис. 2.21

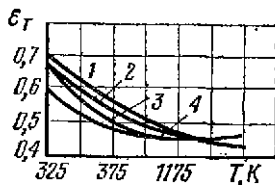


Рис. 2.22

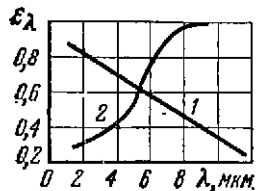


Рис. 2.23

Таблица 2.2

Коэффициенты излучения  $\epsilon_T$  различных материалов (для направления, совпадающего с нормалью к поверхности)

Материалы	Температура, °С	$\epsilon_T$
<b>Металлы</b>		
Алюминий полированный	50...500	0,04...0,06
Алюминий с шероховатой поверхностью	20...50	0,06...0,07
Алюминий листовый	100	0,09
Алюминий, окисленный при 600° С	200...600	0,11...0,19
Алюминий, сильно окисленный	150...550	0,2...0,25
Алюминий листовый анодированный	100	0,55
Алюминиевая фольга	100...30	0,04...0,03
Алюминиевая бронза	20	0,6
Алюминий сернокислый, в порошке	—	0,54
Алюминия гидрат окиса, в порошке	—	0,28
Алюминия окись чистая, в порошке	—	0,16
Алюминия окись, активированная, в порошке	—	0,46
Барий хлористый, в порошке	—	0,65
Бария сульфид желтый, в порошке	—	0,45...0,54
Бериллий	100...500	0,61
Бериллий сернокислый, в порошке	—	0,85
Бронза полированная	50	0,10
Бронза пористая, шероховатая	50...150	0,55
Бронза, в порошке	—	0,76...0,80
Вольфрам	230	0,053
Вольфрам	600...1000	0,10...0,16
Вольфрам	1500...2230	0,31
Вольфрамовая нить	3300	0,39
Вольфрамовая нить, бывшая в употреблении	25...3300	0,032...0,35
Вольфрама окись, в порошке	—	0,80
Висмут полированный	80	0,37
Висмут треххлористый	—	0,68
Железо электролитическое, тщательно полированное	175...225	0,052...0,064
Железо полированное	425...1020	0,147...0,377
Железо сварочное, тщательно полированное	40...250	0,28
Железо блестящее травленное	150	0,16
Железо, свежеобработанное наждаком	20	0,242
Железо литое необработанное	925...1115	0,87...0,95
Железо окисленное гладкое	100	0,736
То же	125...525	0,78...0,82
Железо, покрытое красной ржавчиной	20	0,61...0,85
Железо горячепрокатное	20	0,77
То же	130	0,60
Железа окись	500...1200	0,85...0,95
Железо сернокислое, в порошке	—	0,60
Железо листовое, оцинкованное, очень блестящее	28	0,228
Железо листовое, оцинкованное, серое, окисленное	24	0,276

Материалы	Температура, °С	$\varepsilon_T$
Жесть белая, старая	20	0,28
Золото полированное	225...635	0,018...0,035
То же	100	0,02
Калий азотнокислый в порошке	—	0,58
Калий углекислый в порошке	—	0,40
Кальций углекислый в порошке	—	0,30
Латунь полированная	100	0,05
Латунь с составом по весу 73,2% Cu, 26,7% Zn	245...355	0,028...0,031
То же	200	0,03
Латунь листовая, прокатанная, с естественной поверхностью	22	0,06
Латунь листовая, прокатанная, обработанная грубым наждаком	22	0,20
Латунь матовая, тусклая	50...350	0,22
Латунь окисленная при 600° С	200...600	0,61...0,59
Литий углекислый в порошке	—	0,16
Медь электролитическая, тщательно полированная	80	0,018
Медь полированная	115	0,023
Медь, шабреная до блеска, но не зеркальная	22	0,072
Медь полированная	50...100	0,02
Медь окисленная	50	0,6...0,7
Медь, окисленная при нагреве до 600° С	200...600	0,57...0,55
Медь, покрытая толстым слоем окиси	25	0,78
Медь, окисленная до черноты	5	0,88
Медь расплавленная	1075...1275	0,11...0,13
Меди окись	800...1100	0,66...0,54
Медь электролитическая, в порошке	—	0,76
Меди двуокись, в порошке	—	0,60
Меди окись красная, в порошке	—	0,70
Медь сернокислая, в порошке	—	0,84
Магний полированный	20	0,07
Магний, в порошке	—	0,86
Манганин блестящий, прокатанный	120	0,05
Марганец углекислый в порошке	—	0,44
Молибден полированный	100	0,071
Молибден	600...1000	0,08...0,13
Молибденовая нить	725...2600	0,096...0,292
Никель электролитический, полированный	20	0,05
Никель технически чистый, полированный	225...375	0,07...0,087
То же	100	0,045
Никель электролитический, неполированный	20	0,11
Никель, окисленный при 600° С	200...600	0,37...0,38
Никелевая проволока	185...1000	0,096...0,186
Никеля окись	500...650	0,52...0,59
То же	1000...1250	0,75...0,86
Никель, нанесенный на железо и затем полирбанный	23	0,045

Материалы	Температура, °С	$\epsilon_T$
Никель, нанесенный на чугунную поверхность	50	0,05
Никелированное железо, нелолированное	20	0,37...0,48
Никель, в порошке	—	0,78
Никеля окись кристаллическая, в порошке	—	0,92
Натрий углекислый, в порошке	—	0,40...0,80
Натрий азотнокислый, в порошке	—	0,36
Нихром после прокатки	700	0,25
Нихром после пескоструйной обработки	700	0,7
Нихромовая проволока чистая	50	0,65
То же	500...1000	0,71...0,79
Нихромовая проволока окисленная	50...500	0,95...0,98
Олово, блестящее луженое листовое железо	25	0,043...0,064
Олова двуокись, в порошке	—	0,40
Платина чистая, полированная	225...625	0,054...0,104
Платина	1000...1500	0,14...0,18
Платиновая лента	925...1115	0,12...0,17
Платиновая проволока	50...200	0,06...0,07
То же	500...1000	0,10...0,16
»	225...1375	0,073...0,182
Платиновая пить	25...1230	0,036...0,192
Ртуть чистая	0...100	0,09...0,12
Рубидий хлористый, в порошке	—	0,36
Серебро полированное	38...370	0,0211...0,0312
Серебро чистое, полированное	225...625	0,0198...0,0324
Свинец чистый, несокисленный	125...225	0,057...0,075
Свинец блестящий	250	0,08
Свинец серый, окисленный	24	0,281
Свинец, окисленный при 200° С	200	0,63
Свинец сернокислый, в порошке	—	0,13...0,22
Свинца окись желтая, в порошке	—	0,29
Свинец уксуснокислый, в порошке	—	0,70
Свинцовый сурик, в порошке	100	0,93
Сурьма, в порошке	—	0,82
Стронция гидрат окиси, в порошке	—	0,16
Стронций хлористый	—	0,73
Сталь мягкая расплавленная	1600...1800	0,28...0,28
Сталь листовая прокатанная	50	0,56
Сталь листовая, с блестящим слоем окиси	25	0,82
Сталь с шероховатой плоской поверхностью	50	0,95...0,98
Сталь ржавая, красная	20	0,69
Сталь алатированная	50...500	0,79
Сталь никелированная, листовая	20	0,11
Сталь свежепрокатанная	20	0,24
Сталь оцинкованная	20	0,28
Сталь легированная (8% Ni; 18% Cr)	500	0,35
Сталь пержавающая, полированная	25...30	0,13
Сталь нержавеющей, после пескоструйки	700	0,70
Сталь нержавеющей, после прокатки	700	0,45
Сталь листовая шлифованная	940...1100	0,52...0,61

Материалы	Температура, °С	$\epsilon_T$
Сталь литая, полированная	770...1040	0,52...0,56
Сталь, окисленная при 600° С	200...600	0,79...0,79
Сталь, сильно окисленная	50	0,88
То же	500	0,98
Сталь окисленная, шероховатая	40...370	0,94...0,97
Титан полированный	200	0,15
То же	500	0,20
»	1000	0,36
Титан, окисленный при 540° С	200	0,40
То же	500	0,50
»	1000	0,60
Титана диоксид, в порошке	—	0,20
Таллий углекислый, в порошке	—	0,32
Торий азотнокислый, в порошке	—	0,56
Тория окись, в порошке	—	0,15
Хром	38...538	0,08...0,26
Хром полированный	50	0,08...0,10
То же	500...1000	0,28...0,38
Хромоникель	52...1035	0,64...0,76
Цезий хлористый	—	0,48
Цинк полированный	225...325	0,045...0,053
Цинк листовый	50	0,20
Цинк, окисленный при 400° С	400	0,11
Цинк с окисленной поверхностью	1000...1200	0,50...0,60
Цинк, в порошке	—	0,82
Цинк азотнокислый, в порошке	—	0,73
Цинк углекислый, в порошке	—	0,24
Циркония окись, в порошке	—	0,16...0,20
Циркония силикат, в порошке	—	0,36...0,42
Чугун полированный	200	0,21
Чугун обточенный	830...990	0,60...0,70
Чугун, окисленный при 600° С	200...600	0,64...0,78
Чугун шероховатый, сильно окисленный	40...250	0,95
Чугун расплавленный	1300...1400	0,29...0,29
Чугунное литье	50	0,81
Чугун в болванках	1000	0,95
Разные материалы		
Асбест в порошке	—	0,40...0,60
Асбестовая бумага	40...370	0,93...0,95
Асбестовый картон	25...30	0,94...0,96
Асбошифер	20	0,96
Асфальт	25...30	0,95
Бумага белая	20	0,70...0,90
Бумага:		
желтая	—	0,72
красная	—	0,76
зеленая	—	0,85
синяя	—	0,84
черная	—	0,90
Береза строевая	25...30	0,92



Материалы	Температура, °С	$\epsilon_T$
Береза лакированная	25...30	0,92
Бетон	20	0,92
Бензин	25...30	0,93
Бумага, покрытая черным лаком	—	0,93
Бумага черная, матовая	—	0,94
Бумага тонкая, наклеенная на металлическую пластину	19	0,924
Бумажный картон разных сортов	25...30	0,89...0,93
Вода (слой толщиной более 0,1 мм)	0...100	0,95...0,96
Водяная пленка на металлической поверхности	20	0,98
Гипс	20	0,8...0,9
Глинозем	25...30	0,96
Глина обожженная	70	0,91
Гравий	25...30	0,94
Графит, в корожке	—	0,97
Дерево белое, сырое	20	0,7...0,8
Дерево строганое	20	0,8...0,9
Дерево шлифованное	—	0,5...0,7
Дуб строганый	20	0,89
Древесный уголь, в порошке	—	0,96
Древесные опилки хвойных деревьев	25...30	0,96
Известь	—	0,3...0,4
Известняк	—	0,91
Керосин	25...30	0,96
Каолин, в порошке	—	0,30
Кварцевый песок	25...30	0,93
Кварц плавленный шероховатый	20	0,932
Кварц плавленный	100...500	0,67...0,77
Кизельгур, в порошке	—	0,25
Кирпич огнеупорный, слабоизлучающий	500...1000	0,65...0,75
Кирпич огнеупорный, сильно излучающий	500...1000	0,8...0,9
Кирпич шамотный, глазурованный	20	0,85
То же (55% SiO <sub>2</sub> , 41% Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	1100	0,75
То же	1230	0,59
Кирпич динасовый, огнеупорный	1000	0,66
Кирпич динасовый, неглазурованный, шероховатый	1000	0,80
Кирпич динасовый, глазурованный, шероховатый	1100	0,85
Кирпич огнеупорный, корундовый	1000	0,46
Кирпич огнеупорный, магнетитовый	1000...1300	0,38
То же (80% MgO, 9% Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	1500	0,39
Кирпич красный, шероховатый	20	0,88...0,93
Кирпич силлиманитовый (33% SiO <sub>2</sub> ; 64% Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	1500	0,29
Кирпич силикатный (95% SiO <sub>2</sub> )	1230	0,66
Кирпичная кладка оштукатуренная	20	0,94
Кожа дубленая	—	0,75...0,80
Кожа человеческая	36	0,98
Корундовый наждак грубый	80	0,85
Кремнезем гранулированный, в порошке	—	0,48

Материалы	Температура, °С	$E_T$
Кремний (силикагель), в порошке	—	0,30
Краски масляные, различных цветов	100	0,92...0,96
Краска кобальтовая, синяя	—	0,7...0,8
кадмиевая, желтая	—	0,28...0,33
хромовая, зеленая	—	0,65...0,70
Краска алюминиевая, после нагрева до 325° С	150...315	0,35
Лак черный, матовый	40...95	0,96...0,98
Лак черный, блестящий, распыленный на железо	25	0,88
Лак белый	40...100	0,80...0,95
Лак белый эмалевый, на железной шероховатой пластине	23	0,906
Лак бакелитовый	80	0,93
Лак алюминиевый, на шероховатой поверхности	20	0,39
Лак жаропрочный	100	0,92
Листья зеленые свежие	—	0,95...0,98
Лед гладкий	—10	0,96...0,97
Лед, покрытый крупным инеем	—10	0,98
Масло трансформаторное	25...30	0,93
Мрамор сероватый, полированный	22	0,93
Мука пшеничная	25...30	0,96
Магнетит измельченный	—	0,20...0,30
Нефть	25...30	0,95
Песок речной, чистый	25...30	0,95
Плексиглас	25...30	0,95
Поле ржаное	—	0,93
Резина мягкая, серая, шероховатая	24	0,86
Резина твердая, лощеная	23	0,95
Рубероид	20	0,93
Сажа ламповая (слой 0,075 мм и толше)	20...400	0,95...0,97
Сажа с жидким стеклом	100...225	0,96...0,95
Сажа, нанесенная на твердую поверхность	50...1000	0,96
Сахарный песок	25...30	0,97
Слюда, толстый слой	—	0,72
Слюда в порошке, агломерированном в сыпучке	—	0,81...0,85
Слюда, в тонком порошке	—	0,44
Стекло оконное	25...30	0,91
Смола	—	0,79...0,84
Снег	—10	0,80...0,85
Спирт этиловый	25...30	0,89
Стекло	22...100	0,94...0,91
»	250...1000	0,87...0,72
»	1100...1500	0,70...0,67
Соль поваренная техническая	25...30	0,96
Стекло матовое	20	0,96
Сукно черное	20	0,98
Табак, тонко нарезанный	25...30	0,97
Тальк в тонком порошке	—	0,24

Материалы	Температура, °С	ε <sub>г</sub>
Ткань асбестовая	—	0,78
Ткань хлопчатобумажная и льняная	25...30	0,92...0,96
Толь кровельный	20	0,93
Трава редкая	—	0,84
Уголь каменный	25...30	0,95
Уголь очищенный (0,9% золы)	125...625	0,81...0,79
Угольная нить	1040...1405	0,53
Фарфор белый, блестящий	—	0,70...0,75
Фарфор глазурованный	22	0,92
Фибра	25—30	0,93
Флюорит натуральный, измельченный	—	0,30...0,40
Хлопок-сырец различной влажности	25...30	0,93...0,96
Цемент	25...30	0,93
Чай	25...30	0,98
Чернозем	—	0,87
Шеллак черный, блестящий на луженом железе	21	0,82
Шеллак черный, матовый	75...145	0,91
Шлаки котельные	0...100	0,97...0,93
То же	200...500	0,89...0,78
»	600...1200	0,76...0,70
»	1400...1800	0,69...0,67
Штукатурка шероховатая, известковая	10...90	0,91
Эбонит	—	0,89
Эмаль белая	20	0,90
Ячмень, просо, кукуруза	25...30	0,95

Таблица 2.3

Рекомендуемые значения коэффициентов излучения при различных температурах

T, K	Никель	Золото	Серебро	Медь	Железо	Алюминий
200	—	0,020	0,016	0,023	0,081	0,018
300	0,068	0,025	0,019	0,024	0,101	0,025
400	0,078	0,029	0,022	0,027	0,120	0,032
500	0,088	0,034	0,026	0,031	0,139	0,039
600	0,099	0,038	0,029	0,036	0,158	0,046
700	0,110	0,042	0,032	0,043	0,177	0,054
800	0,120	0,047	0,036	0,050	0,197	0,062
900	0,132	0,052	0,040	0,054	0,216	—
1000	0,144	0,056	0,043	0,058	0,235	—
1100	0,156	0,060	0,046	0,061	0,254	—
1200	0,168	0,065	—	—	—	—
1300	0,179	—	—	—	—	—
1400	0,188	—	—	—	—	—
1500	0,196	—	—	—	—	—

Таблица 2.4

Рекомендуемые значения коэффициентов излучения при различных температурах

T, K	Вольфрам	Тантал	Искусственный графит	Рений	Молибден	Ниобий
1000	0,105	0,132	—	0,164	—	0,116
1100	—	0,141	—	0,173	0,105	0,127
1200	0,133	0,149	0,770	0,181	0,117	0,138
1300	—	0,158	0,770	0,190	0,129	0,148
1400	0,164	0,168	0,780	0,201	0,142	0,158
1500	—	0,177	0,780	0,212	0,154	0,168
1600	0,195	0,186	0,780	0,225	0,166	0,178
1700	—	0,196	0,790	0,235	0,179	0,187
1800	0,223	0,205	0,790	0,245	0,192	0,195
1900	—	0,215	0,790	0,255	0,203	0,204
2000	0,249	0,224	0,790	0,264	0,214	0,212
2100	—	0,233	0,800	0,273	0,225	0,220
2200	0,269	0,242	0,800	0,282	0,234	0,228
2300	—	0,251	0,800	0,290	0,244	0,236
2400	0,287	0,259	0,810	0,296	0,254	0,244
2500	—	0,267	0,810	0,303	0,262	—
2600	0,302	0,274	0,810	0,309	0,269	—
2700	—	0,282	0,820	0,314	0,276	—
2800	0,314	0,288	0,820	0,318	0,282	—
2900	—	0,294	0,820	0,322	—	—
3000	0,325	0,300	0,820	—	—	—
3100	—	0,306	0,830	—	—	—
3200	0,334	0,311	0,830	—	—	—
3300	—	0,316	—	—	—	—
3400	0,345	—	—	—	—	—

Таблица 2.5

Рекомендуемые значения коэффициентов излучения при различных температурах

Материал	Температура, K												
	1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600	1700	1800	1900	2000	2100	2200
Цирконий	—	0,204	0,214	0,223	0,232	0,240	0,248	0,255	0,261	0,267	0,272	0,278	—
Гафний	—	—	0,284	0,289	0,294	0,299	0,304	0,309	0,314	0,319	0,324	—	—
Родий	0,084	0,098	0,112	0,123	0,133	0,142	0,150	0,156	0,163	0,169	0,174	0,178	0,183
Титан	0,227	0,239	0,251	0,263	0,274	0,286	0,297	0,307	0,316	0,323	—	—	—
Платина	0,128	0,139	0,149	0,158	0,167	0,176	0,183	0,190	0,196	0,200	—	—	—
Ванадий	0,145	0,161	0,176	0,190	0,201	0,212	0,222	0,232	0,241	0,249	0,257	—	—
Палладий	0,100	0,118	0,135	0,150	0,162	0,172	0,179	—	—	—	—	—	—
Борид:	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
лаванта	—	0,68	0,68	0,69	0,69	0,69	0,70	0,70	0,70	0,71	—	—	—
неодима	—	0,56	0,56	0,56	0,58	0,58	0,58	0,58	0,58	0,59	—	—	—
самария	—	0,71	0,70	0,70	0,69	0,69	0,68	0,68	0,68	0,67	—	—	—
гадолия	—	0,61	0,62	0,62	0,62	0,62	0,63	0,63	0,63	0,64	—	—	—
иттрия	—	0,63	0,64	0,65	0,66	0,66	0,66	0,67	0,67	0,68	—	—	—
циркония	—	0,86	0,87	0,88	0,90	0,91	0,91	0,91	0,93	0,95	—	—	—
гафния	—	0,85	0,86	0,87	0,88	0,89	0,90	0,92	0,92	0,94	—	—	—
Карбид:	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
бора	—	0,84	0,85	0,85	0,86	0,86	0,87	0,87	0,88	0,88	—	—	—
титана	—	0,84	0,85	0,85	0,86	0,86	0,87	0,87	0,88	0,88	—	—	—
натрия	—	0,91	0,91	0,91	0,91	0,91	0,91	0,91	0,91	0,91	—	—	—
Нитрид	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
бора	—	0,58	0,59	0,59	0,59	0,60	0,60	0,60	0,60	0,60	—	—	—

Рис. 2.24. Графики для определения коэффициента излучения углекислого газа.

Коэффициент излучения воды близок к единице. Практически слой воды, толщиной более 0,2...0,3 мм, можно считать абсолютно черным телом. Это справедливо для углов визирования до 50...60°. При больших углах имеет место сильное уменьшение коэффициента излучения.

При рассмотрении излучения газовых факелов различных промышленных объектов (двигатели, печи топки и т. п.) следует различать три случая.

1. Излучение несветящегося пламени. Основной особенностью излучения несветящегося пламени является селективность, т. е. способность излучать энергию только в определенных полосах электромагнитного спектра. Наибольшее значение имеет излучение трехатомных газов таких, как углекислота ( $\text{CO}_2$ ) и водяной пар ( $\text{H}_2\text{O}$ ); излучение двухатомных газов мало.

Для удобства расчетов считают, что суммарная мощность излучения тел с селективным излучением так же, как и серых тел, пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры, а под коэффициентом излучения понимают условную величину, которая, помимо излучательной способности данного тела, учитывает также температурную поправку.

Коэффициент излучения несветящегося пламени

$$\epsilon_T = f(T, p_i, l),$$

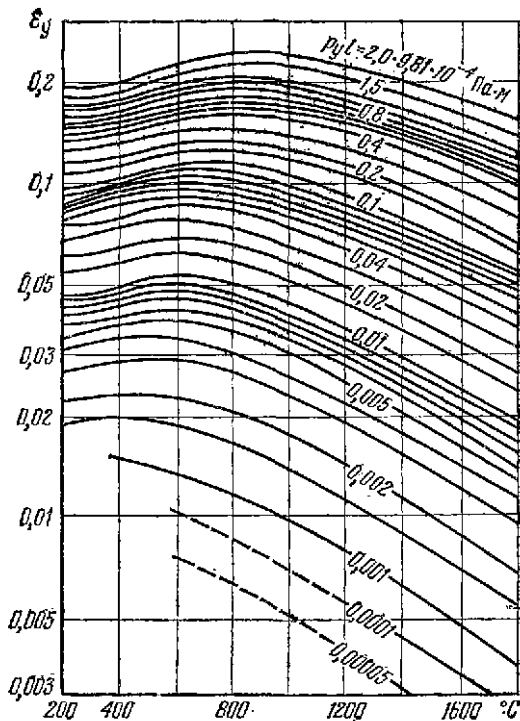
где  $p_i$  — давление газа;  $l$  — толщина слоя газа.

На рис. 2.24 и 2.25 приведены графики для определения коэффициента излучения углекислоты ( $\text{CO}_2$ )  $\epsilon_{\text{У}}$  и водяного пара  $\epsilon_{\text{ВП}}$  в зависимости от абсолютной температуры  $T$  и произведения  $p_i l$  [32, 33]. В определенный из графика рис. 2.25 коэффициент излучения водяных паров  $\epsilon_{\text{ВП}}$  необходимо ввести поправочный коэффициент  $\beta$ , который определяют для заданных значений  $p_{\text{ВП}} l$  в зависимости от давления водяного пара  $p_{\text{ВП}}$  по графику рис. 2.26. Суммарный коэффициент излучения смеси газов несколько ниже суммы коэффициентов излучения составляющих компонентов, взятых раздельно:

$$\epsilon_T < \epsilon_{\text{У}} + \beta \epsilon_{\text{ВП}}. \quad (2.5)$$

Это связано с взаимным перекрытием полос поглощения и излучения углекислоты и паров воды, так что

$$\epsilon_T = \epsilon_{\text{У}} + \beta \epsilon_{\text{ВП}} - \Delta \epsilon.$$



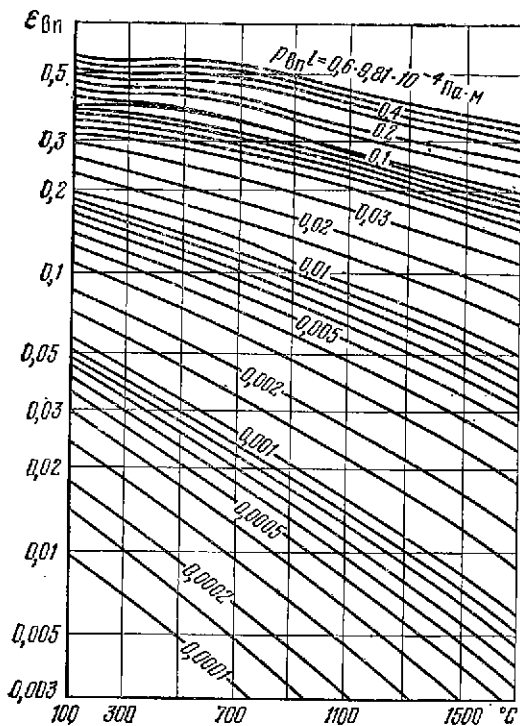


Рис. 2.25. Графики для определения коэффициента излучения водяного пара.

Абсолютная величина поправки мала и не превышает 5% от значения  $\epsilon_{гр}$ . С достаточной для практических расчетов точностью можно считать

$$\epsilon_{гр} = \epsilon_{г\gamma} + \beta \epsilon_{вп} \quad (2.6)$$

Коэффициент излучения дымовых газов энергетических топлив, сжигаемых в воздухе, рассчитывается по формуле [20, 32]

$$\epsilon_{гр} = \frac{0,8 + 1,6r_{вп}}{\sqrt{p_{гр} l}} \times (1 - 0,38 \cdot 10^{-3} T), \quad (2.7)$$

где  $p_{гр} = p_{г\gamma} + p_{вп}$  — суммарное парциальное давление углекислоты и водяных паров;  $r_{вп}$  — объемная доля водяных паров. Формула (2.7) применима для значений  $(p l)_{г\gamma} = 0,78 \cdot 10^{-6} \dots 1,62 \cdot 10^{-3}$  Па · м,  $(p l)_{вп} = 0,38 \cdot 10^{-6} \dots 1,27 \cdot 10^{-3}$  Па · м и  $T = 720 \dots 1920$  К. Предполагается

также, что длина пути луча  $l$  во всех направлениях одна и та же, т. е. рассматривается излучение газовой полусферы.

В практике встречаются газовые объемы самой различной формы; излучение таких объемов заменяют излучением эквивалентной полусферы, радиус которой  $l_{эфф}$  при встречающихся на практике значениях  $p_{гр}$  может быть рассчитан по приближенной формуле

$$l_{эфф} \approx 3,6 \frac{V}{F}, \quad (2.8)$$

где  $V$  и  $F$  — соответственно объем газового тела и площадь окружающей оболочки.

**2. Излучение светящегося пламени.** Оно связано с наличием в пламени большого количества мельчайших сажистых частиц, температура которых близка к температуре несущего их газа. Светящееся пламя излучает энергию во всем диапазоне спектра абсолютно черного тела.

При расчете суммарной плотности излучения светящегося пламени его рассматривают как однородную мелкодисперсную среду с постоянными по всему объему среды температурой и коэффициентом излучения. Исходными параметрами для расчета являются цветовая ( $t_p$ ) и яркостная ( $t_B$ ) температуры пламени, которые одновременно

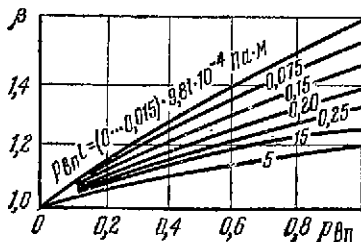


Рис. 2.26. Поправка на парциальное давление водяных паров.

могут быть измерены оптическим яркостно-цветовым пирометром.

Цветовой температурой пламени называют температуру абсолютно черного тела, при которой отношение спектральных яркостей излучения абсолютно черного тела для двух длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  такое же, как и для данного пламени. Цветовая температура  $t_F$  всегда несколько ниже истинной температуры пламени  $t$ .

Яркостной температурой пламени называют температуру абсолютно черного тела, при которой его спектральная яркость равна спектральной яркости пламени. Яркостная температура  $t_B$  всегда значительно ниже истинной температуры пламени  $t$ .

На рис. 2.27 представлен график зависимости суммарной плотности излучения светящегося пламени от его цветовой и яркостной температуры. В случае абсолютно черного тела цветовая и яркостная температуры равны истинной. Этому условию соответствует пунктирная кривая, проведенная на рис. 2.27.

**3. Излучение запыленных потоков.** Под запыленными потоками понимают потоки газа, несущие взвешенные твердые частицы, размеры которых значительно превышают длину волны излучения. В дымовых газах содержатся частицы золы или угольной пыли, размеры которых колеблются в среднем от 5 до 130 мкм.

Для количественной оценки плотности излучения дымовых газов вводится понятие «эффективного излучающего объема», под которым понимают изотермический объем, имеющий одинаковый коэффициент излучения. Эффективный излучающий объем принимают равным объему конуса, диаметр основания которого равен диаметру выхлопного отверстия, а высота  $h$  определяется по следующей формуле:

$$h = \psi (V_{\Gamma}^2 D_B^3)^{1/4} \text{ м}, \quad (2.9)$$

где  $D_B$  — диаметр выхлопного отверстия, м;  $\psi$  — поправочный коэффициент, зависящий от температуры уходящих газов и определяемый по графику на рис. 2.28;  $V_{\Gamma}$  — скорость истечения газов, м/с, рассчитываемая по формуле

$$V_{\Gamma} = \frac{W}{900 \pi D_B^2}; \quad (2.10)$$

$W$  — количество отходящих газов, м<sup>3</sup>/ч.

Коэффициент излучения газового объема зависит от эффективной толщины  $l_{\text{эфф}}$  газового объема, температуры, среднего диаметра частиц золы  $d$ , запыленности  $g$  и определяется по номограмме, приведенной на рис. 2.29. Величину  $l_{\text{эфф}}$  принимают приближенно равной  $0,5 D_B$ . Средний диаметр частиц золы обусловлен сортом используемого топлива и степенью очистки газов. Запыленность отходящих газов зависит от зольности топлива, объема продуктов сгорания, степени очистки газов; запыленность  $g$  ориентировочно принимается равной (Н/м<sup>3</sup>):

при пылевидном способе сжигания топлива без очистки 0,12...0,13; с очисткой 0,08...0,10;

при слоевом способе сжигания топлива без очистки 0,25...0,30; с очисткой 0,17...0,25.

**Пример 1.**

Определить коэффициент излучения запыленного газового потока со средним диаметром частиц  $d = 40$  мкм. Температура уходящих газов  $t_{\Gamma} =$

рис. 2.27. График зависимости суммарной плотности излучения светящегося пламени от цветовой  $t_F$  и яркостной  $t_B$  температуры.

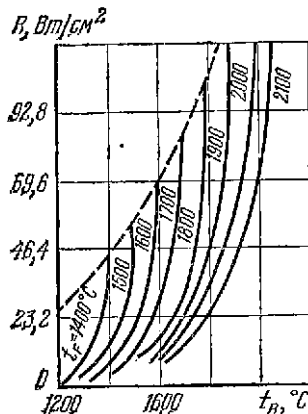


Рис. 2.28. Поправка на температуру уходящих дымовых газов.

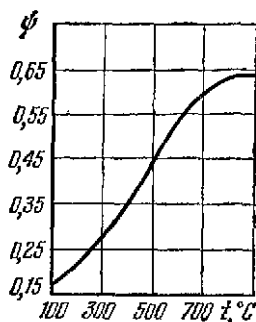


Рис. 2.28

Рис. 2.29. Номограмма для определения коэффициента излучения запыленного газового объема.

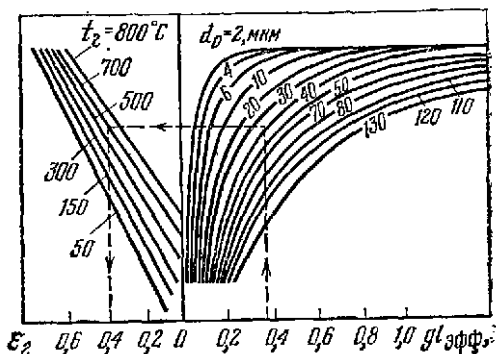


Рис. 2.29

$= 700^\circ \text{C}$ , диаметр выхлопного отверстия  $D_v = 3000 \text{ мм}$ ; способ сжигания топлива слоевой (без очистки).

*Решение.*

1. Находим эффективную толщину газового объема  $l_{\text{эфФ}} \approx 0,5 \cdot D_v = 1,5 \text{ м}$ .
2. Принимая запыленность отходящих газов  $g = 0,25 \text{ Н/м}^3$ , находим  $g'_{\text{эфФ}} = 0,25 \cdot 1,5 = 0,375 \text{ Н/м}^3$ .
3. По номограмме рис. 2.29 определяем  $\epsilon_r = 0,4$ .

## 2.2. ПОЛОЖЕНИЕ В СПЕКТРЕ МАКСИМУМА СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Распределение по спектру плотности излучения абсолютно черного и серых тел характеризуется плавной кривой, имеющей один максимум и спадающей до нуля при стремлении аргумента к нулю или к бесконечности. В качестве аргумента в преобладающем большинстве прикладных работ принимают *длину волны*. В спектроскопии часто используют *волновое число* или *частоту*. Шкала волновых чисел удобнее чем шкала частот, тем, что соответствующие значения в инфракрасной и видимой областях спектра выражаются небольшими числами. В некоторых случаях за аргумент функции распределения мощности излучения принимают *логарифмы длины волны* или *волнового числа*. С точки зрения теории, безразлично, какую величину принять за аргумент. Предпочтительность той или иной из них определяется удобствами решения конкретной инженерной задачи.

Положение в спектре максимума спектральной плотности излучения определяется законом Вина, который в зависимости от выбранной шкалы спектра записывается в следующих видах:

для шкалы длин волн

$$\lambda_M T = c, \quad (2.11)$$

где  $c = 2,8978 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К} \approx 2898 \text{ мкм} \cdot \text{К}$ ;  
для шкалы волновых чисел

$$\nu_M = c^* T, \quad (2.12)$$

где  $c^* = 19610 \text{ мкм}^{-1} \cdot \text{К}$ ;



для логарифмической шкалы длин волн или логарифмической шкалы волновых чисел

$$\lambda_M^{(1n)} T = \frac{T}{\nu_M^{(1n)}} = c^{**}, \quad (2.13)$$

где  $c^{**} = 3668$  мкм·К.

Из закона Вина следует, что максимум спектральной плотности излучения абсолютно черного тела с повышением температуры сдвигается в сторону более коротких волн. Значения  $\lambda_M$ , рассчитанные по формуле (2.11) для различных температур, даны в табл. 2.6 (постоянная  $c$  принята равной 2898 мкм·К).

Таблица 2.6

Значения длин волн  $\lambda_M$ , соответствующие максимуму спектральной плотности излучения абсолютно черного тела при различных температурах

$t^\circ, C$	$T, K$	$\lambda_M^{**}$ МКМ	$t^\circ, C$	$T, K$	$\lambda_M^{**}$ МКМ	$t^\circ, C$	$T, K$	$\lambda_M^{**}$ МКМ	$t^\circ, C$	$T, K$	$\lambda_M^{**}$ МКМ
0	273	10,62	360	633	4,578	720	993	2,918	1400	1673	1,732
10	283	10,24	370	643	4,507	730	1003	2,889	1450	1723	1,682
20	293	9,891	380	653	4,438	740	1013	2,861	1500	1773	1,634
30	303	9,564	390	663	4,371	750	1023	2,833	1550	1823	1,590
40	313	9,259	400	673	4,306	760	1033	2,805	1600	1873	1,547
50	323	8,972	410	683	4,243	770	1043	2,778	1650	1923	1,507
60	333	8,703	420	693	4,182	780	1053	2,752	1700	1973	1,469
70	343	8,449	430	703	4,122	790	1063	2,726	1750	2023	1,432
80	353	8,210	440	713	4,064	800	1073	2,701	1800	2073	1,398
90	363	7,983	450	723	4,008	810	1083	2,676	1850	2123	1,365
100	373	7,769	460	733	3,954	820	1093	2,651	1900	2173	1,334
110	383	7,567	470	743	3,900	830	1103	2,627	1950	2223	1,304
120	393	7,374	480	753	3,849	840	1113	2,604	2000	2273	1,275
130	403	7,191	490	763	3,798	850	1123	2,581	2050	2323	1,248
140	413	7,017	500	773	3,749	860	1133	2,558	2100	2373	1,221
150	423	6,851	510	783	3,701	870	1143	2,535	2150	2423	1,196
160	433	6,693	520	793	3,654	880	1153	2,513	2200	2473	1,172
170	443	6,542	530	803	3,609	890	1163	2,492	2250	2523	1,149
180	453	6,397	540	813	3,565	900	1173	2,471	2300	2573	1,126
190	463	6,259	550	823	3,521	910	1183	2,450	2350	2623	1,105
200	473	6,127	560	833	3,479	920	1193	2,429	2400	2673	1,084
210	483	6,000	570	843	3,438	930	1203	2,409	2450	2723	1,064
220	493	5,878	580	853	3,397	940	1213	2,389	2500	2773	1,045
230	503	5,761	590	863	3,358	950	1223	2,370			
240	513	5,649	600	873	3,320	960	1233	2,350	2550	2823	1,027
250	523	5,541	610	883	3,282	970	1243	2,331	2600	2873	1,009
260	533	5,437	620	893	3,245	980	1253	2,313	2650	2923	0,9914
270	543	5,337	630	903	3,209	990	1263	2,294			
280	553	5,240	640	913	3,174	1000	1273	2,276	2700	2973	0,9748
290	563	5,147	650	923	3,140	1050	1323	2,190	2750	3023	0,9587
300	573	5,058	660	933	3,106	1100	1373	2,111	2800	3073	0,9430
310	583	4,971	670	943	3,073	1150	1423	2,036			
320	593	4,887	680	953	3,041	1200	1473	1,967	2850	3123	0,9280
330	603	4,806	690	963	3,009	1250	1523	1,903	2900	3173	0,9105
340	613	4,728	700	973	2,978	1300	1573	1,842	2950	3223	0,8992
350	623	4,652	710	983	2,948	1350	1623	1,786	3000	3273	0,8854

### 2.3. ПЛОТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗАДАННОМ СПЕКТРАЛЬНОМ ИНТЕРВАЛЕ

Для расчета плотности излучения в заданном спектральном интервале применяют закон Планка, который является основным и наиболее общим законом в теории теплового излучения. Он характеризует распределение по спектру энергии излучения абсолютно черного тела. В соответствии с принятыми в табл. 1.2 обозначениями и в зависимости от того, какая величина принята за масштаб спектра — волновое число или длина волны, закон Планка записывают в следующем виде:

$$r = 8\pi hc_0 v^3 / [\exp(hc_0 v/kT) - 1] \quad (2.14)$$

или

$$r = \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T} - 1)}, \quad (2.15)$$

где  $c_1$  и  $c_2$  — первая и вторая постоянные в формуле Планка, связанные с мировыми постоянными: скоростью света в вакууме  $c_0$ , постоянной Больцмана  $k$  и постоянной Планка  $h$  соотношениями

$$c_1 = 2\pi c_0^2 h, \quad c_2 = c_0 h/k.$$

Численные значения постоянных величин составляют [56, 22]:

$$h = (6,6256 \pm 0,0005) \cdot 10^{-34} \text{ Вт} \cdot \text{с}^2; \quad c_0 = (2,997930 \pm 0,000003) \cdot 10^8 \text{ м/с}; \\ k = (1,38054 \pm 0,00018) \cdot 10^{-23} \text{ Вт} \cdot \text{с/К}; \quad c_1 = (3,7415 \pm 0,0003) \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2; \\ c_2 = (1,43880 \pm 0,00019) \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}.$$

Если член  $e^{c_2/\lambda T} \gg 1$ , то уравнение (2.15) приводится к выражению

$$r = c_1 / (\lambda^5 e^{c_2/\lambda T}),$$

которое известно как закон излучения Вина. При значениях  $\lambda T < 3000$  мкм·К эта формула дает погрешность в пределах 1%.

Другое приближенное выражение можно получить, если разложить в ряд знаменатель уравнения (2.15):

$$e^{c_2/\lambda T} - 1 = 1 + \frac{c_2}{\lambda T} + 1/2! (c_2/\lambda T)^2 + \dots - 1.$$

Если  $\lambda T$  значительно больше  $c_2$ , ряд можно ограничить вторым членом и считать  $r = 2c_1/c_2(\lambda T)^4$ .

Полученное уравнение известно как закон излучения Рэлея — Джинса. При  $\lambda T > 7,8 \cdot 10^5$  мкм·К этот закон дает погрешность в пределах 1%.

Из формулы Планка может быть получена длина волны  $\lambda_M$ , соответствующая максимуму спектральной плотности излучения [закон смещения Вина]. Полагая  $\partial r/\partial \lambda = 0$ , находим

$$5(e^{c_2/\lambda_M T} - 1) = c_2/\lambda_M T e^{c_2/\lambda_M T}$$

или

$$c_2/\lambda_M T (1 - e^{-c_2/\lambda_M T})^{-1} = 5.$$

Решение уравнения дает  $c_2/\lambda_M T = 4,9651$ , откуда получаем закон Вина в его обычной форме:  $\lambda_M T = 2898$  мкм·К.

Подставляя значение  $\lambda_M$  в формулу (2.15), находим

$$r_{\text{макс}} = \frac{c_1}{(c_2/T)^5 (e^{c_2/c} - 1)} = 1,2864 \cdot 10^{-15} T^5 \text{ Вт/(см}^2 \cdot \text{мкм)}, \quad (2.16)$$

т. е. максимальное значение спектральной плотности излучения абсолютно черного тела пропорционально пятой степени его абсолютной температуры.

Аналогично можно получить выражение для спектральной плотности в максимуме при логарифмической шкале длин волн:

$$(r_{10} \lambda)_{\text{макс}} = 4,1952 \cdot 10^{-12} T^3 \text{ Вт/см}^2. \quad (2.17)$$

Интегрируя выражение (2.15) в пределах от  $\lambda = 0$  до  $\lambda = \infty$ , получаем выражение для суммарной по спектру плотности излучения абсолютно черного тела (закон Стефана—Больцмана):

$$R_{0-\infty} = \int_0^{\infty} \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T} - 1)} d\lambda.$$

Заменяя  $x = c_2/\lambda T$  или  $\lambda = c_2/xT$  и  $d\lambda = -c_2 dx/x^2 T$ , имеем

$$R_{0-\infty} = \frac{c_1 T^4}{c_2^4} \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{c_1 T^4}{c_2^4} \cdot \frac{\pi^4}{15} = 5,67 \cdot 10^{-12} T^4 \text{ Вт/(см}^2 \cdot \text{К}^4).$$

Расчет плотности излучения абсолютно черного тела в заданном спектральном интервале  $\lambda_1 \dots \lambda_2$  производят с помощью табличных функций  $z_\lambda(x_\lambda) = R_{0-\lambda}/R_{0-\infty}$  в зависимости от безразмерных координат длин волн  $x_\lambda = \lambda/\lambda_M$ .

Очевидно,

$$R_{\lambda_1-\lambda_2} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r d\lambda = \int_0^{\lambda_2} r d\lambda - \int_0^{\lambda_1} r d\lambda; \quad (2.18)$$

$$R_{0-\lambda_2} = \int_0^{\lambda_2} r d\lambda = z_\lambda(x_{\lambda_2}) R_{0-\infty} = \sigma T^4 z_\lambda(x_{\lambda_2});$$

$$R_{0-\lambda_1} = \int_0^{\lambda_1} r d\lambda = z_\lambda(x_{\lambda_1}) R_{0-\infty} = \sigma T^4 z_\lambda(x_{\lambda_1});$$

$$R_{\lambda_1-\lambda_2} = \sigma T^4 [z_\lambda(x_{\lambda_2}) - z_\lambda(x_{\lambda_1})]. \quad (2.19a)$$

Для серого тела

$$R_{\lambda_1-\lambda_2} = \epsilon_T \sigma T^4 [z_\lambda(x_{\lambda_2}) - z_\lambda(x_{\lambda_1})]. \quad (2.19b)$$

В том случае, когда закон Планка задан в форме (2.14), мощность излучения в заданном интервале волновых чисел определяют с помощью табличных функций  $z_\nu(x_\nu) = R_{0-\nu}/R_{0-\infty}$  в зависимости от безразмерных координат волновых чисел  $x_\nu = \nu/\nu_M$ .

Значения функций  $z_\lambda(x_\lambda)$  и  $z_\nu(x_\nu)$  приведены в табл. 2.7 и 2.8.

### Пример 2.

Определить плотности излучения серого тела, имеющего коэффициент излучения  $\epsilon = 0,8$  и температуру  $t = 427^\circ \text{C}$  ( $T = 273 + 427 = 700 \text{ K}$ ), в спектральных диапазонах 2...3, 3...5, и 8...13 мкм.

*Решение.*

1. По формуле (2.11) или по табл. 2.6 определяем длину волны  $\lambda_M$ , соответствующую максимуму спектральной плотности излучения:

$$\lambda_M = 2898/T = 4,14 \text{ мкм.}$$

2. Рассчитываем безразмерные координаты длин волн  $x_\lambda = \lambda/\lambda_M$ :

$$2/4,14 = 0,483; \quad 3/4,14 = 0,725; \quad 5/4,14 = 1,20; \quad 8/4,14 = 1,93,$$

$$13/4,14 = 3,14.$$

Таблица 2.7

Относительные значения плотности излучения  $z_\lambda(x_\lambda) = R_{0-\lambda}/R_{0-\infty}$ в зависимости от безразмерных координат длин волн  $x_\lambda = \lambda/\lambda_{\text{м}}$ 

$x_\lambda$	$z_\lambda$	$x_\lambda$	$z_\lambda$	$x_\lambda$	$z_\lambda$
0,100	$5,500 \cdot 10^{-18}$	0,675	$6,053 \cdot 10^{-2}$	0,930	0,2048
0,200	$4,000 \cdot 10^{-8}$	0,680	$6,268 \cdot 10^{-2}$	0,935	0,2080
0,220	$3,100 \cdot 10^{-7}$	0,685	$6,487 \cdot 10^{-2}$	0,940	0,2112
0,240	$1,600 \cdot 10^{-6}$	0,690	$6,710 \cdot 10^{-2}$	0,945	0,2145
0,260	$6,400 \cdot 10^{-6}$	0,695	$6,936 \cdot 10^{-2}$	0,950	0,2178
0,280	$2,030 \cdot 10^{-5}$	0,700	$7,166 \cdot 10^{-2}$	0,955	0,2211
0,300	$5,470 \cdot 10^{-5}$	0,705	$7,400 \cdot 10^{-2}$	0,960	0,2244
0,320	$1,280 \cdot 10^{-4}$	0,710	$7,637 \cdot 10^{-2}$	0,965	0,2276
0,340	$2,690 \cdot 10^{-4}$	0,715	$7,877 \cdot 10^{-2}$	0,970	0,2309
0,360	$5,170 \cdot 10^{-4}$	0,720	$8,120 \cdot 10^{-2}$	0,975	0,2342
0,380	$9,210 \cdot 10^{-4}$	0,725	$8,367 \cdot 10^{-2}$	0,980	0,2374
0,400	$1,540 \cdot 10^{-3}$	0,730	$8,617 \cdot 10^{-2}$	0,985	0,2407
0,420	$2,430 \cdot 10^{-3}$	0,735	$8,870 \cdot 10^{-2}$	0,990	0,2440
0,440	$3,660 \cdot 10^{-3}$	0,740	$9,127 \cdot 10^{-2}$	0,995	0,2473
0,460	$5,300 \cdot 10^{-3}$	0,745	$9,386 \cdot 10^{-2}$	1,000	0,2506
0,480	$7,410 \cdot 10^{-3}$	0,750	$9,648 \cdot 10^{-2}$	1,005	0,2539
0,500	$1,038 \cdot 10^{-2}$	0,755	$9,913 \cdot 10^{-2}$	1,010	0,2572
0,505	$1,113 \cdot 10^{-2}$	0,760	0,1018	1,015	0,2605
0,510	$1,191 \cdot 10^{-2}$	0,765	0,1045	1,020	0,2638
0,515	$1,273 \cdot 10^{-2}$	0,770	0,1072	1,025	0,2672
0,520	$1,359 \cdot 10^{-2}$	0,775	0,1100	1,030	0,2704
0,525	$1,449 \cdot 10^{-2}$	0,780	0,1128	1,035	0,2737
0,530	$1,543 \cdot 10^{-2}$	0,785	0,1156	1,040	0,2770
0,535	$1,641 \cdot 10^{-2}$	0,790	0,1184	1,045	0,2803
0,540	$1,743 \cdot 10^{-2}$	0,795	0,1213	1,050	0,2836
0,545	$1,849 \cdot 10^{-2}$	0,800	0,1241	1,055	0,2869
0,550	$1,959 \cdot 10^{-2}$	0,805	0,1270	1,060	0,2902
0,555	$2,073 \cdot 10^{-2}$	0,810	0,1300	1,065	0,2935
0,560	$2,191 \cdot 10^{-2}$	0,815	0,1329	1,070	0,2968
0,565	$2,313 \cdot 10^{-2}$	0,820	0,1359	1,075	0,3001
0,570	$2,439 \cdot 10^{-2}$	0,825	0,1388	1,080	0,3033
0,575	$2,570 \cdot 10^{-2}$	0,830	0,1418	1,085	0,3065
0,580	$2,705 \cdot 10^{-2}$	0,835	0,1449	1,090	0,3097
0,585	$2,844 \cdot 10^{-2}$	0,840	0,1479	1,095	0,3129
0,590	$2,987 \cdot 10^{-2}$	0,845	0,1509	1,100	0,3161
0,595	$3,134 \cdot 10^{-2}$	0,850	0,1540	1,105	0,3193
0,600	$3,285 \cdot 10^{-2}$	0,855	0,1571	1,110	0,3225
0,605	$3,439 \cdot 10^{-2}$	0,860	0,1602	1,115	0,3257
0,610	$3,599 \cdot 10^{-2}$	0,865	0,1633	1,120	0,3289
0,615	$3,763 \cdot 10^{-2}$	0,870	0,1664	1,125	0,3321
0,620	$3,931 \cdot 10^{-2}$	0,875	0,1696	1,130	0,3353
0,625	$4,103 \cdot 10^{-2}$	0,880	0,1727	1,135	0,3385
0,630	$4,279 \cdot 10^{-2}$	0,885	0,1759	1,140	0,3417
0,635	$4,460 \cdot 10^{-2}$	0,890	0,1791	1,145	0,3449
0,640	$4,645 \cdot 10^{-2}$	0,895	0,1822	1,150	0,3481
0,645	$4,833 \cdot 10^{-2}$	0,900	0,1854	1,155	0,3512
0,650	$5,026 \cdot 10^{-2}$	0,905	0,1886	1,160	0,3543
0,655	$5,222 \cdot 10^{-2}$	0,910	0,1918	1,165	0,3574
0,660	$5,422 \cdot 10^{-2}$	0,915	0,1950	1,170	0,3605
0,665	$5,626 \cdot 10^{-2}$	0,920	0,1983	1,175	0,3636
0,670	$5,834 \cdot 10^{-2}$	0,925	0,2015	1,180	0,3667

$x_{\lambda}$	$z_{\lambda}$	$x_{\lambda}$	$z_{\lambda}$	$x_{\lambda}$	$z_{\lambda}$
1,185	0,3698	1,450	0,5174	1,715	0,6313
1,190	0,3729	1,455	0,5199	1,720	0,6331
1,195	0,3760	1,460	0,5223	1,725	0,6349
1,200	0,3791	1,465	0,5247	1,730	0,6367
1,205	0,3821	1,470	0,5271	1,735	0,6385
1,210	0,3851	1,475	0,5295	1,740	0,6403
1,215	0,3881	1,480	0,5319	1,745	0,6421
1,220	0,3911	1,485	0,5343	1,750	0,6439
1,225	0,3941	1,490	0,5367	1,755	0,6457
1,230	0,3971	1,495	0,5391	1,760	0,6475
1,235	0,4001	1,500	0,5414	1,765	0,6493
1,240	0,4031	1,505	0,5438	1,770	0,6510
1,245	0,4061	1,510	0,5461	1,775	0,6527
1,250	0,4091	1,515	0,5484	1,780	0,6544
1,255	0,4120	1,520	0,5507	1,785	0,6561
1,260	0,4149	1,525	0,5530	1,790	0,6578
1,265	0,4178	1,530	0,5553	1,795	0,6593
1,270	0,4207	1,535	0,5576	1,800	0,6612
1,275	0,4236	1,540	0,5598	1,805	0,6629
1,280	0,4265	1,545	0,5620	1,810	0,6649
1,285	0,4294	1,550	0,5642	1,815	0,6666
1,290	0,4323	1,555	0,5664	1,820	0,6682
1,295	0,4351	1,560	0,5686	1,825	0,6698
1,300	0,4379	1,565	0,5708	1,830	0,6714
1,305	0,4407	1,570	0,5730	1,835	0,6730
1,310	0,4435	1,575	0,5752	1,840	0,6746
1,315	0,4463	1,580	0,5774	1,845	0,6762
1,320	0,4491	1,585	0,5795	1,850	0,6778
1,325	0,4519	1,590	0,5816	1,855	0,6794
1,330	0,4547	1,595	0,5837	1,860	0,6810
1,335	0,4575	1,600	0,5858	1,865	0,6826
1,340	0,4602	1,605	0,5879	1,870	0,6842
1,345	0,4629	1,610	0,5900	1,875	0,6857
1,350	0,4656	1,615	0,5921	1,880	0,6872
1,355	0,4683	1,620	0,5942	1,885	0,6887
1,360	0,4710	1,625	0,5962	1,890	0,6902
1,365	0,4737	1,630	0,5982	1,895	0,6917
1,370	0,4764	1,635	0,6002	1,900	0,6932
1,375	0,4791	1,640	0,6022	1,905	0,6947
1,380	0,4817	1,645	0,6042	1,910	0,6962
1,385	0,4843	1,650	0,6062	1,915	0,6977
1,390	0,4869	1,655	0,6082	1,920	0,6992
1,395	0,4895	1,660	0,6102	1,925	0,7007
1,400	0,4921	1,665	0,6122	1,930	0,7022
1,405	0,4947	1,670	0,6142	1,935	0,7036
1,410	0,4973	1,675	0,6161	1,940	0,7050
1,415	0,4999	1,680	0,6180	1,945	0,7064
1,420	0,5024	1,685	0,6199	1,950	0,7078
1,425	0,5049	1,690	0,6218	1,955	0,7092
1,430	0,5074	1,695	0,6237	1,960	0,7106
1,435	0,5099	1,700	0,6256	1,965	0,7120
1,440	0,5124	1,705	0,6275	1,970	0,7134
1,445	0,5149	1,710	0,6294	1,975	0,7148

$x_\lambda$	$z_\lambda$	$x_\lambda$	$z_\lambda$	$x_\lambda$	$z_\lambda$
1,980	0,7162	2,31	0,7913	2,82	0,8649
1,985	0,7176	2,32	0,7932	2,84	0,8671
1,990	0,7190	2,33	0,7950	2,86	0,8692
1,995	0,7203	2,34	0,7968	2,88	0,8713
2,00	0,7216	2,35	0,7986	2,90	0,8733
2,01	0,7243	2,36	0,8004	2,92	0,8753
2,02	0,7269	2,37	0,8022	2,94	0,8773
2,03	0,7295	2,38	0,8040	2,96	0,8792
2,04	0,7321	2,39	0,8057	2,98	0,8811
2,05	0,7347	2,40	0,8074	3,0	0,8829
2,06	0,7371	2,41	0,8091	3,1	0,8916
2,07	0,7396	2,42	0,8108	3,2	0,8996
2,08	0,7420	2,43	0,8125	3,3	0,9069
2,09	0,7440	2,44	0,8141	3,4	0,9139
2,10	0,7468	2,45	0,8157	3,5	0,9199
2,11	0,7492	2,46	0,8173	3,6	0,9253
2,12	0,7515	2,47	0,8189	3,7	0,9303
2,13	0,7538	2,48	0,8205	3,8	0,9349
2,14	0,7561	2,49	0,8221	3,9	0,9391
2,15	0,7584	2,50	0,8236	4,0	0,9431
2,16	0,7606	2,52	0,8266	4,2	0,9501
2,17	0,7628	2,54	0,8296	4,4	0,9559
2,18	0,7650	2,56	0,8325	4,6	0,9609
2,19	0,7672	2,58	0,8353	4,8	0,9653
2,20	0,7693	2,60	0,8381	5,0	0,9691
2,21	0,7714	2,62	0,8408	5,5	0,9766
2,22	0,7735	2,64	0,8434	6,0	0,9821
2,23	0,7756	2,66	0,8460	6,5	0,9862
2,24	0,7776	2,68	0,8485	7,0	0,9893
2,25	0,7796	2,70	0,8510	7,5	0,9917
2,26	0,7816	2,72	0,8534	8,0	0,9936
2,27	0,7836	2,74	0,8558	8,5	0,9951
2,28	0,7856	2,76	0,8581	9,0	0,9963
2,29	0,7875	2,78	0,8604	10,0	0,9981
2,30	0,7894	2,80	0,8627		

Таблица 2.8

Относительные значения плотности излучения  $z_\nu(x_\nu) = R_{0-\nu}/R_{0-\infty}$   
в зависимости от безразмерных координат волновых чисел  $x_\nu = \nu/\nu_M$

$x_\nu$	$z_\nu$	$x_\nu$	$z_\nu$	$x_\nu$	$z_\nu$
0,00	0,000	08	$5,418 \cdot 10^{-4}$	16	$3,971 \cdot 10^{-3}$
01	$1,141 \cdot 10^{-6}$	09	$7,631 \cdot 10^{-4}$	17	$4,710 \cdot 10^{-3}$
02	$9,029 \cdot 10^{-6}$	0,10	$1,036 \cdot 10^{-3}$	18	$5,530 \cdot 10^{-3}$
03	$3,015 \cdot 10^{-5}$	11	$1,363 \cdot 10^{-3}$	19	$6,431 \cdot 10^{-3}$
04	$7,071 \cdot 10^{-5}$	12	$1,751 \cdot 10^{-3}$	0,20	$7,418 \cdot 10^{-3}$
05	$1,366 \cdot 10^{-4}$	13	$2,202 \cdot 10^{-3}$	21	$8,491 \cdot 10^{-3}$
06	$2,336 \cdot 10^{-4}$	14	$2,720 \cdot 10^{-3}$	22	$9,654 \cdot 10^{-3}$
07	$3,667 \cdot 10^{-4}$	15	$3,308 \cdot 10^{-3}$	23	$1,091 \cdot 10^{-2}$

$x_{\gamma}$	$z_{\gamma}$	$x_{\gamma}$	$z_{\gamma}$	$x_{\gamma}$	$z_{\gamma}$
24	$1,225 \cdot 10^{-2}$	77	0,2153	1,30	0,5334
25	$1,369 \cdot 10^{-2}$	78	0,2211	31	0,5390
26	$1,523 \cdot 10^{-2}$	79	0,2269	32	0,5445
27	$1,686 \cdot 10^{-2}$	0,80	0,2327	33	0,5501
28	$1,859 \cdot 10^{-2}$	81	0,2385	34	0,5556
29	$2,042 \cdot 10^{-2}$	82	0,2444	35	0,5610
0,30	$2,235 \cdot 10^{-2}$	83	0,2503	36	0,5664
31	$2,438 \cdot 10^{-2}$	84	0,2563	37	0,5718
32	$2,651 \cdot 10^{-2}$	85	0,2623	38	0,5772
33	$2,874 \cdot 10^{-2}$	86	0,2683	39	0,5825
34	$3,108 \cdot 10^{-2}$	87	0,2743	1,40	0,5878
35	$3,351 \cdot 10^{-2}$	88	0,2803	41	0,5930
36	$3,604 \cdot 10^{-2}$	89	0,2864	42	0,5982
37	$3,868 \cdot 10^{-2}$	0,90	0,2925	43	0,6034
38	$4,141 \cdot 10^{-2}$	91	0,2986	44	0,6085
39	$4,425 \cdot 10^{-2}$	92	0,3047	45	0,6136
0,40	$4,719 \cdot 10^{-2}$	93	0,3109	46	0,6186
41	$5,022 \cdot 10^{-2}$	94	0,3170	47	0,6236
42	$5,336 \cdot 10^{-2}$	95	0,3232	48	0,6286
43	$5,659 \cdot 10^{-2}$	96	0,3293	49	0,6335
44	$5,992 \cdot 10^{-2}$	97	0,3355	1,50	0,6384
45	$6,335 \cdot 10^{-2}$	98	0,3416	51	0,6432
46	$6,687 \cdot 10^{-2}$	99	0,3478	52	0,6480
47	$7,048 \cdot 10^{-2}$	1,00	0,3540	53	0,6527
48	$7,419 \cdot 10^{-2}$	01	0,3602	54	0,6574
49	$7,799 \cdot 10^{-2}$	02	0,3663	55	0,6621
0,50	$8,189 \cdot 10^{-2}$	03	0,3725	56	0,6667
51	$8,587 \cdot 10^{-2}$	04	0,3787	57	0,6713
52	$8,993 \cdot 10^{-2}$	05	0,3848	58	0,6758
53	$9,409 \cdot 10^{-2}$	06	0,3910	59	0,6803
54	$9,833 \cdot 10^{-2}$	07	0,3971	1,60	0,6848
55	0,1027	08	0,4033	61	0,6892
56	0,1071	09	0,4094	62	0,6935
57	0,1115	1,10	0,4155	63	0,6978
58	0,1161	11	0,4216	64	0,7021
59	0,1208	12	0,4277	65	0,7063
0,60	0,1255	13	0,4338	66	0,7105
61	0,1303	14	0,4398	67	0,7147
62	0,1351	15	0,4458	68	0,7188
63	0,1400	,16	0,4518	69	0,7228
64	0,1450	17	0,4578	1,70	0,7268
65	0,1501	18	0,4638	71	0,7308
66	0,1552	19	0,4697	72	0,7347
67	0,1604	1,20	0,4757	73	0,7386
68	0,1657	21	0,4816	74	0,7425
69	0,1710	22	0,4874	75	0,7463
0,70	0,1764	23	0,4933	76	0,7500
71	0,1818	24	0,4991	77	0,7537
72	0,1872	25	0,5049	78	0,7574
73	0,1928	26	0,5106	79	0,7610
74	0,1983	27	0,5164	1,80	0,7646
75	0,2040	28	0,5221	81	0,7682
76	0,2096	29	0,5277	82	0,7717

$x_v$	$z_v$	$x_v$	$z_v$	$x_v$	$z_v$
83	0,7752	35	0,9046	87	0,9633
84	0,7786	36	0,9063	88	0,9640
85	0,7820	37	0,9079	89	0,9647
86	0,7853	38	0,9095	2,90	0,9654
87	0,7886	39	0,9117	91	0,9661
88	0,7919	2,40	0,9127	92	0,9667
89	0,7951	41	0,9142	93	0,9673
1,90	0,7982	42	0,9157	94	0,9680
91	0,8014	43	0,9172	95	0,9686
92	0,8045	44	0,9187	96	0,9692
93	0,8075	45	0,9201	97	0,9698
94	0,8106	46	0,9215	98	0,9704
95	0,8136	47	0,9229	99	0,9709
96	0,8165	48	0,9243	3,00	0,9715
97	0,8194	49	0,9256	02	0,9726
98	0,8223	2,50	0,9270	04	0,9736
99	0,8251	51	0,9283	06	0,9746
2,00	0,8279	52	0,9296	08	0,9756
01	0,8307	53	0,9308	10	0,9766
02	0,8334	54	0,9321	12	0,9775
03	0,8361	55	0,9333	14	0,9783
04	0,8387	56	0,9345	16	0,9792
05	0,8413	57	0,9357	18	0,9800
06	0,8439	58	0,9369	3,20	0,9808
07	0,8464	59	0,9380	22	0,9815
08	0,8489	2,60	0,9391	24	0,9823
09	0,8514	61	0,9403	26	0,9830
2,10	0,8539	62	0,9413	28	0,9836
11	0,8563	63	0,9424	30	0,9843
12	0,8586	64	0,9435	32	0,9849
13	0,8610	65	0,9445	34	0,9855
14	0,8633	66	0,9455	36	0,9861
15	0,8655	67	0,9465	38	0,9866
16	0,8678	68	0,9475	3,40	0,9872
17	0,8700	69	0,9485	42	0,9877
18	0,8722	2,70	0,9494	44	0,9882
19	0,8743	71	0,9504	46	0,9886
2,20	0,8764	72	0,9513	48	0,9891
21	0,8785	73	0,9522	50	0,9895
22	0,8806	74	0,9531	52	0,9900
23	0,8826	75	0,9540	54	0,9904
24	0,8846	76	0,9548	56	0,9908
25	0,8865	77	0,9557	58	0,9911
26	0,8885	78	0,9565	3,60	0,9915
27	0,8904	79	0,9573	62	0,9918
28	0,8923	2,80	0,9581	64	0,9922
29	0,8941	81	0,9589	66	0,9925
2,30	0,8959	82	0,9597	68	0,9928
31	0,8977	83	0,9604	70	0,9931
32	0,8995	84	0,9612	72	0,9934
33	0,9012	85	0,9619	74	0,9937
34	0,9029	86	0,9626	76	0,9939



$x_{\nu}$	$z_{\nu}$	$x_{\nu}$	$z_{\nu}$	$x_{\nu}$	$z_{\nu}$
78	0,9942	92	0,9957	30	0,9981
80	0,9944	94	0,9958	40	0,9985
82	0,9946	96	0,9960	50	0,9988
84	0,9949	98	0,9962	60	0,9990
86	0,9951	4,00	0,9963	70	0,9992
88	0,9953	10	0,9971	80	0,9994
90	0,9955	20	0,9976	90	0,9995

3. По табл. 2.7 находим относительные значения плотности излучения  $z_{\lambda}(x_{\lambda})$ :

$$z_{\lambda}(0,483) \approx 7,42 \cdot 10^{-2}; \quad z_{\lambda}(0,725) \approx 8,31 \cdot 10^{-2}; \quad z_{\lambda}(1,20) \approx 0,38;$$

$$z_{\lambda}(1,93) \approx 0,70; \quad z_{\lambda}(3,14) \approx 0,90.$$

4. По формуле (2.1) или по табл. 2.1 определяем плотность излучения, соответствующую температуре тела  $T = 700\text{K}$ :

$$R = \sigma T^4 = 1,368 \text{ Вт/см}^2.$$

5. По формуле (2.196) рассчитываем плотности излучения в заданных спектральных интервалах:

$$R_{2-3} = 0,8 \cdot 1,368(8,31 \cdot 10^{-2} - 7,42 \cdot 10^{-2}) = 0,083 \text{ Вт/см}^2;$$

$$R_{3-5} = 0,8 \cdot 1,368(0,38 - 8,31 \cdot 10^{-2}) = 0,33 \text{ Вт/см}^2;$$

$$R_{8-13} = 0,8 \cdot 1,368(0,90 - 0,70) = 0,22 \text{ Вт/см}^2.$$

Для построения графика зависимости спектральной плотности излучения абсолютно черного тела от длины волны в относительных единицах  $r_{\lambda, T}/(r_{\lambda, T})_{\text{макс}}$  используют табл. 2.9, где даны значения  $y_{\lambda}(x_{\lambda}) = r_{\lambda, T}/(r_{\lambda, T})_{\text{макс}}$  в зависимости от безразмерных координат длин волн  $x_{\lambda} = \lambda/\lambda_m$ .

Пример 3.

Построить графики зависимости  $r/r_{\text{макс}}$  в диапазоне длин волн 1 ... 14 мкм для абсолютно черного тела с температурой ( $^{\circ}\text{C}$ )  $t_1 = 100$ ;  $t_2 = 300$ ;  $t_3 = 500$ .

Решение.

1. По формуле (2.11) или по табл. 2.6 определяем длины волн, соответствующие максимумам спектральных плотностей излучения:

$$T_1 = 273 + 100 = 373 \text{ K}; \quad T_2 = 273 + 300 = 573 \text{ K};$$

$$T_3 = 273 + 500 = 773 \text{ K}.$$

$$\lambda_{\text{м1}} = 2898/T_1 \approx 7,77 \text{ мкм}; \quad \lambda_{\text{м2}} = 2898/T_2 \approx 5,06 \text{ мкм};$$

$$\lambda_{\text{м3}} = 2898/T_3 \approx 3,75 \text{ мкм}.$$

2. Задавая значениями длин волн 1...14 мкм (через 1 мкм), рассчитываем безразмерные координаты длин волн  $x_{\lambda} = \lambda/\lambda_m$  и результаты расчета сводим в табл. 2.10.

3. По табл. 2.9 находим относительные значения спектральных плотностей излучения  $y_{\lambda}(x_{\lambda}) = r/r_{\text{макс}}$  и заносим в расчетную табл. 2.10.

4. По найденным значениям  $y_{\lambda}(x_{\lambda})$  строим графики зависимости  $r/r_{\text{макс}} = f(\lambda)$  для заданных температур (рис. 2.30).

Таблица 2.9

Относительные значения спектральной плотности излучения

 $y_{\lambda}(x_{\lambda}) = r_{\lambda, T} / (r_{\lambda, T})_{\text{макс}}$  в зависимости от безразмерных координат длины волн $x_{\lambda} = \lambda / \lambda_M$ 

$x_{\lambda}$	$y_{\lambda}$	$x_{\lambda}$	$y_{\lambda}$	$x_{\lambda}$	$y_{\lambda}$
0,200	$7,354 \cdot 10^{-6}$	0,445	0,1164	0,690	0,6827
0,205	$1,191 \cdot 10^{-5}$	0,450	0,1246	0,695	0,6936
0,210	$1,879 \cdot 10^{-5}$	0,455	0,1331	0,70	0,7042
0,215	$2,895 \cdot 10^{-5}$	0,460	0,1419	0,71	0,7250
0,220	$4,362 \cdot 10^{-5}$	0,465	0,1509	0,72	0,7450
0,225	$6,438 \cdot 10^{-5}$	0,470	0,1603	0,73	0,7643
0,230	$9,318 \cdot 10^{-5}$	0,475	0,1699	0,74	0,7829
0,235	$1,325 \cdot 10^{-4}$	0,480	0,1798	0,75	0,8007
0,240	$1,852 \cdot 10^{-4}$	0,485	0,1899	0,76	0,8177
0,245	$2,548 \cdot 10^{-4}$	0,490	0,2003	0,77	0,8339
0,250	$3,454 \cdot 10^{-4}$	0,495	0,2109	0,78	0,8493
0,255	$4,618 \cdot 10^{-4}$	0,500	0,2217	0,79	0,8638
0,260	$6,094 \cdot 10^{-4}$	0,505	0,2328	0,80	0,8776
0,265	$7,943 \cdot 10^{-4}$	0,510	0,2440	0,81	0,8906
0,270	$1,024 \cdot 10^{-3}$	0,515	0,2554	0,82	0,9028
0,275	$1,305 \cdot 10^{-3}$	0,520	0,2670	0,83	0,9141
0,280	$1,646 \cdot 10^{-3}$	0,525	0,2788	0,84	0,9247
0,285	$2,056 \cdot 10^{-3}$	0,530	0,2907	0,85	0,9346
0,290	$2,545 \cdot 10^{-3}$	0,535	0,3027	0,86	0,9436
0,295	$3,123 \cdot 10^{-3}$	0,540	0,3149	0,87	0,9519
0,300	$3,801 \cdot 10^{-3}$	0,545	0,3272	0,88	0,9595
0,305	$4,591 \cdot 10^{-3}$	0,550	0,3396	0,89	0,9664
0,310	$5,503 \cdot 10^{-3}$	0,555	0,3521	0,90	0,9725
0,315	$6,550 \cdot 10^{-3}$	0,560	0,3646	0,91	0,9780
0,320	$7,745 \cdot 10^{-3}$	0,565	0,3772	0,92	0,9829
0,325	$9,100 \cdot 10^{-3}$	0,570	0,3899	0,93	0,9870
0,330	$1,063 \cdot 10^{-2}$	0,575	0,4026	0,94	0,9906
0,335	$1,234 \cdot 10^{-2}$	0,580	0,4154	0,95	0,9936
0,340	$1,425 \cdot 10^{-2}$	0,585	0,4281	0,96	0,9959
0,345	$1,637 \cdot 10^{-2}$	0,590	0,4409	0,97	0,9977
0,350	$1,871 \cdot 10^{-2}$	0,595	0,4537	0,98	0,9990
0,355	$2,128 \cdot 10^{-2}$	0,600	0,4664	0,99	0,9998
0,360	$2,410 \cdot 10^{-2}$	0,605	0,4791	1,00	1,0000
0,365	$2,717 \cdot 10^{-2}$	0,610	0,4918	1,01	0,9998
0,370	$3,051 \cdot 10^{-2}$	0,615	0,5045	1,02	0,9991
0,375	$3,411 \cdot 10^{-2}$	0,620	0,5171	1,03	0,9979
0,380	$3,800 \cdot 10^{-2}$	0,625	0,5296	1,04	0,9964
0,385	$4,218 \cdot 10^{-2}$	0,630	0,5420	1,05	0,9944
0,390	$4,666 \cdot 10^{-2}$	0,635	0,5544	1,06	0,9920
0,395	$5,144 \cdot 10^{-2}$	0,640	0,5666	1,07	0,9893
0,400	$5,652 \cdot 10^{-2}$	0,645	0,5788	1,08	0,9862
0,405	$6,191 \cdot 10^{-2}$	0,650	0,5909	1,09	0,9828
0,410	$6,762 \cdot 10^{-2}$	0,655	0,6028	1,10	0,9791
0,415	$7,364 \cdot 10^{-2}$	0,660	0,6147	1,11	0,9750
0,420	$7,997 \cdot 10^{-2}$	0,665	0,6264	1,12	0,9707
0,425	$8,663 \cdot 10^{-2}$	0,670	0,6379	1,13	0,9661
0,430	$9,359 \cdot 10^{-2}$	0,675	0,6494	1,14	0,9613
0,435	0,1009	0,680	0,6606	1,15	0,9562
0,440	0,1085	0,685	0,6718	1,16	0,9509

$x_{\lambda}$	$y_{\lambda}$	$x_{\lambda}$	$y_{\lambda}$	$x_{\lambda}$	$y_{\lambda}$
1,17	0,9454	1,95	0,4293	4,0	$5,650 \cdot 10^{-2}$
1,18	0,9397	2,00	0,4054	4,2	$4,816 \cdot 10^{-2}$
1,19	0,9338	2,05	0,3828	4,4	$4,128 \cdot 10^{-2}$
1,20	0,9277	2,10	0,3616	4,6	$3,557 \cdot 10^{-2}$
1,21	0,9215	2,15	0,3417	4,8	$3,080 \cdot 10^{-2}$
1,22	0,9151	2,20	0,3229	5,0	$2,680 \cdot 10^{-2}$
1,23	0,9086	2,25	0,3052	5,2	$2,342 \cdot 10^{-2}$
1,24	0,9020	2,30	0,2887	5,4	$2,056 \cdot 10^{-2}$
1,25	0,8952	2,35	0,2731	5,6	$1,811 \cdot 10^{-2}$
1,26	0,8884	2,40	0,2585	5,8	$1,602 \cdot 10^{-2}$
1,27	0,8814	2,45	0,2447	6,0	$1,421 \cdot 10^{-2}$
1,28	0,8743	2,50	0,2318	6,2	$1,266 \cdot 10^{-2}$
1,29	0,8672	2,55	0,2197	6,4	$1,131 \cdot 10^{-2}$
1,30	0,8510	2,60	0,2083	6,6	$1,013 \cdot 10^{-2}$
1,31	0,8527	2,65	0,1976	6,8	$9,102 \cdot 10^{-3}$
1,32	0,8454	2,70	0,1875	7,0	$8,201 \cdot 10^{-3}$
1,33	0,8380	2,75	0,1780	7,2	$7,408 \cdot 10^{-3}$
1,34	0,8306	2,80	0,1691	7,4	$6,708 \cdot 10^{-3}$
1,35	0,8231	2,85	0,1607	7,6	$6,089 \cdot 10^{-3}$
1,36	0,8156	2,90	0,1528	7,8	$5,539 \cdot 10^{-3}$
1,37	0,8081	2,95	0,1454	8,0	$5,050 \cdot 10^{-3}$
1,38	0,8006	3,00	0,1384	8,2	$4,613 \cdot 10^{-3}$
1,39	0,7930	3,05	0,1317	8,4	$4,223 \cdot 10^{-3}$
1,40	0,7854	3,10	0,1255	8,6	$3,872 \cdot 10^{-3}$
1,41	0,7779	3,15	0,1196	8,8	$3,558 \cdot 10^{-3}$
1,42	0,7703	3,20	0,1140	9,0	$3,274 \cdot 10^{-3}$
1,43	0,7628	3,25	0,1088	9,2	$3,018 \cdot 10^{-3}$
1,44	0,7552	3,30	0,1038	9,4	$2,787 \cdot 10^{-3}$
1,45	0,7477	3,35	$9,915 \cdot 10^{-2}$	9,6	$2,577 \cdot 10^{-3}$
1,46	0,7401	3,40	$9,471 \cdot 10^{-2}$	9,8	$2,387 \cdot 10^{-3}$
1,47	0,7326	3,45	$9,051 \cdot 10^{-2}$	10,0	$2,214 \cdot 10^{-3}$
1,48	0,7252	3,50	$8,654 \cdot 10^{-2}$	11,0	$1,549 \cdot 10^{-3}$
1,49	0,7177	3,55	$8,277 \cdot 10^{-2}$	12,0	$1,116 \cdot 10^{-3}$
1,50	0,7103	3,60	$7,921 \cdot 10^{-2}$	13,0	$8,242 \cdot 10^{-4}$
1,55	0,6737	3,65	$7,583 \cdot 10^{-2}$	14,0	$6,217 \cdot 10^{-4}$
1,60	0,6382	3,70	$7,262 \cdot 10^{-2}$	15,0	$4,777 \cdot 10^{-4}$
1,65	0,6039	3,75	$6,957 \cdot 10^{-2}$	16,0	$3,730 \cdot 10^{-4}$
1,70	0,5711	3,80	$6,669 \cdot 10^{-2}$	17,0	$2,955 \cdot 10^{-4}$
1,75	0,5397	3,85	$6,394 \cdot 10^{-2}$	18,0	$2,371 \cdot 10^{-4}$
1,80	0,5098	3,90	$6,133 \cdot 10^{-2}$	19,0	$1,925 \cdot 10^{-4}$
1,85	0,4815	3,95	$5,886 \cdot 10^{-2}$	20,0	$1,578 \cdot 10^{-4}$
1,90	0,4546				

Таблица 2.10

Расчетные данные к примеру 3

$\lambda$ , мкм	$T_1 = 373 \text{ К}; \lambda_{\text{м1}} = 7,77 \text{ мкм}$		$T_2 = 573 \text{ К}; \lambda_{\text{м2}} = 5,06 \text{ мкм}$		$T_3 = 773 \text{ К}; \lambda_{\text{м3}} = 3,75 \text{ мкм}$	
	$x_{\lambda} = \lambda/\lambda_{\text{м1}}$	$y_{\lambda}(x_{\lambda})$	$x_{\lambda} = \lambda/\lambda_{\text{м2}}$	$y_{\lambda}(x_{\lambda})$	$x_{\lambda} = \lambda/\lambda_{\text{м3}}$	$y_{\lambda}(x_{\lambda})$
1	0,129	—	0,198	—	0,267	—
2	0,258	—	0,396	0,05	0,534	0,30
3	0,387	0,04	0,594	0,45	0,801	0,88
4	0,516	0,26	0,792	0,87	1,07	0,99
5	0,644	0,58	0,990	0,99	1,33	0,84
6	0,772	0,84	1,19	0,93	1,60	0,64
7	0,903	0,97	1,38	0,80	1,86	0,48
8	1,03	0,99	1,58	0,65	2,14	0,34
9	1,16	0,95	1,78	0,53	2,40	0,26
10	1,29	0,87	1,98	0,41	2,67	0,19
11	1,42	0,77	2,18	0,33	2,93	0,15
12	1,55	0,67	2,38	0,26	3,20	0,11
13	1,67	0,59	2,58	0,21	3,47	0,09
14	1,81	0,51	2,76	0,18	3,73	0,07

Для построения графика зависимости спектральной плотности излучения абсолютно черного тела в относительных единицах  $y_{\nu}(x_{\nu}) = r_{\nu}, T/(r_{\nu}, T)_{\text{макс}}$  от безразмерных координат волновых чисел  $x_{\nu} = \nu/\nu_{\text{м}}$  служит табл. 2.11.

В табл. 2.12 даны относительные значения спектральной плотности излучения абсолютно черного тела  $y_{\ln \nu}(x_{\ln \nu}) = r_{\ln \nu}, T/(r_{\ln \nu}, T)_{\text{макс}}$  в зависимости от безразмерных координат логарифмической шкалы волновых чисел  $x_{\ln \nu} = \nu_{\ln \nu}/(\nu_{\ln \nu})_{\text{м}} = 1/x_{\ln \lambda}$ .

Для практических расчетов формула Планка является сложной, поэтому ее преобразуют к виду, удобному для составления таблиц и графиков. Вводя, например, в уравнение (2.15) переменные  $x = \lambda T/c_2$ ;  $y = r_{\lambda}^5/c_1 T^5 = rc_2^5/(c_1 T^5)$ , можно привести его к виду

$$y = x^{-5} (e^{1/x} - 1)^{-1}. \quad (2.20)$$

Уравнение (2.20) не содержит численных коэффициентов и его табулирование справедливо для любого численного масштаба, определяемого условиями перехода. Табл. 2.13 содержит значения  $y$  для  $x$ , изменяющегося в пределах 0,060...1,75.

Выражение (2.20) имеет максимум при  $x_{\text{м}} = 0,2014$ ; тогда  $y_{\text{макс}} = 21,202$ . Площадь, ограниченная кривой  $y(x)$ ,

$$\int_0^{\infty} y(x) dx = \frac{\pi^4}{15} = 6,4939.$$

Уравнение (2.15) можно также преобразовать, введя безразмерные координаты

$$x_{\lambda} = \frac{x}{x_{\text{м}}} = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{м}}} = \frac{\lambda T}{c_2} \frac{1}{0,2014} = 4,9651 \frac{\lambda T}{c_2};$$

$$y_{\lambda} = \frac{y}{y_{\text{макс}}} = \frac{r}{r_{\text{макс}}} = \frac{e^{1/x_{\text{м}}} - 1}{e^{1/x_{\lambda}} x_{\text{м}} - 1} x^{-5}.$$

Таблица 2.11

Относительные значения спектральной плотности излучения

 $y_\nu(x_\nu) = I_{\nu, T} / (I_{\nu, T})_{\text{манс}}$  в зависимости от безразмерных координат волновых чисел  $x_\nu = \nu/\nu_M$ 

$x_\nu$	$y_\nu$	$x_\nu$	$y_\nu$	$x_\nu$	$y_\nu$
0,005	$1,390 \cdot 10^{-4}$	0,70	0,8732	1,95	0,4799
0,010	$5,552 \cdot 10^{-4}$	0,72	0,8902	2,00	0,4494
0,015	$1,234 \cdot 10^{-3}$	0,74	0,9059	2,05	0,4201
0,020	$2,178 \cdot 10^{-3}$	0,76	0,9204	2,10	0,3920
0,025	$3,378 \cdot 10^{-3}$	0,78	0,9336	2,15	0,3652
0,030	$4,830 \cdot 10^{-3}$	0,80	0,9456	2,20	0,3397
0,035	$6,527 \cdot 10^{-3}$	0,82	0,9563	2,25	0,3155
0,040	$8,464 \cdot 10^{-3}$	0,84	0,9657	2,30	0,2926
0,045	$1,064 \cdot 10^{-2}$	0,86	0,9740	2,35	0,2710
0,050	$1,304 \cdot 10^{-2}$	0,88	0,9811	2,40	0,2506
0,055	$1,566 \cdot 10^{-2}$	0,90	0,9870	2,45	0,2315
0,060	$1,850 \cdot 10^{-2}$	0,92	0,9918	2,50	0,2136
0,065	$2,156 \cdot 10^{-2}$	0,94	0,9954	2,55	0,1968
0,070	$2,482 \cdot 10^{-2}$	0,96	0,9980	2,60	0,1811
0,075	$2,829 \cdot 10^{-2}$	0,98	0,9995	2,65	0,1665
0,080	$3,195 \cdot 10^{-2}$	1,00	1,0000	2,70	0,1530
0,085	$3,580 \cdot 10^{-2}$	1,02	0,9995	2,75	0,1403
0,090	$3,985 \cdot 10^{-2}$	1,04	0,9981	2,80	0,1286
0,095	$4,407 \cdot 10^{-2}$	1,06	0,9957	2,85	0,1178
0,100	$4,847 \cdot 10^{-2}$	1,08	0,9925	2,90	0,1078
0,12	$6,776 \cdot 10^{-2}$	1,10	0,9884	2,95	$9,852 \cdot 10^{-2}$
0,14	$8,951 \cdot 10^{-2}$	1,12	0,9835	3,00	$8,998 \cdot 10^{-2}$
0,16	0,1134	1,14	0,9779	3,05	$8,211 \cdot 10^{-2}$
0,18	0,1393	1,16	0,9715	3,10	$7,487 \cdot 10^{-2}$
0,20	0,1667	1,18	0,9644	3,15	$6,821 \cdot 10^{-2}$
0,22	0,1956	1,20	0,9567	3,20	$6,210 \cdot 10^{-2}$
0,24	0,2256	1,22	0,9484	3,25	$5,650 \cdot 10^{-2}$
0,26	0,2566	1,24	0,9394	3,30	$5,136 \cdot 10^{-2}$
0,28	0,2882	1,26	0,9300	3,35	$4,666 \cdot 10^{-2}$
0,30	0,3205	1,28	0,9200	3,40	$4,237 \cdot 10^{-2}$
0,32	0,3530	1,30	0,9095	3,45	$3,844 \cdot 10^{-2}$
0,34	0,3858	1,32	0,8986	3,50	$3,485 \cdot 10^{-2}$
0,36	0,4186	1,34	0,8873	3,55	$3,158 \cdot 10^{-2}$
0,38	0,4512	1,36	0,8756	3,60	$2,860 \cdot 10^{-2}$
0,40	0,4386	1,38	0,8636	3,65	$2,589 \cdot 10^{-2}$
0,42	0,5166	1,40	0,8512	3,70	$2,342 \cdot 10^{-2}$
0,44	0,5470	1,42	0,8386	3,75	$2,117 \cdot 10^{-2}$
0,46	0,5779	1,44	0,8257	3,80	$1,913 \cdot 10^{-2}$
0,48	0,6080	1,46	0,8126	3,85	$1,728 \cdot 10^{-2}$
0,50	0,6374	1,48	0,7993	3,90	$1,560 \cdot 10^{-2}$
0,52	0,6658	1,50	0,7858	3,95	$1,407 \cdot 10^{-2}$
0,54	0,6933	1,55	0,7515	4,00	$1,269 \cdot 10^{-2}$
0,56	0,7198	1,60	0,7166	4,05	$1,144 \cdot 10^{-2}$
0,58	0,7453	1,65	0,6815	4,10	$1,031 \cdot 10^{-2}$
0,60	0,7696	1,70	0,6485	4,15	$9,283 \cdot 10^{-3}$
0,62	0,7927	1,75	0,6118	4,20	$8,357 \cdot 10^{-3}$
0,64	0,8147	1,80	0,5776	4,25	$7,519 \cdot 10^{-3}$
0,66	0,8354	1,85	0,5441	4,30	$6,763 \cdot 10^{-3}$
0,68	0,8549	1,90	0,5115	4,35	$6,081 \cdot 10^{-3}$

$x_{\nu}$	$\epsilon_{\nu}$	$x_{\nu}$	$\epsilon_{\nu}$	$x_{\nu}$	$\epsilon_{\nu}$
4,40	$5,465 \cdot 10^{-3}$	4,95	$1,649 \cdot 10^{-3}$	5,50	$4,791 \cdot 10^{-4}$
4,45	$4,909 \cdot 10^{-3}$	5,00	$1,475 \cdot 10^{-3}$	5,55	$4,275 \cdot 10^{-4}$
4,50	$4,409 \cdot 10^{-3}$	5,05	$1,320 \cdot 10^{-3}$	5,60	$3,814 \cdot 10^{-4}$
4,55	$3,958 \cdot 10^{-3}$	5,10	$1,181 \cdot 10^{-3}$	5,65	$3,402 \cdot 10^{-4}$
4,60	$3,552 \cdot 10^{-3}$	5,15	$1,056 \cdot 10^{-3}$	5,70	$3,033 \cdot 10^{-4}$
4,65	$3,186 \cdot 10^{-3}$	5,20	$9,440 \cdot 10^{-4}$	5,75	$2,704 \cdot 10^{-4}$
4,70	$2,857 \cdot 10^{-3}$	5,25	$8,436 \cdot 10^{-4}$	5,80	$2,410 \cdot 10^{-4}$
4,75	$2,561 \cdot 10^{-3}$	5,30	$7,538 \cdot 10^{-4}$	5,85	$2,148 \cdot 10^{-4}$
4,80	$2,295 \cdot 10^{-3}$	5,35	$6,733 \cdot 10^{-4}$	5,90	$1,913 \cdot 10^{-4}$
4,85	$2,056 \cdot 10^{-3}$	5,40	$6,012 \cdot 10^{-4}$	5,95	$1,704 \cdot 10^{-4}$
4,90	$1,841 \cdot 10^{-3}$	5,45	$5,368 \cdot 10^{-4}$	6,00	$1,517 \cdot 10^{-4}$

Подставляя значение  $x_M = 0,2014$ , получаем

$$y_{\lambda} = 142,32 x_{\lambda}^{-5} \left( e^{\frac{4,9651}{x_{\lambda}}} - 1 \right)^{-1} \quad (2.21)$$

Уравнение (2.21) представляет собой закон Планка в безразмерных координатах. График зависимости  $y_{\lambda}$  от  $x_{\lambda}$  приведен на рис. 2.31, а в табл. 2.14 даны значения функции  $y_{\lambda}$  при различных  $x_{\lambda}$ . В литературе встречается так-

же функция  $y_{\lambda}^* = 10^3 x_{\lambda}^{-5} \left( e^{\frac{4,9651}{x_{\lambda}}} - 1 \right)^{-1}$ , которая отличается от функции  $y_{\lambda}$  постоянным множителем. В табл. 2.15 приведены значения функции  $y_{\lambda}$ . С помощью табл. 2.14 и 2.15 могут быть рассчитаны относительные и абсолютные значения спектральной плотности излучения [64, 70].

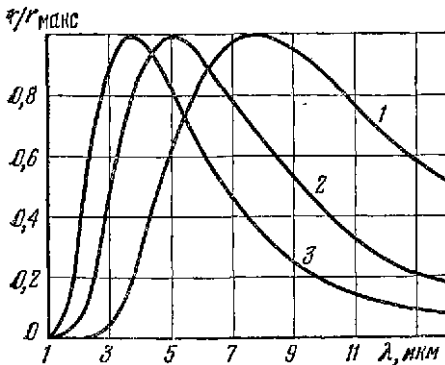


Рис. 2.30

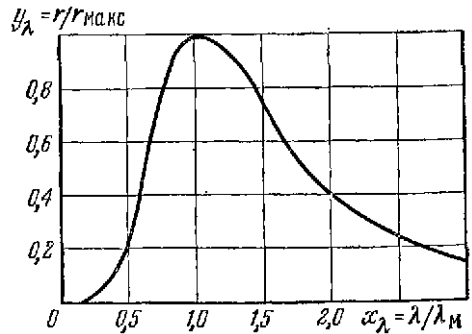


Рис. 2.31

Рис. 2.30. Графики спектральной плотности излучения в относительных единицах: 1 —  $T=373$  К; 2 —  $T=573$  К; 3 —  $T=773$  К.

Рис. 2.31. График зависимости  $y_{\lambda}(x_{\lambda})$  для абсолютно черного тела.

Относительные значения спектральной плотности излучения

$$y_{\ln \nu} (x_{\ln \nu}) = \frac{r_{\ln \nu, T}}{(r_{\ln \nu, T})_{\max}} = \frac{r_{\ln \lambda, T}}{(r_{\ln \lambda, T})_{\max}}$$

в зависимости от безразмерных координат логарифмической шкалы

$$\text{волновых чисел } x_{\ln \nu} = \frac{\nu_{\ln \nu}}{(\nu_{\ln \nu})_{\max}} = \frac{1}{x_{\ln \lambda}}$$

$x_{\ln \nu}$	$x_{\ln \lambda}$	$y_{\ln \nu}$	$x_{\ln \nu}$	$x_{\ln \lambda}$	$y_{\ln \nu}$	$x_{\ln \nu}$	$x_{\ln \lambda}$	$y_{\ln \nu}$
0,050	20,00	$1,427 \cdot 10^{-3}$	0,76	1,316	0,8828	1,62	0,6173	0,5949
0,055	18,19	$1,880 \cdot 10^{-3}$	0,78	1,282	0,9019	1,64	0,6098	0,5776
0,060	16,67	$2,416 \cdot 10^{-3}$	0,80	1,250	0,9194	1,66	0,6024	0,5605
0,065	15,38	$3,040 \cdot 10^{-3}$	0,82	1,220	0,9351	1,68	0,5952	0,5436
0,070	14,29	$3,759 \cdot 10^{-3}$	0,84	1,190	0,9491	1,70	0,5882	0,5269
0,075	13,33	$4,576 \cdot 10^{-3}$	0,86	1,163	0,9613	1,72	0,5814	0,5105
0,080	12,50	$5,496 \cdot 10^{-3}$	0,88	1,136	0,9718	1,74	0,5747	0,4943
0,085	11,76	$6,525 \cdot 10^{-3}$	0,90	1,111	0,9806	1,76	0,5682	0,4783
0,090	11,11	$7,665 \cdot 10^{-3}$	0,92	1,087	0,9877	1,78	0,5618	0,4627
0,095	10,53	$8,922 \cdot 10^{-3}$	0,94	1,064	0,9931	1,80	0,5556	0,4473
0,10	10,00	0,0103	0,96	1,042	0,9970	1,82	0,5495	0,4322
0,12	8,333	0,0171	0,98	1,020	0,9993	1,84	0,5435	0,4174
0,14	7,143	0,0260	1,00	1,000	1,0000	1,86	0,5376	0,4030
0,16	6,250	0,0371	1,02	0,9804	0,9993	1,88	0,5319	0,3887
0,18	5,556	0,0506	1,04	0,9615	0,9971	1,90	0,5263	0,3751
0,20	5,000	0,0664	1,06	0,9434	0,9936	1,92	0,5208	0,3616
0,22	4,545	0,0846	1,08	0,9259	0,9988	1,94	0,5155	0,3485
0,24	4,167	0,1050	1,10	0,9091	0,9828	1,96	0,5102	0,3357
0,26	3,846	0,1275	1,12	0,8929	0,9756	1,98	0,5051	0,3232
0,28	3,571	0,1521	1,14	0,8772	0,9673	2,00	0,5000	0,3111
0,30	3,333	0,1786	1,16	0,8621	0,9579	2,02	0,4951	0,2993
0,32	3,125	0,2068	1,18	0,8475	0,9476	2,04	0,4902	0,2878
0,34	2,941	0,2366	1,20	0,8333	0,9363	2,06	0,4854	0,2767
0,36	2,778	0,2677	1,22	0,8197	0,9243	2,08	0,4808	0,2659
0,38	2,631	0,3000	1,24	0,8065	0,9114	2,10	0,4762	0,2554
0,40	2,500	0,3332	1,26	0,7937	0,8978	2,12	0,4717	0,2453
0,42	2,381	0,3672	1,28	0,7813	0,8836	2,14	0,4673	0,2355
0,44	2,272	0,4017	1,30	0,7692	0,8688	2,16	0,4630	0,2260
0,46	2,174	0,4365	1,32	0,7576	0,8535	2,18	0,4587	0,2168
0,48	2,083	0,4715	1,34	0,7463	0,8377	2,20	0,4546	0,2079
0,50	2,000	0,5064	1,36	0,7353	0,8214	2,22	0,4505	0,1993
0,52	1,923	0,5410	1,38	0,7246	0,8049	2,24	0,4464	0,1910
0,54	1,852	0,5752	1,40	0,7143	0,7880	2,26	0,4425	0,1830
0,56	1,786	0,6088	1,42	0,7042	0,7709	2,28	0,4386	0,1752
0,58	1,724	0,6417	1,44	0,6944	0,7535	2,30	0,4348	0,1678
0,60	1,667	0,6736	1,46	0,6849	0,7360	2,32	0,4310	0,1606
0,62	1,613	0,7045	1,48	0,6757	0,7184	2,34	0,4274	0,1537
0,64	1,563	0,7343	1,50	0,6667	0,7001	2,36	0,4237	0,1470
0,66	1,515	0,7627	1,52	0,6579	0,6829	2,38	0,4202	0,1406
0,68	1,471	0,7898	1,54	0,6494	0,6652	2,40	0,4167	0,1344
0,70	1,429	0,8154	1,56	0,6410	0,6475	2,42	0,4132	0,1284
0,72	1,389	0,8395	1,58	0,6329	0,6298	2,44	0,4098	0,1227
0,74	1,351	0,8620	1,60	0,6250	0,6123	2,46	0,4065	0,1172

$x_{1n v}$	$x_{1n \lambda}$	$y_{1n v}$	$x_{1n v}$	$x_{1n \lambda}$	$y_{1n v}$	$x_{1n v}$	$x_{1n v}$	$y_{1n v}$
2,48	0,4032	0,1120	3,15	0,3175	0,0211	3,85	0,2597	3,022·10 <sup>-3</sup>
2,50	0,4000	0,1069	3,20	0,3125	0,0184	3,90	0,2564	2,616·10 <sup>-3</sup>
2,55	0,3922	0,0951	3,25	0,3077	1,613·10 <sup>-2</sup>	3,95	0,2532	2,263·10 <sup>-3</sup>
2,60	0,3846	0,0845	3,30	0,3030	1,410·10 <sup>-2</sup>	4,00	0,2500	1,956·10 <sup>-3</sup>
2,65	0,3774	0,0750	3,35	0,2985	1,230·10 <sup>-2</sup>	4,05	0,2469	1,690·10 <sup>-3</sup>
2,70	0,3704	0,0664	3,40	0,2941	1,073·10 <sup>-2</sup>	4,10	0,2439	1,459·10 <sup>-3</sup>
2,75	0,3636	0,0587	3,45	0,2899	9,351·10 <sup>-3</sup>	4,15	0,2410	1,259·10 <sup>-3</sup>
2,80	0,3571	0,0519	3,50	0,2857	8,142·10 <sup>-3</sup>	4,20	0,2381	1,086·10 <sup>-3</sup>
2,85	0,3509	0,0458	3,55	0,2817	7,083·10 <sup>-3</sup>	4,25	0,2222	4,411·10 <sup>-4</sup>
2,90	0,3448	0,0403	3,60	0,2778	6,157·10 <sup>-3</sup>	4,75	0,2105	2,055·10 <sup>-4</sup>
2,95	0,3390	0,0355	2,65	0,2740	5,348·10 <sup>-3</sup>	5,00	0,2000	9,467·10 <sup>-5</sup>
3,00	0,3333	0,0312	3,70	0,2703	4,646·10 <sup>-3</sup>	5,25	0,1905	4,318·10 <sup>-5</sup>
3,05	0,3279	0,0274	3,75	0,2667	4,026·10 <sup>-3</sup>	5,50	0,1818	1,952·10 <sup>-5</sup>
3,10	0,3226	0,0240	3,80	0,2632	3,490·10 <sup>-3</sup>			

Таблица 2.13

Значения функции  $y(x) = x^{-6}(e^{1/x} - 1)^{-1}$

$x$	$y(x)$	$x$	$y(x)$	$x$	$y(x)$	$x$	$y(x)$	$x$	$y(x)$
0,060	0,07430	0,090	531	0,120	662	0,150	780	05	18
1	8990	1	706	1	931	1	966	10	11
2	0,10797	2	887	2	10,198	2	17,147	15	20,99
3	2875	3	3,074	3	465	3	324	20	82
4	5249	4	267	4	731	4	497	25	61
5	7946	5	446	5	996	5	666	30	36
6	0,2099	6	671	6	11,259	6	830	35	08
7	441	7	880	7	521	7	990	40	19,78
8	823	8	4,095	8	781	8	18,146	45	45
9	0,3248	9	315	9	12,040	9	298	50	10
0,070	718	0,100	540	0,130	296	0,160	446	55	18,74
1	0,4235	1	769	1	550	1	589	60	37
2	802	2	5,003	2	801	2	73	65	17,989
3	0,5422	3	241	3	13,050	3	86	70	600
4	0,6095	4	482	4	296	4	99	75	206
5	825	5	727	5	540	5	19,12	80	16,809
6	0,7613	6	976	6	780	6	24	85	411
7	0,8460	7	6,227	7	14,017	7	36	90	013
8	0,9368	8	481	8	251	8	48	95	15,617
9	1,0339	9	738	9	482	9	59	0,300	224
0,080	1373	0,110	998	0,140	710	0,170	69	05	14,834
1	2471	1	7,259	1	934	2	89	10	449
2	3635	2	522	2	15,154	4	20,08	15	070
3	4864	3	787	3	371	6	25	20	13,696
4	6160	4	8,053	4	584	8	40	25	329
5	7521	5	320	5	793	0,180	54	30	12,968
6	8948	6	588	6	968	85	82	35	615
7	2,044	7	856	7	16,200	90	21,02	40	270
8	200	8	9,125	8	397	95	15	45	11,932
9	362	9	393	9	591	0,200	20	50	601



$x$	$y(x)$	$x$	$y(x)$	$x$	$y(x)$	$x$	$y(x)$	$x$	$y(x)$
55	279	25	385	95	918	65	484	7	377
60	10,965	30	271	0,700	875	70	304	8	277
65	658	35	161	05	834	75	129	9	181
70	360	40	054	10	1,7939	80	0,8958	1,20	089
75	069	45	3,951	15	548	85	790	1	0,3000
80	9,787	50	850	20	168	90	627	2	0,2914
85	512	55	753	25	1,6797	95	467	3	831
90	245	60	658	30	436	0,900	311	4	751
95	8,985	65	566	35	085	10	009	5	674
0,400	733	70	477	40	1,5743	20	0,7721	6	599
05	488	75	390	45	409	30	445	7	527
10	250	80	307	50	084	40	181	8	458
15	020	85	225	55	1,4768	50	0,6929	9	390
20	7,796	90	146	60	459	60	687	1,30	326
25	578	95	069	65	158	70	456	1	263
30	368	0,600	2,995	70	1,3865	80	235	2	202
35	163	05	922	75	580	90	023	3	144
40	6,955	10	852	80	301	1,000	0,5820	4	087
45	773	15	783	85	029	1	625	5	032
50	586	20	717	90	1,2764	2	438	6	0,1979
55	406	25	653	95	506	3	259	7	928
60	231	30	590	0,300	254	4	057	8	878
65	061	35	529	05	009	5	0,4922	9	829
70	5,896	40	470	10	1,1769	6	764	1,40	783
75	736	45	412	15	525	7	611	2	694
80	582	50	356	20	307	8	465	4	610
85	432	55	302	25	084	9	325	6	532
90	286	60	249	30	1,0867	1,10	0,4190	8	495
95	145	65	198	35	655	1	060	1,50	389
0,500	009	70	148	40	448	2	0,3935	55	233
05	4,876	75	099	45	246	3	814	60	098
10	748	80	052	50	048	4	699	65	0,0981
15	623	85	006	55	0,9856	5	587	70	8795
20	502	90	1,961	60	667	6	480	75	7904

## Пример 4.

Определить относительное и абсолютное значения спектральной плотности излучения для абсолютно черного тела с температурой  $t = 300^\circ \text{C}$  ( $T = 273 + 300 = 573 \text{ K}$ ) при длине волны  $\lambda = 3,8 \text{ мкм}$ .

## Решение.

1. По формуле (2.11) или по табл. 2.6 находим длину волны  $\lambda_m$ , соответствующую максимуму спектральной плотности излучения:  $\lambda_m = 2898/T = 5,06 \text{ мкм}$ .

2. Определяем аргумент  $x_\lambda = \lambda/\lambda_m$  для входа в табл. 2.14:  $x_\lambda = 3,8/5,06 = 0,75$ .

3. По табл. 2.14 находим функцию  $y_\lambda = 0,801$  (по табл. 2.15 при  $x = 0,75$   $y_\lambda^* = 5,627$  и, следовательно,  $y_\lambda = y_\lambda^* 142,32/1000 \approx 0,801$ ; аналогичное значение получим при использовании табл. 2.9).

4. По формуле (2.16) вычисляем максимальное значение спектральной плотности излучения:

$$r_{\text{max}} = 1,2864 \cdot 10^{-16} T^5 \text{ Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{мкм}).$$

$$\text{Значения функции } y_\lambda = 142,32x_\lambda^{-5} \left( e^{\frac{4,965}{x_\lambda}} - 1 \right)^{-1}$$

$x_\lambda$	$y_\lambda$	$x_\lambda$	$y_\lambda$	$x_\lambda$	$y_\lambda$	$x_\lambda$	$y_\lambda$
0,25	$3,45 \cdot 10^{-4}$	0,74	0,783	1,38	0,800	2,35	0,273
0,26	$6,10 \cdot 10^{-4}$	0,75	0,801	1,39	0,793	2,40	0,258
0,27	$1,02 \cdot 10^{-3}$	0,76	0,817	1,40	0,785	2,45	0,245
0,28	$1,62 \cdot 10^{-3}$	0,77	0,834	1,41	0,778	2,50	0,232
0,29	$2,54 \cdot 10^{-3}$	0,78	0,849	1,42	0,770	2,55	0,220
0,30	$3,80 \cdot 10^{-3}$	0,79	0,862	1,43	0,763	2,60	0,208
0,31	$5,50 \cdot 10^{-3}$	0,80	0,877	1,44	0,755	2,65	0,198
0,32	$7,74 \cdot 10^{-3}$	0,81	0,890	1,45	0,748	2,70	0,187
0,33	$1,06 \cdot 10^{-2}$	0,82	0,903	1,46	0,740	2,75	0,178
0,34	$1,42 \cdot 10^{-2}$	0,83	0,914	1,47	0,733	2,80	0,169
0,35	$1,87 \cdot 10^{-2}$	0,84	0,925	1,48	0,725	2,85	0,161
0,36	$2,41 \cdot 10^{-2}$	0,85	0,934	1,49	0,718	2,90	0,153
0,37	$3,05 \cdot 10^{-2}$	0,86	0,943	1,50	0,710	2,95	0,145
0,38	$3,80 \cdot 10^{-2}$	0,87	0,952	1,51	0,703	3,00	0,138
0,39	$4,67 \cdot 10^{-2}$	0,88	0,959	1,52	0,696	3,10	0,126
0,40	$5,65 \cdot 10^{-2}$	0,89	0,966	1,53	0,688	3,20	0,114
0,41	$6,76 \cdot 10^{-2}$	0,90	0,972	1,54	0,681	3,30	0,104
0,42	$8,00 \cdot 10^{-2}$	0,92	0,983	1,55	0,674	3,40	$9,47 \cdot 10^{-2}$
0,43	$9,36 \cdot 10^{-2}$	0,94	0,990	1,56	0,667	3,50	$8,66 \cdot 10^{-2}$
0,44	0,108	0,96	0,996	1,57	0,659	3,60	$7,97 \cdot 10^{-2}$
0,45	0,124	0,98	0,999	1,58	0,652	3,70	$7,26 \cdot 10^{-2}$
0,46	0,142	1,00	1,000	1,59	0,645	3,80	$6,67 \cdot 10^{-2}$
0,47	0,160	1,02	0,999	1,60	0,638	3,90	$6,14 \cdot 10^{-2}$
0,48	0,180	1,04	0,996	1,62	0,624	4,00	$5,65 \cdot 10^{-2}$
0,49	0,200	1,06	0,992	1,64	0,610	4,20	$4,82 \cdot 10^{-2}$
0,50	0,222	1,08	0,986	1,66	0,597	4,40	$4,12 \cdot 10^{-2}$
0,51	0,244	1,10	0,979	1,68	0,580	4,60	$3,55 \cdot 10^{-2}$
0,52	0,267	1,12	0,970	1,70	0,571	4,80	$3,08 \cdot 10^{-2}$
0,53	0,291	1,14	0,961	1,72	0,558	5,00	$2,68 \cdot 10^{-2}$
0,54	0,315	1,16	0,951	1,74	0,546	5,50	$1,93 \cdot 10^{-2}$
0,55	0,339	1,18	0,940	1,76	0,534	6,00	$1,42 \cdot 10^{-2}$
0,56	0,365	1,20	0,928	1,78	0,522	6,50	$1,07 \cdot 10^{-2}$
0,57	0,390	1,21	0,921	1,80	0,510	7,00	$8,20 \cdot 10^{-3}$
0,58	0,415	1,22	0,915	1,82	0,498	7,50	$6,40 \cdot 10^{-3}$
0,59	0,441	1,23	0,908	1,84	0,487	8,00	$5,05 \cdot 10^{-3}$
0,60	0,466	1,24	0,902	1,86	0,476	8,50	$4,00 \cdot 10^{-3}$
0,61	0,492	1,25	0,895	1,88	0,465	9,00	$3,27 \cdot 10^{-3}$
0,62	0,517	1,26	0,888	1,90	0,454	9,50	$2,70 \cdot 10^{-3}$
0,63	0,542	1,27	0,881	1,92	0,444	10,0	$2,20 \cdot 10^{-3}$
0,64	0,567	1,28	0,874	1,94	0,434	11,0	$1,60 \cdot 10^{-3}$
0,65	0,591	1,29	0,867	1,96	0,424	12,0	$1,10 \cdot 10^{-3}$
0,66	0,615	1,30	0,860	1,98	0,415	13,0	$8,20 \cdot 10^{-4}$
0,67	0,638	1,31	0,852	2,00	0,405	14,0	$6,20 \cdot 10^{-4}$
0,68	0,661	1,32	0,845	2,05	0,383	15,0	$4,80 \cdot 10^{-4}$
0,69	0,683	1,33	0,838	2,10	0,362	16,0	$3,70 \cdot 10^{-4}$
0,70	0,704	1,34	0,830	2,15	0,341	17,0	$2,90 \cdot 10^{-4}$
0,71	0,725	1,35	0,820	2,20	0,323	18,0	$2,40 \cdot 10^{-4}$
0,72	0,745	1,36	0,815	2,25	0,305	19,0	$1,90 \cdot 10^{-4}$
0,73	0,764	1,37	0,808	2,30	0,289	20,0	$1,60 \cdot 10^{-4}$

Таблица 2.15

Значения функции  $y_{\lambda}^* = qx^{-b} \left( e^{\frac{p}{x}} - 1 \right)^{-1}$ , где  $q = 10^3$ ;

$$\rho = \frac{1,439}{0,2898} = 4,965$$

$x_{\lambda}$	$y_{\lambda}^*$	$x_{\lambda}$	$y_{\lambda}^*$	$x_{\lambda}$	$y_{\lambda}^*$	$x_{\lambda}$	$y_{\lambda}^*$	$x_{\lambda}$	$y_{\lambda}^*$
0,250	0,002428	0,710	5,094	0,945	6,974	1,180	6,601	1,415	5,438
0,300	0,02672	0,715	5,214	0,950	6,988	1,185	6,583	1,420	5,417
0,350	0,1310	0,720	5,236	0,955	6,998	1,190	6,566	1,425	5,388
0,400	0,3981	0,725	5,305	0,960	7,009	1,195	6,540	1,430	5,356
0,450	0,8787	0,730	5,373	0,965	7,014	1,200	6,515	1,435	5,330
0,500	1,555	0,735	5,438	0,970	7,017	1,205	6,498	1,440	5,305
0,505	1,635	0,740	5,504	0,975	7,019	1,210	6,477	1,445	5,280
0,510	1,725	0,745	5,568	0,980	7,021	1,215	6,431	1,450	5,263
0,515	1,795	0,750	5,627	0,985	7,023	1,220	6,427	1,455	5,227
0,520	1,876	0,755	5,688	0,990	7,025	1,225	6,410	1,460	5,210
0,525	1,959	0,760	5,744	0,995	7,027	1,230	6,394	1,465	5,173
0,530	2,042	0,765	5,807	1,000	7,027	1,235	6,361	1,470	5,147
0,535	2,128	0,770	5,862	1,005	7,027	1,240	6,337	1,475	5,123
0,540	2,214	0,775	5,917	1,010	7,024	1,245	6,313	1,480	5,094
0,545	2,300	0,780	5,970	1,015	7,022	1,250	6,289	1,485	5,071
0,550	2,387	0,785	6,017	1,020	7,018	1,255	6,266	1,490	5,045
0,555	2,474	0,790	6,068	1,025	7,014	1,260	6,246	1,495	5,018
0,560	2,563	0,795	6,120	1,030	7,010	1,265	6,215	1,500	4,992
0,565	2,650	0,800	6,169	1,035	7,006	1,270	6,196	1,505	4,965
0,570	2,741	0,805	6,211	1,040	7,003	1,275	6,169	1,510	4,941
0,575	2,829	0,810	6,258	1,045	6,998	1,280	6,142	1,515	4,914
0,580	2,920	0,815	6,301	1,050	6,993	1,285	6,116	1,520	4,890
0,585	3,009	0,820	6,345	1,055	6,984	1,290	6,094	1,525	4,861
0,590	3,100	0,825	6,386	1,060	6,974	1,295	6,068	1,530	4,833
0,595	3,190	0,830	6,423	1,065	6,964	1,300	6,046	1,535	4,808
0,600	3,279	0,835	6,464	1,070	6,954	1,305	6,017	1,540	4,785
0,605	3,367	0,840	6,498	1,075	6,940	1,310	5,992	1,545	4,757
0,610	3,458	0,845	6,532	1,080	6,930	1,315	5,963	1,550	4,735
0,615	3,545	0,850	6,570	1,085	6,920	1,320	5,945	1,555	4,708
0,620	3,634	0,855	6,601	1,090	6,906	1,325	5,917	1,560	4,682
0,625	3,720	0,860	6,631	1,095	6,896	1,330	5,889	1,565	4,660
0,630	3,810	0,865	6,658	1,100	6,878	1,335	5,862	1,570	4,634
0,635	3,897	0,870	6,689	1,105	6,868	1,340	5,838	1,575	4,610
0,640	3,982	0,875	6,720	1,110	6,849	1,345	5,814	1,580	4,585
0,645	4,067	0,880	6,748	1,115	6,835	1,350	5,784	1,585	4,560
0,650	4,153	0,885	6,770	1,120	6,821	1,355	5,757	1,590	4,531
0,655	4,239	0,890	6,789	1,125	6,807	1,360	5,731	1,595	4,508
0,660	4,320	0,895	6,817	1,130	6,789	1,365	5,708	1,600	4,484
0,665	4,415	0,900	6,831	1,135	6,775	1,370	5,679	1,605	4,462
0,670	4,486	0,905	6,845	1,140	6,768	1,375	5,656	1,610	4,433
0,675	4,572	0,910	6,873	1,145	6,738	1,380	5,624	1,615	4,411
0,680	4,645	0,915	6,892	1,150	6,720	1,385	5,559	1,620	4,390
0,685	4,724	0,920	6,906	1,155	6,698	1,390	5,571	1,625	4,365
0,690	4,796	0,925	6,920	1,160	6,684	1,395	5,546	1,630	4,340
0,695	4,873	0,930	6,935	1,165	6,662	1,400	5,522	1,635	4,316
0,700	4,946	0,935	6,949	1,170	6,640	1,405	5,491	1,640	4,294
0,705	5,023	0,940	6,959	1,175	6,622	1,410	5,467	1,645	4,266

$\lambda$	$\lambda$	$\lambda$	$\lambda$	$\lambda$	$\lambda$	$\lambda$	$\lambda$	$\lambda$	$\lambda$
1,650	4,243	1,815	3,520	1,980	2,914	2,29	2,051	2,74	1,264
1,655	4,219	1,820	3,501	1,985	2,899	2,30	2,028	2,76	1,238
1,660	4,198	1,825	3,484	1,990	2,882	2,31	2,007	2,78	1,213
1,665	4,174	1,830	3,464	1,995	2,864	2,32	1,984	2,80	1,189
1,670	4,149	1,835	3,441	2,000	2,851	2,33	1,962	2,82	1,164
1,675	4,129	1,840	3,423	2,01	2,817	2,34	1,929	2,84	1,141
1,680	4,107	1,845	3,401	2,02	2,784	2,35	1,918	2,86	1,118
1,685	4,080	1,850	3,383	2,03	2,752	2,36	1,898	2,88	1,096
1,690	4,055	1,855	3,366	2,04	2,722	2,37	1,877	2,90	1,074
1,695	4,036	1,860	3,348	2,05	2,689	2,38	1,857	2,92	1,053
1,700	4,010	1,865	3,328	2,06	2,661	2,39	1,837	2,94	1,031
1,705	3,990	1,870	3,308	2,07	2,631	2,40	1,816	2,96	1,012
1,710	3,965	1,875	3,287	2,08	2,600	2,41	1,797	2,98	0,9917
1,715	3,948	1,880	3,269	2,09	2,569	2,42	1,776	3,0	0,9718
1,720	3,923	1,885	3,250	2,10	2,543	2,43	1,758	3,2	0,8013
1,725	4,903	1,890	3,231	2,11	2,512	2,44	1,738	3,4	0,6658
1,730	3,877	1,895	3,211	2,12	2,484	2,45	1,721	3,6	0,5565
1,735	3,855	1,900	3,195	2,13	2,455	2,46	1,702	3,8	0,4682
1,740	3,837	1,905	3,179	2,14	2,427	2,47	1,683	4,0	0,3971
1,745	3,815	1,910	3,160	2,15	2,403	2,48	1,664	4,2	0,3384
1,750	3,795	1,915	3,140	2,16	2,372	2,49	1,647	4,4	0,2903
1,755	3,771	1,920	3,121	2,17	2,347	2,50	1,629	4,6	0,2500
1,760	3,750	1,925	3,106	2,18	2,319	2,52	1,595	4,8	0,2166
1,765	3,727	1,930	3,088	2,19	2,295	2,54	1,560	5,0	0,1884
1,770	3,695	1,935	3,069	2,20	2,268	2,56	1,527	5,5	0,1354
1,775	3,686	1,940	3,052	2,21	2,242	2,58	1,496	6,0	0,1000
1,780	3,667	1,945	3,031	2,22	2,219	2,60	1,463	6,5	0,0752
1,785	3,643	1,950	3,016	2,23	2,194	2,62	1,433	7,0	0,0576
1,790	3,622	1,955	2,998	2,24	2,170	2,64	1,403	7,5	0,0449
1,795	3,604	1,960	2,982	2,25	2,144	2,66	1,375	8,0	0,0354
1,800	3,582	1,965	2,963	2,26	2,120	2,68	1,344	9,0	0,0230
1,805	3,560	1,970	2,949	2,27	2,098	2,70	1,317	10,0	0,0156
1,810	3,542	1,975	2,932	2,28	2,073	2,72	1,291		

5. Определяем абсолютное значение спектральной плотности излучения, соответствующее длине волны  $\lambda = 3,8$  мкм:

$$r = y_{\lambda} r_{\text{макс}} = 0,801 \cdot 1,2864 \cdot 10^{-16} \cdot 573^6 \approx 6,4 \cdot 10^{-2} \text{ Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{мкм}).$$

В табл. 2.16 в качестве обобщенного параметра принято произведение  $\lambda T$ . По этому параметру протабулированы следующие величины:

$$y_1 = \frac{\int_0^{\lambda} r_{\lambda, T} d\lambda}{\int_0^{\infty} r_{\lambda, T} d\lambda}; \quad y_2 = \frac{r_{\lambda, T}}{(r_{\lambda, T})_{\text{макс}}}; \quad y_3 = \frac{\int_0^{\lambda} r_{\ln \lambda, T} d\lambda}{\int_0^{\infty} r_{\ln \lambda, T} d\lambda};$$

$$y_4 = \frac{r_{\ln \lambda, T}}{(r_{\ln \lambda, T})_{\text{макс}}}.$$

Значения функций  $y_1 = \frac{\int_0^{\lambda} r_{\lambda, T} d\lambda}{\int_0^{\infty} r_{\lambda, T} d\lambda}$ ;  $y_2 = \frac{r_{\lambda, T}}{(r_{\lambda, T})_{\text{макс}}}$ ;

$y_3 = \frac{\int_0^{\lambda} r_{\ln \lambda, T} d\lambda}{\int_0^{\infty} r_{\ln \lambda, T} d\lambda}$ ;  $y_4 = \frac{r_{\ln \lambda, T}}{(r_{\ln \lambda, T})_{\text{макс}}}$ ; при различных  $x = \lambda T$

$x$ см·К	$y_1 = F \cdot 10^{-p}$		$y_2 = f \cdot 10^{-q}$		$y_3 = G \cdot 10^{-p}$		$y_4 = g \cdot 10^{-q}$	
	F	p	f	q	G	p	g	q
0,050	1,365	9	3,102	7	1,238	10	4,791	8
51	2,226	9	4,934	7	1,092	10	7,772	8
52	3,679	9	7,695	7	3,464	10	1,236	7
53	5,863	9	1,178	6	5,622	10	1,928	7
54	9,175	9	1,772	6	8,958	10	2,955	7
0,055	1,411	8	2,622	6	1,402	9	4,45*	7
56	2,136	8	3,819	6	2,159	9	6,605	7
57	3,183	8	5,481	6	3,272	9	9,650	7
58	4,675	8	7,768	6	4,886	9	1,390	6
59	6,771	8	1,084	5	7,194	9	1,975	6
0,060	9,680	8	1,945	5	1,045	8	2,770	6
61	1,367	7	2,037	5	1,499	8	9,839	6
62	1,907	7	2,746	5	2,124	8	5,258	6
63	2,631	7	3,661	5	2,976	8	7,123	6
64	3,591	7	4,831	5	4,122	8	9,550	6
0,065	4,851	7	6,313	5	5,652	8	1,268	5
66	6,490	7	8,175	5	7,672	8	1,667	5
67	8,608	7	1,049	4	1,032	7	2,171	5
68	1,130	6	1,335	4	1,374	7	2,805	5
69	1,472	6	1,686	4	1,815	7	3,593	5
0,070	1,903	6	2,112	4	2,378	7	4,566	5
71	2,439	6	2,626	4	3,090	7	5,760	5
72	3,105	6	3,243	4	3,985	7	7,213	5
73	3,923	6	3,978	4	3,101	7	8,970	5
74	4,924	6	4,848	4	6,485	7	1,108	4
0,075	6,139	6	5,872	4	8,189	7	1,360	4
76	7,607	6	7,071	4	1,027	6	1,660	4
77	9,369	6	8,465	4	1,281	6	2,013	4
78	1,147	5	1,008	3	1,588	6	2,429	4
79	1,397	5	1,194	3	1,957	6	2,914	4
0,080	1,692	5	1,407	3	2,398	6	3,477	4
81	2,039	5	1,651	3	2,924	6	4,130	4
82	2,445	5	1,927	3	3,546	6	4,881	4
83	2,918	5	2,240	3	4,280	6	5,742	4
84	3,467	5	2,592	3	5,142	6	6,725	4

$x_i$ см·К	$y_1 = F \cdot 10^{-p}$		$y_2 = j \cdot 10^{-q}$		$y_3 = G \cdot 10^{-p}$		$y_4 = g \cdot 10^{-q}$	
	F	p	i	q	G	p	g	q
0,085	4,100	5	2,987	3	6,149	6	7,843	4
86	4,829	5	3,429	3	7,320	6	9,110	4
87	5,663	5	3,922	3	8,679	6	1,054	3
88	6,616	5	4,468	3	1,025	5	1,214	3
89	7,699	5	5,072	3	1,205	5	1,394	3
0,090	8,927	5	5,738	3	1,412	5	1,595	3
91	1,031	4	6,471	3	1,648	5	1,819	3
92	1,187	4	7,273	3	1,916	5	2,067	3
93	1,363	4	8,149	3	2,221	5	2,341	3
94	1,559	4	9,104	3	2,566	5	2,643	3
0,095	1,772	4	1,014	2	2,955	5	2,976	3
96	2,080	4	1,127	2	3,391	5	3,340	3
97	2,290	4	1,248	2	3,881	5	3,739	3
98	2,588	4	1,379	2	4,428	5	4,174	3
99	2,918	4	1,520	2	5,039	5	4,647	3
0,100	3,280	4	1,671	2	5,717	5	5,161	3
01	3,760	4	1,856	2	6,643	5	5,811	3
02	4,239	4	2,040	2	7,569	5	6,462	3
03	4,718	4	2,225	2	8,494	5	7,112	3
04	5,198	4	2,409	2	9,420	5	7,763	3
0,105	5,677	4	2,594	2	1,035	4	8,413	3
06	6,401	4	2,841	2	1,181	4	9,332	3
07	7,125	4	3,087	2	1,328	4	1,025	2
08	7,848	4	3,334	2	1,474	4	1,117	2
09	8,572	4	3,581	2	1,621	4	1,209	2
0,110	9,296	4	3,828	2	1,767	4	1,301	2
11	1,034	3	4,143	2	1,988	4	1,425	2
12	1,138	3	4,459	2	2,209	4	1,549	2
13	1,242	3	4,775	2	2,430	4	1,672	2
14	1,347	3	5,091	2	2,651	4	1,796	2
0,115	1,451	3	5,406	2	2,872	4	1,920	2
16	1,595	3	5,796	2	3,192	4	2,081	2
17	1,740	3	6,185	2	3,511	4	2,242	2
18	1,884	3	6,574	2	3,830	4	2,403	2
19	2,028	3	6,963	2	4,150	4	2,564	2
0,120	2,173	3	7,353	2	4,469	4	2,725	2
21	2,366	3	7,817	2	4,914	4	2,928	2
22	2,558	3	8,282	2	5,359	4	3,130	2
23	2,751	3	8,747	2	5,803	4	3,332	2
24	2,944	3	9,211	2	6,248	4	3,534	2
0,125	3,137	3	9,676	2	6,693	4	3,736	2
26	3,387	3	1,022	1	7,293	4	3,982	2
27	3,637	3	1,075	1	7,893	4	4,229	2
28	3,887	3	1,129	1	8,493	4	4,475	2
29	4,137	3	1,183	1	9,092	4	4,721	2

$\lambda_s$ см·К	$\nu_1 = F \cdot 10^{-p}$		$\nu_2 = f \cdot 10^{-q}$		$\nu_3 = G \cdot 10^{-p}$		$\nu_4 = g \cdot 10^{-q}$	
	F	p	f	q	G	p	g	q
0,130	4,387	3	1,237	1	9,692	4	4,968	2
31	4,702	3	1,298	1	1,048	3	5,260	2
32	5,017	3	1,359	1	1,127	3	5,553	2
33	5,333	3	1,420	1	1,205	3	5,846	2
34	5,648	3	1,481	1	1,284	3	6,138	2
0,135	5,963	3	1,542	1	1,362	3	6,431	2
36	6,352	3	1,610	1	1,463	3	6,771	2
37	6,740	3	1,677	1	1,563	3	7,111	2
38	7,128	3	1,745	1	1,664	3	7,450	2
39	7,517	3	1,812	1	1,765	3	7,790	2
0,140	7,905	3	1,880	1	1,865	3	8,130	2
41	8,374	3	1,953	1	1,991	3	8,517	2
42	8,842	3	2,027	1	2,116	3	8,903	2
43	9,311	3	2,100	1	2,242	3	9,290	2
44	9,780	3	2,174	1	2,368	3	9,677	2
0,145	1,025	2	2,247	1	2,493	3	1,006	1
46	1,080	2	2,325	1	2,647	3	1,050	1
47	1,136	2	2,404	1	2,801	3	1,093	1
48	1,191	2	2,482	1	2,956	3	1,136	1
49	1,247	2	2,560	1	3,110	3	1,179	1
0,150	1,302	2	2,638	1	3,264	3	1,222	1
51	1,367	2	2,721	1	3,449	3	1,270	1
52	1,432	2	2,803	1	3,634	3	1,318	1
53	1,496	2	2,885	1	3,820	3	1,365	1
54	1,561	2	2,968	1	4,005	3	1,413	1
0,155	1,625	2	3,050	1	4,191	3	1,460	1
56	1,700	2	3,135	1	4,411	3	1,512	1
57	1,774	2	3,220	1	4,630	3	1,563	1
58	1,848	2	3,305	1	4,850	3	1,615	1
59	1,922	2	3,391	1	5,070	3	1,666	1
0,160	1,996	2	3,476	1	5,290	3	1,718	1
61	2,080	2	3,563	1	5,546	3	1,773	1
62	2,164	2	3,650	1	5,803	3	1,828	1
63	2,248	2	3,737	1	6,060	3	1,883	1
64	2,332	2	3,825	1	6,317	3	1,939	1
0,165	2,416	2	3,912	1	6,573	3	1,994	1
66	2,510	2	4,000	1	6,869	3	2,052	1
67	2,604	2	4,088	1	7,105	3	2,110	1
68	2,698	2	4,176	1	7,461	3	2,169	1
69	2,792	2	4,264	1	7,758	3	2,227	1
0,170	2,886	2	4,353	1	8,054	3	2,286	1
71	2,990	2	4,441	1	8,391	3	2,347	1
72	3,094	2	4,589	1	8,729	3	2,408	1
73	3,198	2	4,617	1	9,066	3	2,469	1
74	3,302	2	4,705	1	9,403	3	2,530	1

Продолжение табл. 2.16

$x$ , см·К	$y_1 = F \cdot 10^{-p}$		$y_2 = f \cdot 10^{-q}$		$y_3 = G \cdot 10^{-p}$		$y_4 = g \cdot 10^{-q}$	
	F	p	f	q	G	o	g	q
0,175	3,406	2	4,793	1	9,741	3	2,591	1
76	3,520	2	4,881	1	1,012	2	2,654	1
77	3,634	2	4,968	1	1,050	2	2,718	1
78	3,748	2	5,055	1	1,088	2	2,781	1
79	3,861	2	5,143	1	1,126	2	2,844	1
0,180	3,975	2	5,230	1	1,164	2	2,908	1
81	4,099	2	5,315	1	1,207	2	2,973	1
82	4,223	2	5,401	1	1,249	2	3,038	1
83	4,347	2	5,487	1	1,292	2	3,103	1
84	4,471	2	5,572	1	1,334	2	3,168	1
0,185	4,594	2	5,658	1	1,377	2	3,233	1
86	4,728	2	5,741	1	1,424	2	3,300	1
87	4,861	2	5,825	1	1,471	2	3,366	1
88	4,995	2	5,908	1	1,518	2	3,432	1
89	5,128	2	5,991	1	1,565	2	3,499	1
0,190	5,261	2	6,075	1	1,612	2	3,565	1
91	5,404	2	6,155	1	1,664	2	3,632	1
92	5,547	2	6,235	1	1,716	2	3,699	1
93	5,690	2	6,316	1	1,767	2	3,766	1
94	5,832	2	6,396	1	1,819	2	3,834	1
0,195	5,975	2	6,476	1	1,871	2	3,901	1
96	6,127	2	6,553	1	1,927	2	3,968	1
97	6,278	2	6,630	1	1,983	2	4,036	1
98	6,430	2	6,707	1	2,040	2	4,103	1
99	6,582	2	6,784	1	2,096	2	4,171	1
0,200	6,733	2	6,861	1	2,152	2	4,238	1
01	6,893	2	6,934	1	2,213	2	4,306	1
02	7,053	2	7,006	1	2,274	2	4,373	1
03	7,214	2	7,079	1	2,335	2	4,440	1
04	7,374	2	7,152	1	2,396	2	4,508	1
0,205	7,534	2	7,225	1	2,457	2	4,575	1
06	7,702	2	7,294	1	2,523	2	4,642	1
07	7,870	2	7,363	1	2,589	2	4,709	1
08	8,039	2	7,431	1	2,654	2	4,776	1
09	8,207	2	7,500	1	2,720	2	4,843	1
0,210	8,375	2	7,569	1	2,786	2	4,910	1
11	8,551	2	7,633	1	2,856	2	4,976	1
12	8,727	2	7,697	1	2,926	2	5,042	1
13	8,902	2	7,762	1	2,996	2	5,108	1
14	9,078	2	7,826	1	3,067	2	5,174	1
0,215	9,254	2	7,890	1	3,137	2	5,240	1
16	9,437	2	7,950	1	3,212	2	5,305	1
17	9,620	2	8,009	1	3,287	2	5,370	1
18	9,802	2	8,069	1	3,361	2	5,434	1
19	9,985	2	8,128	1	3,436	2	5,499	1



$x_{\text{см} \cdot \text{K}}$	$\nu_1 = F \cdot 10^{-p}$		$\nu_2 = f \cdot 10^{-q}$		$\nu_3 = G \cdot 10^{-p}$		$\nu_4 = g \cdot 10^{-q}$	
	F	p	f	q	G	p	g	q
0,220	1,017	1	8,188	1	3,511	2	5,564	1
21	1,036	1	8,243	1	3,590	2	5,627	1
22	1,056	1	8,298	1	3,669	2	5,691	1
23	1,075	1	8,352	1	3,749	2	5,754	1
24	1,095	1	8,407	1	3,828	2	5,818	1
0,225	1,111	1	8,462	1	3,907	2	5,881	1
26	1,131	1	8,512	1	3,991	2	5,943	1
27	1,151	1	8,562	1	4,074	2	6,004	1
28	1,170	1	8,612	1	4,158	2	6,066	1
29	1,190	1	8,662	1	4,241	2	6,128	1
0,230	1,209	1	8,718	1	4,325	2	6,189	1
31	1,229	1	8,757	1	4,413	2	6,249	1
32	1,249	1	8,802	1	4,500	2	6,309	1
33	1,269	1	8,847	1	4,588	2	6,368	1
34	1,289	1	8,892	1	4,676	2	6,428	1
0,235	1,309	1	8,938	1	4,764	2	6,488	1
36	1,330	1	8,978	1	4,856	2	6,545	1
37	1,351	1	9,018	1	4,947	2	6,603	1
38	1,371	1	9,059	1	5,039	2	6,660	1
39	1,392	1	9,099	1	5,131	2	6,718	1
0,240	1,412	1	9,139	1	5,223	2	6,775	1
41	1,433	1	9,175	1	5,319	2	6,831	1
42	1,454	1	9,211	1	5,414	2	6,886	1
43	1,475	1	9,247	1	5,510	2	6,941	1
44	1,496	1	9,282	1	5,606	2	6,996	1
0,245	1,517	1	9,318	1	5,702	2	7,052	1
46	1,539	1	9,349	1	5,801	2	7,104	1
47	1,560	1	9,380	1	5,900	2	7,157	1
48	1,581	1	9,411	1	6,000	2	7,210	1
49	1,603	1	9,442	1	6,099	2	7,263	1
0,250	1,624	1	9,474	1	6,199	2	7,316	1
51	1,646	1	9,500	1	6,302	2	7,366	1
52	1,667	1	9,527	1	6,405	2	7,416	1
53	1,689	1	9,554	1	6,508	2	7,467	1
54	1,711	1	9,580	1	6,611	2	7,517	1
0,255	1,732	1	9,607	1	6,714	2	7,567	1
56	1,754	1	9,630	1	6,820	2	7,615	1
57	1,776	1	9,652	1	6,927	2	7,663	1
58	1,798	1	9,675	1	7,033	2	7,710	1
59	1,820	1	9,697	1	7,140	2	7,758	1
0,260	1,842	1	9,719	1	7,246	2	7,806	1
61	1,865	1	9,738	1	7,356	2	7,851	1
62	1,887	1	9,756	1	7,466	2	7,896	1
63	1,909	1	9,774	1	7,575	2	7,941	1
64	1,931	1	9,793	1	7,685	2	7,986	1

Продолжение табл. 2.16

$x_i$ см·К	$y_1 = F \cdot 10^{-p}$		$y_2 = f \cdot 10^{-q}$		$y_3 = G \cdot 10^{-p}$		$y_4 = g \cdot 10^{-q}$	
	F	p	f	q	G	p	g	q
0,265	1,953	1	9,811	1	7,794	2	8,031	1
66	1,976	1	9,826	1	7,907	2	8,073	1
67	1,998	1	9,840	1	8,020	2	8,116	1
68	2,021	1	9,855	1	8,132	2	8,158	1
69	2,043	1	9,869	1	8,245	2	8,201	1
0,270	2,065	1	9,884	1	8,358	2	8,243	1
71	2,088	1	9,895	1	8,473	2	8,283	1
72	2,110	1	9,905	1	8,589	2	8,322	1
73	2,133	1	9,916	1	8,704	2	8,362	1
74	2,156	1	9,927	1	8,820	2	8,402	1
0,275	2,178	1	9,938	1	8,935	2	8,442	1
76	2,201	1	9,945	1	9,054	2	8,479	1
77	2,223	1	9,952	1	9,172	2	8,516	1
78	2,246	1	9,960	1	9,290	2	8,553	1
79	2,269	1	9,967	1	9,408	2	8,590	1
0,280	2,291	1	9,974	1	9,526	2	8,627	1
81	2,314	1	9,979	1	9,647	2	8,661	1
82	2,337	1	9,983	1	9,767	2	8,696	1
83	2,359	1	9,987	1	9,888	2	8,730	1
84	2,382	1	9,991	1	1,001	1	8,764	1
0,285	2,405	1	9,995	1	1,013	1	8,797	1
86	2,427	1	9,996	1	1,025	1	8,830	1
87	2,450	1	9,997	1	1,038	1	8,862	1
88	2,473	1	0,998	1	1,050	1	8,884	1
89	2,496	1	9,999	1	1,062	1	8,926	1
0,290	2,518	1	10,000	1	1,074	1	8,958	1
91	2,541	1	9,998	1	1,087	1	8,987	1
92	2,564	1	9,996	1	1,099	1	9,016	1
93	2,587	1	9,994	1	1,112	1	9,045	1
94	2,609	1	9,992	1	1,124	1	9,074	1
0,295	2,632	1	9,991	1	1,137	1	9,104	1
96	2,655	1	9,986	1	1,150	1	9,130	1
97	2,677	1	9,982	1	1,162	1	9,157	1
98	2,700	1	9,977	1	1,175	1	9,184	1
99	2,723	1	9,973	1	1,188	1	9,210	1
0,300	2,745	1	9,968	1	1,200	1	9,237	1
01	2,768	1	9,961	1	1,213	1	9,261	1
02	2,791	1	9,954	1	1,226	1	9,286	1
03	2,813	1	9,947	1	1,239	1	9,310	1
04	2,836	1	9,940	1	1,252	1	9,334	1
0,305	2,859	1	9,933	1	1,265	1	9,358	1
06	2,881	1	9,924	1	1,278	1	9,380	1
07	2,904	1	9,915	1	1,291	1	9,402	1
08	2,926	1	9,906	1	1,304	1	9,424	1
09	2,949	1	9,897	1	1,317	1	9,446	1

Продолжение табл. 2.16

$x_2$ см·К	$\mu_1 = F \cdot 10^{-D}$		$\mu_2 = f \cdot 10^{-q}$		$\mu_3 = G \cdot 10^{-P}$		$\mu_4 = g \cdot 10^{-q}$	
	F	D	f	q	G	P	g	q
0,310	2,971	1	9,887	1	1,330	1	9,468	1
11	2,994	1	9,876	1	1,343	1	9,487	1
12	3,016	1	9,865	1	1,356	1	9,507	1
13	3,039	1	9,854	1	1,369	1	9,526	1
14	3,061	1	9,842	1	1,383	1	9,546	1
0,315	3,083	1	9,831	1	1,396	1	9,565	1
16	3,106	1	9,818	1	1,409	1	9,583	1
17	3,128	1	9,805	1	1,422	1	9,600	1
18	3,150	1	9,792	1	1,436	1	9,617	1
19	3,172	1	9,778	1	1,449	1	9,635	1
0,320	3,195	1	9,765	1	1,462	1	9,652	1
21	3,217	1	9,750	1	1,476	1	9,667	1
22	3,239	1	9,735	1	1,489	1	9,683	1
23	3,261	1	9,720	1	1,503	1	9,698	1
24	3,283	1	9,705	1	1,516	1	9,713	1
0,325	3,305	1	9,690	1	1,529	1	9,728	1
26	3,327	1	9,674	1	1,543	1	9,741	1
27	3,349	1	9,657	1	1,556	1	9,754	1
28	3,371	1	9,641	1	1,570	1	9,768	1
29	3,393	1	9,624	1	1,584	1	9,781	1
0,330	3,415	1	9,608	1	1,597	1	9,794	1
31	3,437	1	9,590	1	1,611	1	9,805	1
32	3,459	1	9,572	1	1,624	1	9,816	1
33	3,480	1	9,554	1	1,638	1	9,827	1
34	3,502	1	9,536	1	1,651	1	9,838	1
0,335	3,524	1	9,518	1	1,665	1	9,849	1
36	3,545	1	9,499	1	1,679	1	9,859	1
37	3,567	1	9,480	1	1,692	1	9,868	1
38	3,588	1	9,461	1	1,706	1	9,877	1
39	3,610	1	9,442	1	1,720	1	9,886	1
0,340	3,631	1	9,423	1	1,733	1	9,896	1
41	3,653	1	9,402	1	1,747	1	9,903	1
42	3,674	1	9,382	1	1,761	1	9,911	1
43	3,695	1	9,362	1	1,775	1	9,918	1
44	3,717	1	9,341	1	1,788	1	9,925	1
0,345	3,738	1	9,321	1	1,802	1	9,933	1
46	3,759	1	9,300	1	1,816	1	9,939	1
47	3,780	1	9,278	1	1,830	1	9,944	1
48	3,801	1	9,257	1	1,843	1	9,950	1
49	3,822	1	9,235	1	1,857	1	9,956	1
0,350	3,843	1	9,214	1	1,871	1	9,961	1
51	3,864	1	9,192	1	1,885	1	9,966	1
52	3,885	1	9,170	1	1,898	1	9,970	1
52	3,906	1	9,148	1	1,912	1	9,974	1
54	3,927	1	9,125	1	1,926	1	9,978	1

$x_i$ см·К	$u_1 = F \cdot 10^{-4P}$		$u_2 = f \cdot 10^{-4q}$		$u_3 = G \cdot 10^{-P}$		$u_4 = g \cdot 10^{-q}$	
	F	p	f	q	G	p	g	q
0,355	3,947	1	9,103	1	1,940	1	9,982	1
56	3,968	1	9,080	1	1,954	1	9,984	1
57	3,989	1	9,057	1	1,968	1	9,987	1
58	4,009	1	9,034	1	1,981	1	9,989	1
59	4,030	1	9,011	1	1,995	1	9,992	1
0,360	4,050	1	8,988	1	2,009	1	9,995	1
61	4,071	1	8,964	1	2,023	1	9,996	1
62	4,091	1	8,941	1	2,037	1	9,997	1
63	4,111	1	8,917	1	2,051	1	9,998	1
64	4,131	1	8,893	1	2,064	1	9,999	1
0,365	4,152	1	8,870	1	2,078	1	10,000	1
66	4,172	1	8,845	1	2,092	1	10,000	1
67	4,192	1	8,821	1	2,106	1	9,999	1
68	4,212	1	8,797	1	2,120	1	9,999	1
69	4,232	1	8,773	1	2,134	1	9,998	1
0,370	4,252	1	8,748	1	2,147	1	9,998	1
71	4,272	1	8,723	1	2,161	1	9,997	1
72	4,291	1	8,699	1	2,175	1	9,995	1
73	4,311	1	8,674	1	2,189	1	9,993	1
74	4,331	1	8,649	1	2,203	1	9,992	1
0,375	4,351	1	8,624	1	2,217	1	9,990	1
76	4,370	1	8,599	1	2,230	1	9,987	1
77	4,390	1	8,574	1	2,244	1	9,984	1
78	4,409	1	8,549	1	2,258	1	9,981	1
79	4,428	1	8,524	1	2,272	1	9,978	1
0,380	4,448	1	8,499	1	2,286	1	9,975	1
81	4,467	1	8,473	1	2,300	1	9,971	1
82	4,486	1	8,448	1	2,313	1	9,967	1
83	4,505	1	8,422	1	2,327	1	9,963	1
84	4,525	1	8,397	1	2,341	1	9,959	1
0,385	4,544	1	8,371	1	2,355	1	9,955	1
86	4,563	1	8,346	1	2,369	1	9,950	1
87	4,582	1	8,320	1	2,382	1	9,945	1
88	4,600	1	8,294	1	2,396	1	9,940	1
89	4,619	1	8,268	1	2,410	1	9,935	1
0,390	4,638	1	8,243	1	2,424	1	9,929	1
91	4,657	1	8,217	1	2,437	1	9,923	1
92	4,675	1	8,191	1	2,451	1	9,917	1
93	4,694	1	8,165	1	2,465	1	9,911	1
94	4,713	1	8,134	1	2,479	1	9,905	1
0,395	4,731	1	8,113	1	2,492	1	9,899	1
96	4,750	1	8,087	1	2,506	1	9,891	1
97	4,768	1	8,061	1	2,520	1	9,884	1
98	4,786	1	8,035	1	2,533	1	9,877	1
99	4,804	1	8,009	1	2,547	1	9,870	1

Продолжение табл. 2.16

$x_i$ см·К	$\nu_1 = F \cdot 10^{-p}$		$\nu_2 = f \cdot 10^{-q}$		$\nu_3 = G \cdot 10^{-p}$		$\nu_4 = g \cdot 10^{-q}$	
	F	p	f	q	G	p	g	q
0,400	4,823	1	7,983	1	2,561	1	9,863	1
02	4,858	1	7,930	1	2,588	1	9,846	1
04	4,894	1	7,878	1	2,615	1	9,829	1
06	4,929	1	7,826	1	2,642	1	9,812	1
08	4,966	1	7,774	1	2,669	1	9,795	1
0,410	5,001	1	7,721	1	2,697	1	9,778	1
12	5,036	1	7,669	1	2,724	1	9,758	1
14	5,070	1	7,617	1	2,751	1	9,738	1
16	5,105	1	7,565	1	2,777	1	9,718	1
18	5,139	1	7,512	1	2,804	1	9,698	1
0,420	5,174	1	7,460	1	2,831	1	9,678	1
22	5,207	1	7,408	1	2,858	1	9,655	1
24	5,240	1	7,357	1	2,885	1	9,633	1
26	5,274	1	7,305	1	2,911	1	9,610	1
28	5,307	1	7,253	1	2,938	1	9,587	1
0,430	5,340	1	7,201	1	2,965	1	9,565	1
32	5,373	1	7,150	1	2,991	1	9,540	1
34	5,405	1	7,099	1	3,017	1	9,515	1
36	5,437	1	7,048	1	3,044	1	9,481	1
38	5,469	1	6,997	1	3,070	1	9,465	1
0,440	5,501	1	6,946	1	3,096	1	9,440	1
42	5,532	1	6,895	1	3,122	1	9,413	1
44	5,563	1	6,845	1	3,148	1	9,386	1
46	5,594	1	6,795	1	3,174	1	9,359	1
48	5,625	1	6,745	1	3,200	1	9,332	1
0,450	5,656	1	6,694	1	3,226	1	9,305	1
52	5,686	1	6,645	1	3,251	1	9,276	1
54	5,716	1	6,596	1	3,277	1	9,248	1
56	5,746	1	6,547	1	3,303	1	9,219	1
58	5,776	1	6,497	1	3,328	1	9,191	1
0,460	5,806	1	6,448	1	3,354	1	9,162	1
62	5,835	1	6,400	1	3,379	1	9,132	1
64	5,863	1	6,352	1	3,404	1	9,103	1
66	5,892	1	6,304	1	3,429	1	9,073	1
68	5,921	1	6,256	1	3,454	1	9,043	1
0,470	5,945	1	6,208	1	3,480	1	9,013	1
72	5,977	1	6,162	1	3,504	1	8,982	1
74	6,005	1	6,115	1	3,529	1	8,951	1
76	6,033	1	6,068	1	3,554	1	8,920	1
78	6,060	1	6,021	1	3,579	1	8,889	1
0,480	6,088	1	5,975	1	3,603	1	8,858	1
82	6,115	1	5,929	1	3,628	1	8,826	1
84	6,141	1	5,884	1	3,652	1	8,795	1
86	6,168	1	5,839	1	3,676	1	8,763	1
88	6,195	1	5,793	1	3,701	1	8,731	1

Продолжение табл. 2.16

$x$ , см·К	$\nu_1 = F \cdot 10^{-p}$		$\nu_2 = f \cdot 10^{-q}$		$\nu_3 = G \cdot 10^{-p}$		$\nu_4 = g \cdot 10^{-q}$	
	F	p	f	q	G	p	g	q
0,490	6,221	1	5,748	1	3,725	1	8,699	1
92	6,247	1	5,704	1	3,749	1	8,667	1
94	6,273	1	5,660	1	3,773	1	8,635	1
96	6,298	1	5,616	1	3,796	1	8,602	1
98	6,324	1	5,572	1	3,820	1	8,570	1
0,500	6,349	1	5,528	1	3,844	1	8,537	1
02	6,374	1	5,485	1	3,868	1	8,505	1
04	6,399	1	5,443	1	3,891	1	8,472	1
06	6,423	1	5,400	1	3,914	1	8,439	1
08	6,448	1	5,358	1	3,938	1	8,406	1
0,510	6,473	1	5,315	1	3,961	1	8,373	1
12	6,496	1	5,274	1	3,984	1	8,340	1
14	6,520	1	5,233	1	4,007	1	8,307	1
16	6,544	1	5,192	1	4,030	1	8,274	1
18	6,568	1	5,151	1	4,053	1	8,241	1
0,520	6,591	1	5,110	1	4,076	1	8,208	1
22	6,614	1	5,070	1	4,098	1	8,174	1
24	6,637	1	5,031	1	4,121	1	8,141	1
26	6,660	1	4,991	1	4,143	1	8,108	1
28	6,682	1	4,952	1	4,166	1	8,075	1
0,530	6,705	1	4,912	1	4,188	1	8,041	1
32	6,727	1	4,874	1	4,210	1	8,008	1
34	6,749	1	4,836	1	4,233	1	7,975	1
36	6,771	1	4,798	1	4,255	1	7,942	1
38	6,793	1	4,759	1	4,277	1	7,908	1
0,540	6,815	1	4,721	1	4,299	1	7,875	1
42	6,836	1	4,685	1	4,320	1	7,842	1
44	6,857	1	4,648	1	4,341	1	7,809	1
46	6,878	1	4,611	1	4,363	1	7,775	1
48	6,899	1	4,574	1	4,384	1	7,742	1
0,550	6,920	1	4,538	1	4,406	1	7,709	1
52	6,940	1	4,502	1	4,427	1	7,676	1
54	6,960	1	4,467	1	4,448	1	7,643	1
56	6,981	1	4,432	1	4,469	1	7,610	1
58	7,001	1	4,396	1	4,491	1	7,577	1
0,560	7,021	1	4,361	1	4,512	1	7,544	1
62	7,040	1	4,327	1	4,533	1	7,511	1
64	7,060	1	4,293	1	4,553	1	7,478	1
66	7,079	1	4,259	1	4,574	1	7,445	1
68	7,099	1	4,225	1	4,597	1	7,413	1
0,570	7,118	1	4,192	1	4,615	1	7,380	1
72	7,137	1	4,159	1	4,636	1	7,347	1
74	7,156	1	4,126	1	4,656	1	7,315	1
76	7,174	1	4,094	1	4,676	1	7,282	1
78	7,193	1	4,061	1	4,696	1	7,250	1

$\kappa_i \cdot K$	$\mu_1 = F \cdot 10^{-D}$		$\mu_2 = f \cdot 10^{-q}$		$\mu_3 = G \cdot 10^{-P}$		$\mu_4 = g \cdot 10^{-q}$	
	F	D	f	q	G	P	g	q
0,580	7,212	1	4,029	1	4,716	1	7,218	1
82	7,230	1	3,997	1	4,736	1	7,185	1
84	7,248	1	3,966	1	4,756	1	7,153	1
86	7,266	1	3,935	1	4,776	1	7,121	1
88	7,283	1	3,904	1	4,795	1	7,089	1
0,590	7,301	1	3,872	1	4,815	1	7,057	1
92	7,319	1	3,842	1	4,835	1	7,026	1
94	7,336	1	3,812	1	4,854	1	6,994	1
96	7,353	1	3,783	1	4,873	1	6,962	1
98	7,370	1	3,753	1	4,893	1	6,931	1
0,600	7,388	1	3,723	1	4,912	1	6,899	1
04	7,420	1	3,662	1	4,949	1	6,837	1
08	7,453	1	3,610	1	4,987	1	6,775	1
12	7,485	1	3,554	1	5,024	1	6,713	1
16	7,518	1	3,497	1	5,061	1	6,652	1
0,620	7,551	1	3,441	1	5,099	1	6,590	1
24	7,581	1	3,389	1	5,134	1	6,530	1
28	7,611	1	3,338	1	5,170	1	6,470	1
32	7,641	1	3,286	1	5,206	1	6,411	1
36	7,671	1	3,234	1	5,241	1	6,351	1
0,640	7,701	1	3,182	1	5,277	1	6,291	1
44	7,729	1	3,135	1	5,311	1	6,234	1
48	7,757	1	3,088	1	5,345	1	6,176	1
52	7,785	1	3,040	1	5,379	1	6,119	1
56	7,812	1	2,993	1	5,413	1	6,061	1
0,660	7,840	1	2,945	1	5,447	1	6,004	1
64	7,866	1	2,902	1	5,480	1	5,949	1
68	7,892	1	2,858	1	5,512	1	5,894	1
72	7,918	1	2,815	1	5,544	1	5,839	1
76	7,943	1	2,771	1	5,577	1	5,784	1
0,680	7,969	1	2,728	1	5,609	1	5,729	1
84	7,993	1	2,688	1	5,640	1	5,676	1
88	8,017	1	2,648	1	5,671	1	5,624	1
92	8,041	1	2,608	1	5,702	1	5,571	1
96	8,065	1	2,568	1	5,733	1	5,518	1
0,700	8,089	1	2,528	1	5,764	1	5,466	1
04	8,111	1	2,491	1	5,794	1	5,416	1
08	8,133	1	2,455	1	5,824	1	5,365	1
12	8,155	1	2,418	1	5,853	1	5,315	1
16	8,177	1	2,381	1	5,883	1	5,265	1
0,720	8,199	1	2,345	1	5,912	1	5,215	1
24	8,220	1	2,311	1	5,940	1	5,167	1
28	8,240	1	2,278	1	5,969	1	5,119	1
32	8,261	1	2,244	1	5,997	1	5,071	1
36	8,282	1	2,210	1	6,025	1	5,023	1

Продолжение табл. 2.16

$x_2$ см. X	$y_1 = F \cdot 10^{-p}$		$y_2 = f \cdot 10^{-q}$		$y_3 = G \cdot 10^{-p}$		$y_4 = H \cdot 10^{-q}$	
	F	p	f	q	G	p	H	q
0,740	8,302	1	2,177	1	6,053	1	4,976	1
44	8,321	1	2,146	1	6,080	1	4,930	1
48	8,340	1	2,115	1	6,107	1	4,885	1
52	8,359	1	2,084	1	6,134	1	4,839	1
56	8,378	1	2,054	1	6,161	1	4,794	1
0,760	8,397	1	2,023	1	6,188	1	4,748	1
64	8,415	1	1,994	1	6,214	1	4,705	1
68	8,433	1	1,966	1	6,239	1	4,662	1
72	8,451	1	1,938	1	6,265	1	4,619	1
76	8,468	1	1,909	1	6,291	1	4,575	1
0,780	8,486	1	1,881	1	6,316	1	4,532	1
84	8,503	1	1,855	1	6,341	1	4,491	1
88	8,519	1	1,829	1	6,365	1	4,450	1
92	8,536	1	1,803	1	6,390	1	4,409	1
96	8,552	1	1,777	1	6,415	1	4,368	1
0,800	8,569	1	1,751	1	6,439	1	4,327	1
04	8,584	1	1,727	1	6,462	1	4,288	1
08	8,599	1	1,703	1	6,486	1	4,249	1
12	8,615	1	1,679	1	6,509	1	4,210	1
16	8,630	1	1,655	1	6,533	1	4,171	1
0,820	8,646	1	1,632	1	6,556	1	4,132	1
24	8,660	1	1,610	1	6,579	1	4,095	1
28	8,674	1	1,588	1	6,601	1	4,059	1
32	8,689	1	1,566	1	6,623	1	4,022	1
36	8,703	1	1,544	1	6,646	1	3,985	1
0,840	8,717	1	1,522	1	6,668	1	3,948	1
44	8,731	1	1,501	1	6,689	1	3,913	1
48	8,744	1	1,481	1	6,711	1	3,878	1
52	8,757	1	1,461	1	6,732	1	3,843	1
56	8,771	1	1,441	1	6,753	1	3,808	1
0,860	8,784	1	1,420	1	6,775	1	3,773	1
64	8,797	1	1,402	1	6,795	1	3,739	1
68	8,809	1	1,383	1	6,816	1	3,706	1
72	8,822	1	1,364	1	6,836	1	3,673	1
76	8,834	1	1,346	1	6,857	1	3,640	1
0,880	8,847	1	1,327	1	6,877	1	3,607	1
84	8,858	1	1,310	1	6,896	1	3,575	1
88	8,870	1	1,292	1	6,916	1	3,544	1
92	8,882	1	1,275	1	6,936	1	3,512	1
96	8,893	1	1,258	1	6,955	1	3,481	1
0,900	8,905	1	1,241	1	6,975	1	3,449	1
04	8,916	1	1,225	1	6,993	1	3,419	1
08	8,927	1	1,209	1	7,012	1	3,390	1
12	8,938	1	1,193	1	7,031	1	3,360	1
16	8,949	1	1,177	1	7,049	1	3,330	1



$x_i$ см·К	$u_1 = F \cdot 10^{-p}$		$u_2 = f \cdot 10^{-q}$		$u_3 = G \cdot 10^{-p}$		$u_4 = g \cdot 10^{-q}$	
	F	p	f	q	G	p	g	q
0,920	8,959	1	1,161	1	7,068	1	3,300	1
24	8,970	1	1,147	1	7,086	1	3,272	1
28	8,980	1	1,132	1	7,104	1	3,244	1
32	8,990	1	1,117	1	7,122	1	3,215	1
36	9,000	1	1,103	1	7,140	1	3,187	1
0,940	9,011	1	1,088	1	7,157	1	3,159	1
44	9,020	1	1,074	1	7,175	1	3,132	1
48	9,030	1	1,061	1	7,192	1	3,105	1
52	9,039	1	1,047	1	7,209	1	3,078	1
56	9,049	1	1,034	1	7,226	1	3,051	1
0,960	9,058	1	1,020	1	7,243	1	3,025	1
64	9,067	1	1,007	1	7,259	1	2,991	1
68	9,076	1	9,949	2	7,276	1	2,974	1
72	9,085	1	9,823	2	7,292	1	2,948	1
76	9,094	1	9,698	2	7,309	1	2,923	1
0,980	9,103	1	9,572	2	7,325	1	2,897	1
84	9,112	1	9,455	2	7,341	1	2,873	1
88	9,120	1	9,339	2	7,356	1	2,849	1
92	9,129	1	9,222	2	7,372	1	2,825	1
96	9,137	1	9,106	2	7,388	1	2,801	1
1,000	9,146	1	8,990	2	7,404	1	2,777	1
10	9,164	1	8,734	2	7,440	1	2,722	1
20	9,183	1	8,479	2	7,477	1	2,667	1
30	9,202	1	8,223	2	7,513	1	2,612	1
40	9,221	1	7,968	2	7,550	1	2,556	1
1050	9,240	1	7,712	2	7,586	1	2,501	1
60	9,257	1	7,500	2	7,619	1	2,453	1
70	9,273	1	7,287	2	7,652	1	2,405	1
80	9,289	1	7,075	2	7,685	1	2,356	1
90	9,305	1	6,862	2	7,718	1	2,308	1
1100	9,322	1	6,650	2	7,751	1	2,259	1
10	9,336	1	6,472	2	7,780	1	2,217	1
20	9,350	1	6,294	2	7,810	1	2,174	1
30	9,364	1	6,116	2	7,840	1	2,132	1
40	9,378	1	5,938	2	7,870	1	2,089	1
1150	9,392	1	5,760	2	7,900	1	2,046	1
60	9,404	1	5,611	2	7,927	1	2,009	1
70	9,417	1	5,461	2	7,954	1	1,971	1
80	9,429	1	5,312	2	7,981	1	1,933	1
90	9,441	1	5,162	2	8,008	1	1,896	1
1200	9,453	1	5,013	2	8,034	1	1,858	1
10	9,464	1	4,886	2	8,059	1	1,825	1
20	9,475	1	4,760	2	8,084	1	1,791	1
30	9,485	1	4,633	2	8,108	1	1,758	1
40	9,496	1	4,507	2	8,133	1	1,725	1

Продолжение табл. 2.16

x, см · K	$\mu_1 = F \cdot 10^{-p}$		$\mu_2 = I \cdot 10^{-q}$		$\mu_3 = G \cdot 10^{-p}$		$\mu_4 = g \cdot 10^{-q}$	
	F	p	I	q	G	p	g	q
1250	9,507	1	4,381	2	8,157	1	1,691	1
60	9,516	1	4,273	2	8,180	1	1,662	1
70	9,525	1	4,166	2	8,202	1	1,632	1
80	9,535	1	4,059	2	8,224	1	1,603	1
90	9,544	1	3,951	2	8,247	1	1,573	1
1300	9,553	1	3,844	2	8,269	1	1,544	1
10	9,561	1	3,752	2	8,290	1	1,517	1
20	9,570	1	3,661	2	8,310	1	1,491	1
30	9,578	1	3,659	2	8,330	1	1,465	1
40	9,586	1	3,477	2	8,351	1	1,438	1
1350	9,594	1	3,386	2	8,371	1	1,412	1
60	9,601	1	3,307	2	8,390	1	1,388	1
70	9,609	1	3,229	2	8,409	1	1,365	1
80	9,616	1	3,150	2	8,428	1	1,341	1
90	9,623	1	3,072	2	8,446	1	1,318	1
1400	9,630	1	2,993	2	8,465	1	1,294	1
10	9,637	1	2,926	2	8,482	1	1,273	1
20	9,643	1	2,858	2	8,499	1	1,252	1
30	9,650	1	2,791	2	8,516	1	1,231	1
40	9,656	1	2,723	2	8,534	1	1,210	1
1450	9,662	1	2,655	2	8,551	1	1,189	1
60	9,668	1	2,597	2	8,567	1	1,170	1
70	9,674	1	2,539	2	8,582	1	1,152	1
80	9,700	1	2,480	2	8,598	1	1,133	1
90	9,685	1	2,422	2	8,614	1	1,114	1
1500	9,691	1	2,363	2	8,630	1	1,096	1
10	9,696	1	2,313	2	8,644	1	1,078	1
20	9,701	1	2,262	2	8,659	1	1,061	1
30	9,706	1	2,211	2	8,674	1	1,044	1
40	9,711	1	2,161	2	8,688	1	1,027	1
1550	9,716	1	2,110	2	8,703	1	1,010	1
60	9,721	1	2,066	2	8,716	1	9,950	2
70	9,725	1	2,022	2	8,730	1	9,797	2
80	9,730	1	1,978	2	8,743	1	9,645	2
90	9,735	1	1,934	2	8,756	1	9,492	2
1600	9,739	1	1,890	2	8,770	1	9,339	2
10	9,743	1	1,851	2	8,782	1	9,201	2
20	9,747	1	1,813	2	8,795	1	9,063	2
30	9,751	1	1,774	2	8,807	1	8,926	2
40	9,755	1	1,736	2	8,820	1	8,788	2
1650	9,759	1	1,697	2	8,832	1	8,650	2
60	9,763	1	1,663	2	8,844	1	8,525	2
70	9,767	1	1,630	2	8,855	1	8,400	2
80	9,770	1	1,596	2	8,867	1	8,275	2
90	9,774	1	1,562	2	8,878	1	8,150	2

$K, \text{ см} \cdot \text{К}$	$\nu_1 = F \cdot 10^{-p}$		$\nu_2 = f \cdot 10^{-q}$		$\nu_3 = G \cdot 10^{-p}$		$\nu_4 = g \cdot 10^{-q}$	
	$F$	$p$	$f$	$q$	$G$	$p$	$g$	$q$
1700	9,778	1	1,528	2	8,890	1	8,025	2
10	9,781	1	1,499	2	8,900	1	7,912	2
20	9,784	1	1,469	2	8,911	1	7,798	2
30	9,788	1	1,439	2	8,922	1	7,685	2
40	9,791	1	1,410	2	8,933	1	7,572	2
1750	9,794	1	1,380	2	8,943	1	7,458	2
60	9,797	1	1,354	2	8,953	1	7,355	2
70	9,800	1	1,327	2	8,963	1	7,252	2
80	9,803	1	1,301	2	8,973	1	7,149	2
90	9,806	1	1,275	2	8,983	1	7,046	2
1800	9,809	1	1,249	2	8,993	1	6,943	2
10	9,812	1	1,226	2	9,002	1	6,849	2
20	9,815	1	1,202	2	9,012	1	6,755	2
30	9,817	1	1,179	2	9,021	1	6,661	2
40	9,820	1	1,156	2	9,030	1	6,567	2
1850	9,823	1	1,133	2	9,040	1	6,473	2
60	9,825	1	1,112	2	9,048	1	6,388	2
70	9,828	1	1,092	2	9,057	1	6,302	2
80	9,830	1	1,071	2	9,066	1	6,216	2
90	9,832	1	1,051	2	9,074	1	6,131	2
1900	9,835	1	1,030	2	9,083	1	6,045	2
10	9,837	1	1,012	2	9,091	1	5,966	2
20	9,839	1	9,934	3	9,099	1	5,888	2
30	9,842	1	9,751	3	9,107	1	5,810	2
40	9,844	1	9,568	3	9,115	1	5,731	2
1950	9,846	1	9,385	3	9,123	1	5,653	2
60	9,848	1	9,222	3	9,131	1	5,581	2
70	9,850	1	9,059	3	9,139	1	5,509	2
80	9,852	1	8,895	3	9,146	1	5,437	2
90	9,854	1	8,732	3	9,154	1	5,366	2
2000	9,856	1	8,569	3	9,161	1	5,294	2

Табличные пределы  $\lambda T$  позволяют рассчитывать излучение абсолютно черного тела в видимой и инфракрасной областях спектра при температуре 90...6000 К.

Пример 5.

Для абсолютно черного тела с температурой  $t = 227^\circ \text{C}$  ( $T = 273 + 227 = 500 \text{ К}$ ) требуется найти спектральные плотности излучения в относительных и абсолютных единицах при длине волны  $\lambda_1 = 3 \text{ мкм}$ , а также суммарные плотности излучения в спектральном интервале  $\lambda_2 = 2 \text{ мкм} \dots \lambda_3 = 4 \text{ мкм}$  для обычной и логарифмической шкал длины волны.

Решение.

1 Определяем аргументы для входа в табл. 2.15, соответствующие длинам волн  $\lambda_1 = 3$ ,  $\lambda_2 = 2$  и  $\lambda_3 = 4 \text{ мкм}$ :

$$\lambda_1 T = 3 \cdot 10^{-4} \cdot 500 = 0,15; \lambda_2 T = 2 \cdot 10^{-4} \cdot 500 = 0,10 \text{ и } \lambda_3 T = 4 \cdot 10^{-4} \cdot 500 = 0,20 \text{ см} \cdot \text{К}.$$

2. По формулам (2.16) и (2.17) вычисляем максимальные значения спектральной плотности излучения для обычной и логарифмической шкал длины волны:

$$(r_{\lambda, T})_{\text{макс}} = 1,2864 \cdot 10^{-16} \cdot T^5 = 1,2864 \cdot 10^{-16} \cdot 500^5 \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/(см}^2 \cdot \text{мкм)};$$

$$(r_{\ln \lambda, T})_{\text{макс}} = 4,1952 \cdot 10^{-12} \cdot T^2 = 4,1952 \cdot 10^{-12} \cdot 500^2 \approx 2,62 \cdot 10^{-2}$$

$$\text{Вт/(см}^2 \cdot \text{мкм)}.$$

3. По формуле (2.1) или по табл. 2.1 находим плотность излучения, соответствующую температуре тела  $T = 500 \text{ К}$ :

$$R_{0 \rightarrow \infty} = \int_0^{\infty} r_{\lambda, T} d\lambda = \int_0^{\infty} r_{\ln \lambda, T} d(\ln \lambda) = \sigma T^4 = 0,3562 \text{ Вт/см}^2.$$

4. По табл. 2.16 находим для  $\lambda_1 T = 0,15 \text{ см} \cdot \text{К}$ :

$$y_2 = r_{\lambda, T} / (r_{\lambda, T})_{\text{макс}} = 0,2638; \quad y_4 = r_{\ln \lambda, T} / (r_{\ln \lambda, T})_{\text{макс}} = 0,1222.$$

5. Рассчитываем абсолютные значения спектральной плотности излучения, соответствующие длине волны  $\lambda_1 = 3 \text{ мкм}$ :

$$r_{\lambda, T} = y_2 (r_{\lambda, T})_{\text{макс}} = 0,2638 \cdot 4 \cdot 10^{-2} = 1,055 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/(см}^2 \cdot \text{мкм)};$$

$$r_{\ln \lambda, T} = y_4 (r_{\ln \lambda, T})_{\text{макс}} = 0,1222 \cdot 2,62 \cdot 10^{-2} = 0,32 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/(см}^2 \cdot \text{мкм)}.$$

6. По табл. 2.16 находим функции  $y_1$  и  $y_3$  для  $\lambda_2 T = 0,10 \text{ см} \cdot \text{К}$

$$y_1 = 3,28 \cdot 10^{-4}; \quad y_3 = 5,72 \cdot 10^{-5};$$

для  $\lambda_2 T = 0,20 \text{ см} \cdot \text{К}$

$$y_1 = 6,73 \cdot 10^{-2}; \quad y_3 = 2,15 \cdot 10^{-2}.$$

7. Определяем суммарные плотности излучения в спектральном интервале  $\lambda_2 \dots \lambda_3$  для обычной и логарифмической шкал длины волны:

$$R_{\lambda, T} = \sigma T^4 [y_1(\lambda_3 T) - y_1(\lambda_2 T)] = 0,3562(6,73 \cdot 10^{-2} - 3,28 \cdot 10^{-4}) = 2,1 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см}^2;$$

$$R_{\ln \lambda, T} = \sigma T^4 [y_3(\lambda_3 T) - y_3(\lambda_2 T)] = 0,3562(2,15 \cdot 10^{-2} - 5,72 \cdot 10^{-5}) = 0,77 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см}^2.$$

## 2.4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СИЛЫ СВЕТА В ПРОСТРАНСТВЕ

Энергетическая сила света в заданном направлении, характеризуем углом  $\alpha$  от нормали к поверхности излучения, определяется законом Ламберта. Этот закон справедлив только для абсолютно черного тела и идеально матовой поверхности и имеет вид

$$dI(\alpha) = B dS \cos \alpha, \quad (2.22)$$

где  $B$  — энергетическая яркость, которая в рассматриваемом случае не зависит от угла  $\alpha$ ;  $dS$  — площадь излучающей поверхности.

Графически зависимость  $dI(\alpha)$  изображается на плоскости в виде окружности, касающейся поверхности  $dS$  (рис. 2.32), а в пространстве — в виде шаровой поверхности, полученной путем вращения этой окружности вокруг нормали  $N$  к  $dS$ .

При помощи закона Ламберта может быть определена величина плотности лучистого потока, излучаемого в направлении  $\alpha$  в заданном телесном угле  $d\omega$ :

$$dR_{\alpha} = dI(\alpha) d\omega / dS = B \cos \alpha d\omega. \quad (2.23)$$

рис. 2.32. Графическая интерпретация закона Ламберта.

рис. 2.33. К выводу формулы, связывающей плотность лучистого потока  $R$  и энергетическую яркость  $B$ .

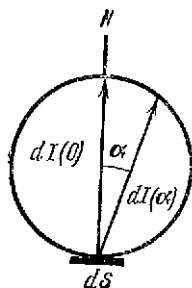


Рис. 2.32

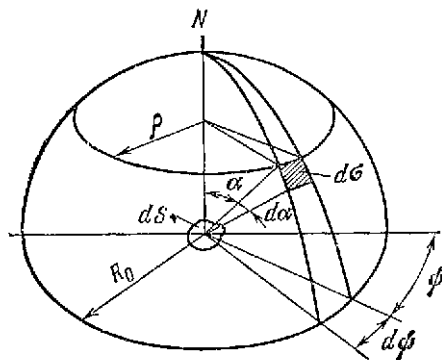


Рис. 2.33

На основании формулы (2.23) легко получить зависимость, связывающую плотность излучения и энергетическую яркость для идеальной поверхности. Возьмем элемент  $dS$  идеальной поверхности, подчиняющейся закону Ламберта, и поместим его в центр полусферы радиуса  $R_0$  (рис. 2.33). Элементарная плотность лучистого потока, исходящего от элемента  $dS$  в телесном угле  $d\omega$ , определяемом в пространстве углами  $\alpha$ ,  $\alpha + d\alpha$ ,  $\psi$  и  $\psi + d\psi$ ,

$$dR_{\alpha} = B \cos \alpha d\omega,$$

где

$$d\omega = d\sigma/R_0^2 = \rho d\psi R_0 d\alpha/R_0^2 = \sin \alpha d\alpha d\psi.$$

Плотность лучистого потока, излучаемого в полусферу,

$$R = B \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi/2} \cos \alpha \sin \alpha d\alpha = \pi B, \quad (2.24)$$

т. е. плотность излучения больше энергетической яркости в  $\pi$  раз.

Сопоставляя (2.23) и (2.24), определим величину элементарного лучистого потока  $dF_{\alpha}$ , излучаемого ламбертовской поверхностью площадью  $dS$  в направлении  $\alpha$  в телесном угле  $d\omega$ :

$$dF_{\alpha} = dF \cos \alpha dS d\omega/\pi, \quad (2.25)$$

где  $dF$  — элементарный лучистый поток, излучаемый площадкой во всех направлениях.

Излучение реальных нечерных тел подчиняется закону Ламберта только в ограниченных пределах изменения угла  $\alpha$ . Если воспользоваться понятием коэффициента яркости, представляющего собой отношение яркости данной поверхности в заданном направлении к яркости идеально рассеивающей матовой поверхности, имеющей коэффициент отражения, равный единице, и облученной так же, как и данная поверхность [ $E_{\alpha} = B(\alpha)/B_{\text{ЛПТ}}$ ], то можно представить графически зависимость  $E_{\alpha}(\alpha)$  для ряда материалов (рис. 2.34).

Геометрическое место концов вектора энергетической силы света тела в данном направлении называют *индикатрисой излучения*. Для реальных объектов трудно построить точную индикатрису излучения в связи с многообразием форм и ориентацией излучающих поверхностей, отсутствием достоверных данных о градиентах температуры, коэффициентах излучения и взаимном

влиянии поверхностей. Поэтому в инженерной практике пользуются упрощенной схематизацией объекта как излучателя. Объект заменяют совокупностью излучающих поверхностей или участков поверхностей, в пределах которых температура и коэффициент излучения можно считать постоянными. При этом исключают из рассмотрения те поверхности, вклад которых в суммарное излучение объекта незначителен. Каждую из поверхностей рассматривают как серый излучатель, подчиняющийся закону Ламберта, для которого известны температура, коэффициент излучения, площадь и ориентация в пространстве. Взаимное влияние поверхностей не учитывают.

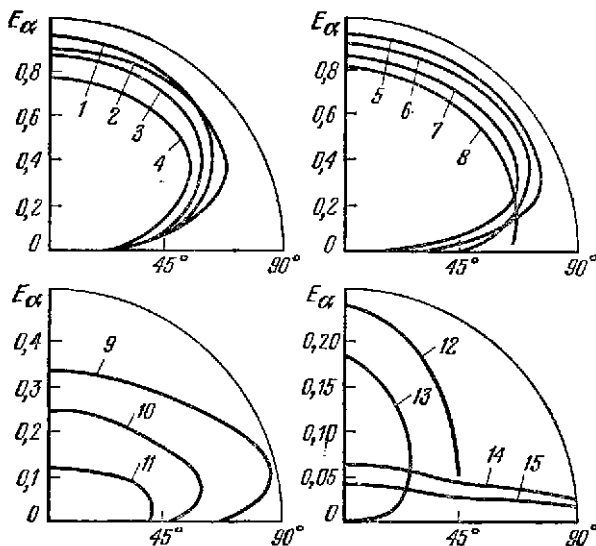


Рис. 2.34. Кривые, характеризующие изменение коэффициента яркости  $E_\alpha$  некоторых материалов: 1 — лед (морской); 2 — стекло; 3 — глина; 4 — окись меди; 5 — вода; 6 — древесина; 7 — бумага; 8 — окись алюминия; 9 — висмут; 10 — алюминиевая бронза; 11 — железо; 12 — чугун; 13 — латунь; 14 — хром; 15 — алюминий.

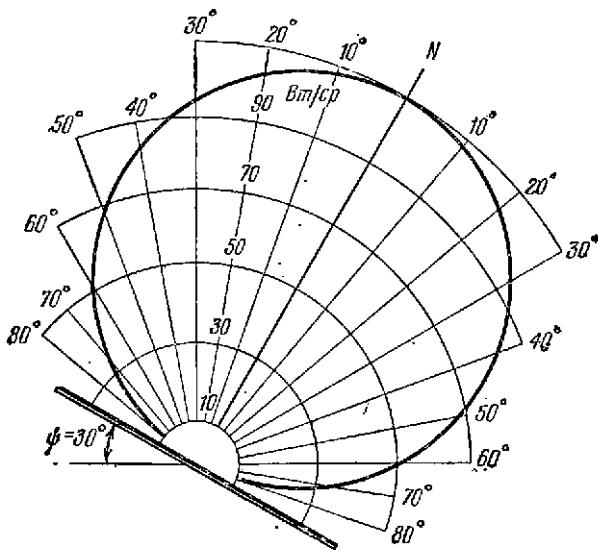


Рис. 2.35. Индикатриса излучения пластины, наклоненной к горизонту под углом  $30^\circ$ .

Расчет энергетической силы света  $i$ -й поверхности проводят по формулам (2.19б), (2.22) и (2.24); суммарную энергетическую силу света объекта в заданном направлении определяют суммированием энергетической силы света всех излучающих поверхностей.

Так как индикатриса энергетической силы света представляет в общем случае объемную кривую, то обычно находят семейство индикатрис  $I(\alpha)_{\beta=\text{const}}$  или  $I(\beta)_{\alpha=\text{const}}$ . Если объект является симметричным излучателем, то можно ограничиться построением индикатрисы энергетической силы света в характерных плоскостях.

### Пример 6.

Построить индикатрису энергетической силы света металлической пластины, имеющей коэффициент излучения  $\varepsilon_T = 0,8$ , площадь  $S = 1 \text{ м}^2$ , температуру  $t = 300^\circ \text{С}$  и наклоненной к горизонту под углом  $\psi = 30^\circ$ . Заданный спектральный диапазон:  $\lambda_1 = 2 \text{ мкм}$ ,  $\lambda_2 = 3,5 \text{ мкм}$ .

#### Решение.

1. По формуле (2.11) или по табл. 2.6 находим длину волны  $\lambda_M$ , соответствующую максимуму спектральной плотности излучения:

$$\lambda_M = 2898 / (273 + t^\circ\text{C}) \approx 5 \text{ мкм}.$$

2. Определяем аргументы  $x_\lambda = \lambda / \lambda_M$  для входа в табл. 2.7 и соответствующие значения  $z_\lambda(x_\lambda)$ :

$$x_{\lambda_1} = \lambda_1 / \lambda_M = 2,0 / 5,0 = 0,4; \quad x_{\lambda_2} = \lambda_2 / \lambda_M = 3,5 / 5,0 = 0,7; \quad z_\lambda(x_{\lambda_1}) = 1,54 \cdot 10^{-3}; \quad z_\lambda(x_{\lambda_2}) = 0,0717; \quad z_\lambda(x_{\lambda_2}) - z_\lambda(x_{\lambda_1}) = 0,0702.$$

3. По формуле (2.19б) рассчитываем плотность лучистого потока, излучаемого в диапазоне длин волн от  $\lambda_1 = 2,0 \text{ мкм}$  до  $\lambda_2 = 3,5 \text{ мкм}$ ; предварительно по табл. 2.1 находим плотность излучения, соответствующую температуре  $T = 573 \text{ К}$ :

$$R_{0-\infty} = 0,61 \text{ Вт/см}^2;$$

$$R_{2-3,5} = \varepsilon_T R_{0-\infty} [z_\lambda(x_{\lambda_2}) - z_\lambda(x_{\lambda_1})] = 0,8 \cdot 0,61 \cdot 0,0702 = 0,0343 \text{ Вт/см}^2.$$

4. Считая поверхность пластины подчиняющейся закону Ламберта, находим энергетическую яркость, соответствующую заданному спектральному диапазону:

$$B = R_{2-3,5} / \pi = 0,0343 / 3,14 = 0,0109 \text{ Вт/(см}^2 \cdot \text{ср)}.$$

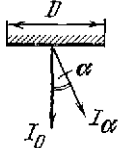
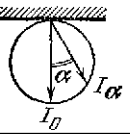
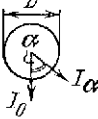



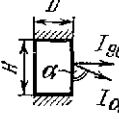

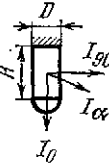
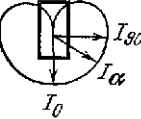
5. Задаваясь различными направлениями, характеризуемыми углом  $\alpha$  относительно нормали к поверхности излучения, находим соответствующие проекции площади на плоскость, перпендикулярную заданному направлению, и энергетическую силу света. Результаты расчета сводим в табл. 2.17, по данным которой строим индикатрису энергетической силы света [рис. 2.35]. Аналогично построены индикатрисы излучения источников простейшей формы: диска, шара, полушара и цилиндра (табл. 2.18).

Таблица 2.17

Расчетные данные к примеру 6

$\alpha^\circ$	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$S \cos \alpha, \text{ м}^2$	1,00	0,98	0,94	0,87	0,77	0,64	0,50	0,36	0,19	0,00
$I(\alpha) = BS, \text{ Вт/ср}$	109	107	102	94	83,2	69,1	54,5	39,9	20,5	0

## Индикатрисы излучения источников простейшей формы

Форма излучателя	Сила излучения и поток излучения	Форма индикатрисы излучения
<p>Диск</p> 	$I_\alpha = I_0 \cos \alpha$ $F = \pi I_0$ $I_0 = (\epsilon \sigma T^4 D^2) / 4$	
<p>Шар</p> 	$I_\alpha = I_0 = \text{const}$ $F = 4\pi I_0$ $I_0 = (\epsilon \sigma T^4 D^2) / 4$	
<p>Полушар</p> 	$I_\alpha = (I_0/2)(1 + \cos \alpha)$ $F = 2\pi I_0$ $I_0 = (\epsilon \sigma T^4 D^2) / 4$	
<p>Цилиндр</p> 	$I_\alpha = I_{90} \sin \alpha$ $F = \pi^2 I_{90}$ $I_{90} = (\epsilon \sigma T^4 H D) / \pi$	
<p>Цилиндр со сферическим основанием</p> 	$I_\alpha = (I_0/2)(1 + \cos \alpha) + I_{90} \sin \alpha$ $F = 2\pi I_0 + \pi^2 I_{90}$	

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андрианов В. Н. Основы радиационного и сложного теплообмена. М., «Энергия», 1972.
2. Анго М. А. Инфракрасные излучения. Пер. с франц. М., Госэнергоиздат, 1957.
3. Апанасевич П. А., Айзенштадт В. С. Таблицы распределения энергии и фотонов в спектре равновесного излучения. Минск. Изд. АН БССР, 1961.
4. Бай Ши-и. Динамика излучающего газа. Пер. с англ. М., «Мир», 1968.
5. Беллами Л. Инфракрасные спектры сложных молекул. Пер. с англ. М., ИЛ, 1963.



6. Блох А. Г. Основы теплообмена излучением. М., Госэнергоиздат, 1962.
7. Борхерт Р., Юбиц В. Техника инфракрасного нагрева. Пер. с нем. М.-Л., Госэнергоиздат, 1963.
8. Брамсон М. А. Справочные таблицы по инфракрасному излучению нагретых тел. М., «Наука», 1964.
9. Брамсон М. А. Инфракрасное излучение нагретых тел. М., «Наука», 1965.
10. Бугер П. Оптический трактат о градации света. М., Изд. АН СССР, 1950.
11. Бурсиан В. Р. Теория излучения. Л., Изд. ЛГУ, 1936.
12. Вуд Р. Физическая оптика. М., ОНТИ, 1936.
13. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М., Гостехиздат, 1939.
14. Гаррисон Т. Р. Радиационная пирометрия. Пер. с англ. М., «Мир», 1964.
15. Герашенко О. А. Основы теплотриии. Киев, «Наукова думка», 1971.
16. Гершун А. А. Световое поле. М., Гостехиздат, 1936.
17. Гершун А. А. Избранные труды по фотометрии и светотехнике. М., Физматгиз, 1958.
18. Гребер Г., Эрк С. Основы учения о теплообмене. ОНТИ, 1936.
19. Гуди Р. М. Атмосферная радиация. М., «Мир», 1966.
20. Гурвич А. М. Теплообмен в топках паровых котлов. М., Госэнергоиздат, 1950.
21. Гуревич М. М. Введение в фотометрию. Л., «Энергия», 1968.
22. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением. Пер. с англ. М., «Мир», 1970.
23. Иванов В. В. Перенос излучения и спектры небесных тел. М., «Наука», 1969.
24. Излучательные свойства твердых материалов. Справочник. Под ред. А. Е. Шейндлина. М., «Энергия», 1974.
25. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. Пер. с англ. М., «Наука», 1965.
26. Кольшев Л. Ф. Основы техники инфракрасных лучей. Л.-М., Военмориздат, 1940.
27. Кондрашов Ю. А., Смирнов Е. В. Интегральная степень черноты материалов в интервале температур 100—1100° С. — «Теплофизика высоких температур», 1967, т. 5, вып. 1.
28. Криксунов Л. З. Инфракрасные лучи и теория теплового излучения. Рига, Изд. РКВИАВУ, 1958.
29. Криксунов Л. З. Справочник по инфракрасной технике. Рига. Изд. РКВИАВУ, 1959.
30. Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф. Инфракрасные системы. М., «Сов. радио», 1968.
31. Круз П., Макглоулин Л., Макквистан Р. Основы инфракрасной техники. Пер. с англ. М., Воениздат, 1964.
32. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. Новосибирск, «Наука», 1970.
33. Кутателадзе С. С., Борншанский В. М. Справочник по теплопередаче. Л.-М., Госэнергоиздат, 1959.
34. Лазарев Л. П. Инфракрасные и световые приборы самонаведения и наведения летательных аппаратов. М., «Машиностроение», 1970.
35. Леконт Ж. Инфракрасное излучение. Пер. с франц. М., Физматгиз, 1958.
36. Левитин И. Б. Техника инфракрасных излучений. М.-Л., Госэнергоиздат, 1959.
37. Мак-Адамс В. Х. Теплопередача. Пер. с англ. Metallurgizdat, 1961.
38. Мешков В. В. Основы светотехники. М.-Л., «Энергия», 1977.
39. Михеев М. А. Основы теплопередачи. М., Госэнергоиздат, 1956.

40. Новицкий Л. А. Методы и средства исследования теплового излучения тел. — «Теллофизика высоких температур», 1966, т. 4, № 4.
41. Павлов А. В. Оптико-электронные приборы. М., «Энергия», 1974.
42. Пеннер С. С. Количественная молекулярная спектроскопия и излучательная способность газов. М., ИЛ, 1963.
43. Петров В. А. Излучательная способность высокотемпературных материалов. М., «Наука», 1969.
44. Планк М. Теория теплового излучения. Пер. с нем. М., Госэнергоиздат, 1935.
45. Рыбо Г. Оптическая пирометрия. М., Гостехиздат, 1934.
46. Рюхардт Э. Строение вещества и излучение. Пер. с нем. М., Атомиздат, 1962.
47. Рытов С. М. Теория электрических флюктуаций и теплового излучения. М., Изд. АН СССР, 1953.
48. Свет Д. Я. Температурное излучение металлов и некоторых веществ. М., «Металлургия», 1964.
49. Соколов А. В. Оптические свойства металлов. М., Физматгиз, 1961.
50. Спэрроу Э. М., Сесс Р. Д. Теплообмен излучением. Пер. с англ. М., «Энергия», 1971.
51. Степанов Б. И. О законе Кирхгофа. — «Изв. АН БССР», 1954, № 4.
52. Суринов Ю. А. О некоторых основных уравнениях теории поля теплового излучения. — «ДАН СССР», 1950, т. LXXII, № 3.
53. Тулуб А. В., Фок В. А. Применение преобразования Лапласа к задачам теории излучения. — «Вестник Ленингр. ун-та», 1965, № 16.
54. Фабри Ш. Введение в фотометрию. Пер. с франц. М., ОНТИ, 1934.
55. Физика и техника инфракрасного излучения. Пер. с англ. М., «Сов. радио», 1965. Авт.: Джемиссон Дж. Э., Мак-Фи Р. Х., Плас Дж. Н., Грубе Р. Г., Ричардс Р. Дж.
56. Хадсон Р. Инфракрасные системы. Пер. с англ. М., «Мир», 1972.
57. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. Пер. с англ. М., ИЛ, 1953.
58. Шеффер К., Матосси Ф. Инфракрасные спектры. Пер. с нем. М.-Л. Гостехиздат, 1935.
59. Шап А. Промышленная теплопередача. М., Metallurgizdat, 1961.
60. Якоб М. Вопросы теплопередачи. М., ИЛ, 1960.
61. Якушенков Ю. Г. Физические основы оптико-электронных приборов. М., «Сов. радио», 1965.
62. Blaumont W. Infrared irradiation. London, 1939.
63. Brugel W. Physik und Technik der Ultrarotstrahlung. Hanover, 1951.
64. Czerny M., Walfher A. Tables of the Fractional Function for the Planck Law. Berlin, 1961.
65. Garbuny M. Optical Physics, New York, 1965.
66. Harrison T. R. Radiation pyrometry and its underlying principles of radiant heat transfer. New York, 1960.
67. Hottel H. C., Sarofim A. F. Radiation Transfer, McGraw-Hill, New York, 1967.
68. Lajos K. Infravörös Felderites es Alcazas. Budapest, 1966.
69. Pepperhoff W. Temperaturstrahlung, D. Steinkopf, Darmstadt, 1956.
70. Pivovonsky M. M., Nagel R. Tables of blackbody radiations. New York, 1961.
71. Pfund A. Infrared radiation from small particles. — «JOSA», 1933, v. 23, № 8.
72. Plass G. N. Blackbody radiation in the theory of action at a distance. New York, 1946.
73. Ross W. Methods of representing radiation formulas. — «JOSA», 1954, v. 44, № 10.
74. Wiebelt J. A. Engineering radiation heat transfer. New York, 1966.

## ИСТОЧНИКИ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

### 3.1. КЛАССИФИКАЦИЯ

Источниками инфракрасного излучения называют любые материальные системы, излучающие электромагнитные волны инфракрасной области спектра. Их принято делить на следующие группы:

1) эталонные источники излучения (штифт Нернста, глобар, модели абсолютно черного тела);

2) источники излучения, применяемые для технических целей: электрические лампы накаливания, стержневые и плоскостные излучатели с электронагревом, излучатели с газовым нагревом, электролюминесцентные излучатели, дуговые лампы);

3) лазеры;

4) естественные источники излучения (небесные тела, земные ландшафты, атмосфера);

5) источники излучения, которые необходимо обнаруживать инфракрасными системами (корабли, летательные аппараты, промышленные объекты). Часто для четвертой и пятой групп источников инфракрасного излучения применяют собирательные термины «фоны» и «щели» соответственно.

### 3.2. ЭТАЛОННЫЕ ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Эталонные источники излучения применяют в инфракрасной спектроскопии для измерения коэффициентов пропускания, отражения и поглощения различных материалов, а также в лабораторной практике для абсолютной калибровки инфракрасной аппаратуры.

Штифт Нернста представляет собой цилиндрический стержень молочно-белого цвета диаметром 1...3 мм и длиной 20...30 мм, спрессованный из тугоплавких оксидов (двоокиси циркония  $ZrO_2$  и окиси иттрия  $Y_2O_3$ ). Разогретый до  $400^\circ C$  с помощью специального подогревателя, штифт становится проводником электрического тока. Будучи включенным в электрическую цепь, он накаляется до температуры примерно 2000 К.

Схема включения штифта Нернста представлена на рис. 3.1. Для стабилизации режима питания ( $U = 110...220 В$ ;  $I = 0,3...0,9 А$ ) последовательно со штифтом *Шт* соединяют барретор *Б*. Контакт *К* включается цепь подогрева, когда ток в рабочей цепи штифта достигнет заданного значения. Подогреватель выполнен в виде спирали из нихромовой проволоки, намотанной на фарфоровое основание.

В табл. 3.1 приведены значения спектральной плотности излучения штифта Нернста, рассчитанные теоретическим путем. Они соответствуют температуре 2000 К и току барретирования 0,67 А, характерным для отечественного образца ИКР-1. В области 1,5...5 мкм спектральное распределение плотности излучения штифта Нернста подчиняется закону Планка (с коэффи-

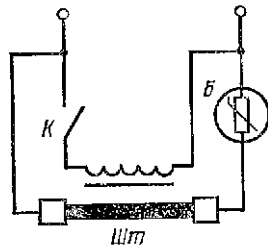


Рис. 3.1. Схема включения штифта Нернста.

Таблица 3.1

Спектральные плотности излучения штифта Нернста ( $T=2000\text{ K}$ )

$\lambda, \text{ мкм}$	$\lambda, \text{ мкм}$	$\lambda, \text{ мкм}$	$\lambda, \text{ мкм}$	$\lambda, \text{ мкм}$	$\lambda, \text{ мкм}$	$\lambda, \text{ мкм}$	$\lambda, \text{ мкм}$	$\lambda, \text{ мкм}$	$\lambda, \text{ мкм}$
$\lambda, \text{ мкм}$	$\frac{r_{\lambda}}{\text{Вт}/(\text{см}^2 \times \text{мкм})}$	$\lambda, \text{ мкм}$	$\frac{r_{\lambda}}{\text{Вт}/(\text{см}^2 \times \text{мкм})}$	$\lambda, \text{ мкм}$	$\frac{r_{\lambda}}{\text{Вт}/(\text{см}^2 \times \text{мкм})}$	$\lambda, \text{ мкм}$	$\frac{r_{\lambda}}{\text{Вт}/(\text{см}^2 \times \text{мкм})}$	$\lambda, \text{ мкм}$	$\frac{r_{\lambda}}{\text{Вт}/(\text{см}^2 \times \text{мкм})}$
1,5	18,2	2,6	9,30	3,7	3,98	4,8	1,86	8,5	0,278
1,6	17,8	2,7	8,60	3,8	3,68	4,9	1,74	9,0	0,228
1,7	17,2	2,8	7,95	3,9	3,42	5,0	1,64	9,5	0,187
1,8	16,3	2,9	7,45	4,0	3,19	5,25	1,51	10,0	0,156
1,9	15,5	3,0	6,79	4,1	2,97	5,50	1,21	10,5	0,126
2,0	14,5	3,1	6,28	4,2	2,77	5,75	1,05	11,0	0,109
2,1	13,6	3,2	5,80	4,3	2,59	6,0	0,910	11,5	0,093
2,2	12,7	3,3	5,37	4,4	2,42	6,5	0,700	12,0	0,079
2,3	11,8	3,4	4,97	4,5	2,26	7,0	0,545	13,0	0,058
2,4	10,9	3,5	4,61	4,6	2,12	7,5	0,430	14,0	0,054
2,5	10,1	3,6	4,29	4,7	1,99	8,0	0,344		

центом излучения  $e_{\tau} = 0,438$ ). В диапазоне 5...14 мкм расчетные данные дают несколько заниженные результаты

Штифт Нернста применяют в спектрофотометрических исследованиях только для относительных измерений в области 2...14 мкм, так как в спектре его излучения наблюдаются мелкомасштабные селективности. Время работы 200...1000 ч.

Глобар представляет собой цилиндрический стержень диаметром 6...8 мм и длиной 50...250 мм, изготовленный из карбида кремния. Концы стержня закреплены в алюминиевых электродах. Глобар в отличие от штифта Нернста не требует предварительного подогрева. Будучи включенным в электрическую цепь напряжением 80...100 В, он разогревается до температуры примерно 750 К. Защитный слой двуокиси тория, нанесенной на поверхность глобара с хлористым торием в качестве связующего вещества, позволяет увеличить температуру глобара до 1400...1500 К. Коэффициент излучения глобара несколько меняется с длиной волны (рис. 3.2) и в среднем равен 0,8 в спектральном диапазоне 2...15 мкм.

Спектральные плотности излучения глобара при температуре 1400 К представлены в табл. 3.2. В настоящее время он является наиболее распространенным высокотемпературным эталоном для применения в инфракрасной спектрофотометрии.

Модели абсолютно черного тела широко используют для абсолютной тарировки инфракрасной аппаратуры различного назначения. Абсолютно черное тело — понятие абстрактное; построить такой идеальный излучатель нельзя. В практике применяют источники с постоянным по спектру коэффициентом излучения, величина которого немного меньше единицы. Такие излучатели называют моделями или имитаторами абсолютно черного тела. В дальнейшем сокращенно будем их называть просто черным телом.

До изобретения черного тела в качестве эталонных излучателей применяли нагретые тела. Английский физик Лесли в своих опытах (1801) использовал излучатель в виде нолого медного куба, нагреваемого до определенной температуры горячей водой (куб Лесли). Аналогичный излуча-

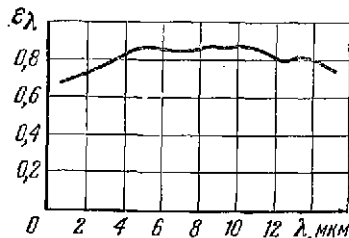


Рис. 3.2. График зависимости коэффициента излучения глобара от длины волны.

Таблица 3.2

Спектральные плотности излучения глобара ( $T=1400\text{ K}$ )

$\lambda$ , МКМ	$r_{\lambda}$ , Вт/(см <sup>2</sup> ×МКМ)	$\lambda$ , МКМ	$r_{\lambda}$ , Вт/(см <sup>2</sup> ×МКМ)	$\lambda$ , МКМ	$r_{\lambda}$ , Вт/(см <sup>2</sup> ×МКМ)	$\lambda$ , МКМ	$r_{\lambda}$ , Вт/(см <sup>2</sup> ×МКМ)	$\lambda$ , МКМ	$r_{\lambda}$ , Вт/(см <sup>2</sup> ×МКМ)
0,7	0,10	2,8	5,71	4,9	1,86	7,0	0,667	10,2	0,195
0,8	0,31	2,9	5,45	5,0	1,76	7,1	0,638	10,4	0,182
0,9	0,71	3,0	5,20	5,1	1,67	7,2	0,611	10,6	0,171
1,0	1,31	3,1	4,95	5,2	1,59	7,3	0,585	10,8	0,160
1,1	2,07	3,2	4,70	5,3	1,51	7,4	0,561	11,0	0,150
1,2	2,91	3,3	4,46	5,4	1,43	7,5	0,537	11,2	0,141
1,3	3,76	3,4	4,23	5,5	1,36	7,6	0,515	11,4	0,133
1,4	4,56	3,5	4,01	5,6	1,29	7,7	0,494	11,6	0,125
1,5	5,27	3,6	3,79	5,7	1,23	7,8	0,474	11,8	0,118
1,6	5,85	3,7	3,59	5,8	1,17	7,9	0,455	12,0	0,111
1,7	6,30	3,8	3,40	5,9	1,11	8,0	0,437	12,2	0,105
1,8	6,64	3,9	3,21	6,0	1,06	8,2	0,404	12,4	0,099
1,9	6,85	4,0	3,04	6,1	1,01	8,4	0,373	12,6	0,094
2,0	6,95	4,1	2,88	6,2	0,963	8,6	0,346	12,8	0,088
2,1	6,96	4,2	2,72	6,3	0,918	8,8	0,320	13,0	0,084
2,2	6,90	4,3	2,57	6,4	0,876	9,0	0,297	13,2	0,079
2,3	6,79	4,4	2,44	6,5	0,836	9,2	0,276	13,4	0,075
2,4	6,62	4,5	2,31	6,6	0,799	9,4	0,257	13,6	0,071
2,5	6,42	4,6	2,18	6,7	0,763	9,6	0,240	13,8	0,068
2,6	6,20	4,7	2,07	6,8	0,729	9,8	0,223	14,0	0,064
2,7	5,96	4,8	1,96	6,9	0,697	10,0	0,209		

тель, выполненный в виде полого цилиндрического сосуда с горячей водой, был употреблен Лесли при исследовании применимости закона Ламберта к тепловому излучению.

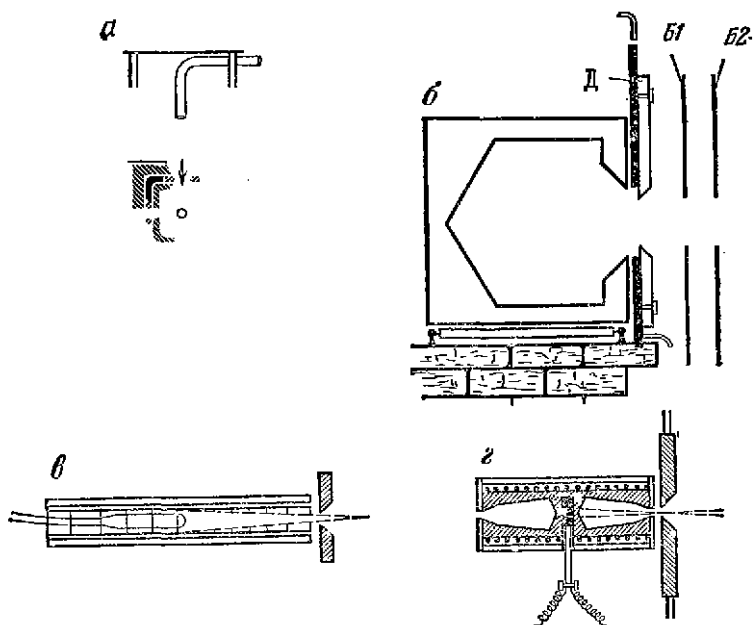
Румфорд в качестве излучателей применял металлические цилиндры, наружная поверхность которых была покрыта сажей, а вовнутрь наливалась горячая вода (1804).

В опытах Меллонн (1833—1840) использовались различные типы излучателей: платиновая проволока, накаливаемая пламенем спиртовой лампы, металлический сосуд с кипящей водой и зачерненная медная пластина, нагреваемая пламенем спиртовой лампы до температуры примерно 400° С.

В 1860 г. Кирхгоф сформулировал условия, которыми следует руководствоваться при конструировании черного тела. Он установил, что излучение внутри замкнутой изотермической полости равномерно излучению абсолютно черного тела, поэтому, если в стенке полости вырезать небольшое отверстие, то выходящее через него излучение будет очень близко к излучению абсолютно черного тела. Кирхгоф показал, что на характер излучения практически не влияют геометрическая форма полости и материал ее стенок. Важно лишь, чтобы полость находилась при постоянной температуре и площадь отверстия была намного меньше площади внутренней поверхности полости.

Первые изготовили черное тело и использовали его для исследования характеристик излучения Луммер и Вин в 1895 г. Затем Луммер и Курлбаум в 1898 г. дали краткое, а в 1901 г. подробное описание «электрически накаляемого абсолютно черного тела». Кроме того, в 1897 г. Луммер и Прингсгейм описали одну из форм, которую они придали черному телу (рис. 3.3, а). Тело представляло собой металлический сосуд с двойными стенками, заполненный кипящей водой, расплавленной селитрой и другими веществами, смотря по температуре, при которой исследовалось излучение.

Рис. 3.3. Модели абсолютно черного тела Луммера и Прингсгейма (а), Герлаха (б), Рубенса и Михеля (в, г).



Более совершенным оказалось черное тело, выполненное в виде двухстенного цилиндра из огнеупорного материала. В промежутке между стенками была расположена обмотка из платиновой проволоки, нагреваемая электрическим током. Температура излучателя измерялась термопарой; у одного из оснований цилиндра находилась выходная диафрагма. Внутри цилиндра имелся ряд поперечных бленд, установленных так, что до отверстия диафрагмы доходили лучи только от средней наиболее равномерно нагретой части цилиндра.

Используя модели абсолютно черного тела, Луммер и Прингсгейм провели много опытов, которые по точности и важности полученных результатов оказались непревзойденными. В 1897 г. они подтвердили закон Стефана—Больцмана; в 1899 г. показали практическую применимость закона смещения Вина и определили значение константы в этом законе. Наконец, они исследовали зависимость спектральной плотности излучения от длины волны при различных температурах (620...1653 К) и показали, что формула Вина для определения спектральной плотности, которая в течение нескольких лет считалась общепризнанной, не подтверждается экспериментальными данными.

Черное тело, разработанное Герлахом для экспериментальной проверки справедливости закона Стефана—Больцмана (1912), представляло собой резервуар, нагреваемый паровиком до температуры 100° С (рис. 3.3, б). В конструкцию тела входили также промежуточные бленды Б1 и Б2 и диафрагма Д, охлаждаемая проточной водой.

В опытах Рубенса и Михеля, предпринятых ими с целью проверки закона Планка (1921), применялось два типа черного тела: цилиндрическая полость, зачерненная внутри сажей (рис. 3.3, в), и полость медного сосуда зачерненная окисью меди и нагреваемая электрическим током до температуры 500° С (рис. 3.3, г). Температура излучателей контролировалась при помощи термомоментов.

В практических конструкциях имитаторов абсолютно черного тела встречаются разнообразные по геометрии полости (рис. 3.4). Основные трудности при их проектировании заключаются в установлении связи между относительным размером отверстия и точностью приближения выходящего излучения к излучению абсолютно черного тела. Эта связь определяется эффективным коэффициентом излучения  $\epsilon'$ , введенным А. Гуффе в 1945 г. [36] и представляющим собой отношение энергии излучения, исходящей из отверстия модели черного тела, к энергии излучения абсолютно черного тела. Хотя позднее справедливость предложенных Гуффе аппроксимаций подвергалась некоторому сомнению, его работа остается до настоящего времени наиболее фундаментальной по данному вопросу.

Эффективный коэффициент излучения полости

$$\epsilon' = \frac{\epsilon \left[ 1 + (1 - \epsilon) \left( \frac{\sigma}{S} - \frac{\sigma}{S_0} \right) \right]}{\epsilon \left( 1 - \frac{\sigma}{S} \right) + \frac{\sigma}{S}}, \quad (3.1)$$

где  $\epsilon$  — коэффициент излучения стенок полости;  $\sigma$  — площадь отверстия в полости, через которое выходит излучение;  $S$  — полная площадь поверхности полости, включая площадь отверстия;  $S_0$  — площадь поверхности сферы, диаметр которой равен глубине полости (расстояние между плоскостью отверстия и самой дальней точкой полости).

Для определения эффективного коэффициента излучения  $\epsilon'$  конической, цилиндрической и сферической полостей по методу Гуффе составлена номограмма (рис. 3.5), правила пользования которой заключаются в следующем:

1) взяв на графике 1 отношение  $L/r$  (или угол при вершине конуса), проводим вертикальную линию до пересечения с кривой, соответствующей выбранной конфигурации полости;

2) из точки пересечения проводим горизонтальную линию до пересечения с кривой, соответствующей заданному значению коэффициента  $\epsilon$  излучения стенок;

3) по графику 2 находим величину  $\epsilon_0$  (например, для конусообразной полости с  $L/r = 6$  и  $\epsilon = 0,9$   $\epsilon_0 = 0,983$ );

4) для сферической полости  $\epsilon' = \epsilon_0$ ; для полости несферической формы повторяем п. 1, но идем не вправо, а влево до пересечения с кривой, соответствующей выбранной конфигурации полости;

5) идем вниз до пересечения с кривой, соответствующей заданному значению коэффициента  $\epsilon$  излучения стенок;

6) по графику 3 находим величину коэффициента  $\psi$  (для рассмотренного выше примера  $L/r = 6$ ,  $\epsilon = 0,9$ ,  $\psi = 1,012$ );

7) вычисляем  $\epsilon' = \psi \epsilon_0$  (в нашем случае  $\epsilon' = 1,012 \cdot 0,983 = 0,995$ ).

Эффективный коэффициент излучения полости  $\epsilon'$  всегда больше коэффициента излучения поверхности стенок  $\epsilon$ . Особенно заметно увеличение  $\epsilon'$  при малых значениях  $\epsilon$ . Влияние полости объясняет возрастание коэффициента излучения шероховатых поверхностей по сравнению с полированными.

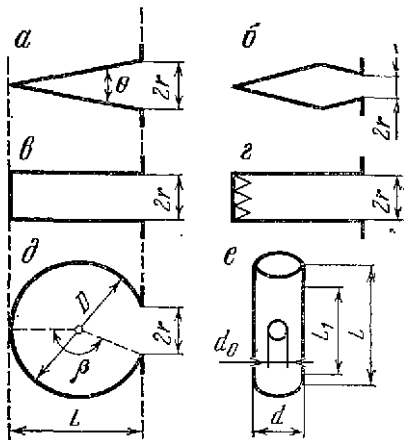


Рис. 3.4. Формы полостей черного тела: а — коническая; б — клиновидная; в — цилиндрическая; г — цилиндрическая с гофрированным дном; д — сферическая; е — цилиндрическая с излучением через круглое отверстие в боковой поверхности.

Таблица 3.3

Эффективный коэффициент излучения  $\epsilon'$  сферической полости

$\frac{2r}{D}$	Коэффициент излучения в поверхности стенки					
	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95
0,1	0,998	0,999	$> 0,999$	$> 0,999$	$> 0,999$	$> 0,999$
0,2	0,990	0,995	0,996	0,998	0,999	$> 0,999$
0,3	0,975	0,985	0,990	0,995	0,998	$> 0,999$
0,4	0,966	0,974	0,980	0,990	0,996	0,999
0,5	0,936	0,955	0,973	0,985	0,993	0,997
0,6	0,910	0,936	0,960	0,976	0,990	0,995
0,7	0,874	0,912	0,941	0,966	0,986	0,992
0,8	0,834	0,822	0,920	0,952	0,979	0,990
0,9	0,778	0,840	0,890	0,935	0,970	0,986
1,0	0,667	0,750	0,825	0,890	0,950	0,976

Для сферической полости разность  $\sigma/S - \sigma/S_0$  близка к нулю и формула (3.1) получает более простой вид:

$$\epsilon' = \frac{\epsilon}{\epsilon \left(1 - \frac{\sigma}{S}\right) + \frac{\sigma}{S}} \quad (3.1a)$$

В табл. 3.3 представлены результаты расчета эффективного коэффициента излучения сферической полости при  $2r/D = 0,1 \dots 1$  и  $\epsilon = 0,5 \dots 0,95$  [4]. Эта таблица показывает, что сферическая полость является хорошим имитатором абсолютно черного тела. Так, например, при  $2r/D = 0,2$  и  $\epsilon = 0,5$ ; 0,7 и 0,9 эффективный коэффициент излучения равен соответственно 0,990; 0,996 и 0,999.

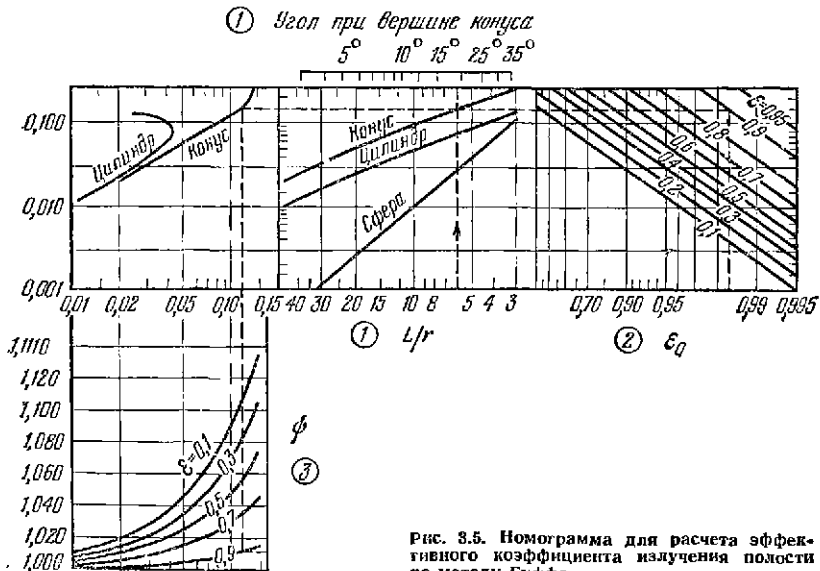


Рис. 3.5. Номограмма для расчета эффективного коэффициента излучения полости по методу Гуффе.



Сферическая полость недостаточно удобна для создания излучателя простой конструкции и часто на практике заменяется цилиндрической полостью конечной длины. Эффективный коэффициент излучения такой полости достигает 0,99 при коэффициенте излучения стенок 0,5...0,9 (табл. 3.4 и 3.5). Излучение полости всегда больше, чем плоской поверхности при той же температуре. Эффект полости возрастает с увеличением ее длины, но даже для неглубокой полости ( $L/2r = 2...3$ ) при  $\epsilon \geq 0,75$  эффективный коэффициент излучения  $\epsilon' > 0,93$ . Наибольшая доля излучения цилиндрической полости приходится на ее дно, поэтому в эталонных цилиндрических излучателях следует жестко фиксировать температуру дна и добиваться его однородности. Точность поддержания температуры стенок играет меньшую роль.

Таблица 3.4

Эффективный коэффициент излучения  $\epsilon'$  цилиндрической полости

$\frac{L}{2r}$	Коэффициент излучения в поверхности стенки		
	0,5	0,75	0,90
0,25	0,657	0,849	0,943
0,50	0,742	0,895	0,962
1,0	0,808	0,923	0,972
2,0	0,833	0,931	0,975
3,0	0,836	0,932	0,975
4,0	0,837	0,932	0,975

Эффект полости возрастает с увеличением ее длины, но даже для неглубокой полости ( $L/2r = 2...3$ ) при  $\epsilon \geq 0,75$  эффективный коэффициент излучения  $\epsilon' > 0,93$ . Наибольшая доля излучения цилиндрической полости приходится на ее дно, поэтому в эталонных цилиндрических излучателях следует жестко фиксировать температуру дна и добиваться его однородности. Точность поддержания температуры стенок играет меньшую роль.

Таблица 3.5

Эффективный коэффициент излучения  $\epsilon'$  цилиндрической полости

$\epsilon$	$L/r$											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	12	
0,1	0,234	0,424	0,620	0,748	0,839	0,894	0,929	0,950	0,964	0,974	0,984	
0,2	0,392	0,607	0,764	0,858	0,912	0,943	0,961	0,972	0,980	0,985	0,990	
0,3	0,515	0,737	0,852	0,911	0,943	0,962	0,974	0,981	0,986	0,989	0,993	
0,4	0,613	0,790	0,885	0,933	0,958	0,973	0,981	0,986	0,990	0,991	0,994	
0,5	0,696	0,846	0,917	0,952	0,970	0,980	0,986	0,990	0,992	0,994	0,996	
0,6	0,769	0,889	0,941	0,965	0,978	0,985	0,990	0,992	0,994	0,995	0,997	
0,7	0,834	0,924	0,961	0,977	0,986	0,990	0,993	0,995	0,996	0,997	0,998	
0,8	0,893	0,953	0,976	0,986	0,991	0,994	0,996	0,997	0,997	0,998	—	
0,9	0,948	0,979	0,989	0,994	0,996	0,997	0,998	0,998	0,999	0,999	—	

Эффектом «почернения» цилиндрической полости объясняют повышение излучательной способности пористых материалов. Мелкие отверстия на пористой поверхности можно рассматривать как цилиндрические полости, повышающие коэффициент излучения пористой поверхности. Так, например, коэффициент излучения пористой бронзы после окисления при температуре  $t > 170^\circ \text{C}$  достигает 0,57...0,63, в то время как шлифованная бронза имеет коэффициент излучения порядка 0,04.

Данные табл. 3.4 аппроксимируются аналитическим выражением

$$\frac{L}{2r} = \sqrt{\epsilon' - \epsilon} \exp [-(a + b\epsilon) \ln \epsilon - (d \ln \epsilon + 0,5) \ln (1 - \epsilon')], \quad (3.2)$$

где  $a = 0,482$ ;  $b = 0,218$ ;  $d = 0,0737$ .

Для диафрагмированной цилиндрической полости эффективный коэффициент излучения рассчитывают по формуле первого приближения:

$$\epsilon' = 1 - \frac{\rho r_d^2}{(L/r)^2}, \quad (3.3a)$$

Значения коэффициента  $Q$  в формуле (3.36)

$L/r$	$Q$	$L/r$	$Q$	$L/r$	$Q$	$L/r$	$Q$
4	0,0488	8	0,0063	12	0,0017	16	0,0007
5	0,0267	9	0,0043	13	0,0013	17	0,0005
6	0,0155	10	0,0031	14	0,0010	18	0,0005
7	0,0096	11	0,0022	15	0,0008	19	0,0004
						20	0,0003

Таблица 3.7

Эффективный коэффициент излучения  $\epsilon'$  цилиндрической полости, излучающей через круглое отверстие в боковой поверхности

$\frac{d_0}{d}$	Коэффициент излучения $\epsilon$ поверхности стенки							
	0,1	0,3	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95
0,1	0,998	0,998	0,999	0,999	>0,999	>0,999	>0,999	>0,999
0,2	0,991	0,993	0,995	0,996	0,997	>0,998	0,999	>0,999
0,3	0,980	0,984	0,984	0,991	0,993	0,995	0,998	0,999
0,4	0,964	0,972	0,980	0,984	0,988	0,992	0,996	0,998
0,5	0,944	0,956	0,969	0,975	0,981	0,987	0,994	0,997
0,6	0,919	0,937	0,955	0,964	0,972	0,982	0,991	0,996
0,7	0,890	0,914	0,930	0,951	0,963	0,975	0,988	0,994
0,8	0,856	0,888	0,920	0,936	0,952	0,968	0,984	0,992
0,9	0,818	0,858	0,899	0,919	0,939	0,959	0,980	0,990
1,0	0,775	0,825	0,875	0,900	0,925	0,950	0,975	0,987

или второго приближения:

$$\epsilon' = 1 - \frac{\rho r_d^2}{(L/r)^2} - \rho^2 r_d^2 Q, \quad (3.36)$$

где  $r_d$  — радиус диафрагмы;  $\rho$  — коэффициент отражения материала стенки полости;  $Q$  — коэффициент, взятый из табл. 3.6 [4].

В табл. 3.7 и 3.8 приведены значения эффективного коэффициента излучения цилиндрической полости, излучающей через круглое и прямоугольное отверстие в боковой поверхности [29]. Такие модели абсолютно черного тела используют для градуировки пирометров и для специальных исследований. Трубки изготавливают из металла или из керамики и нагревают электрическим током. Излучение малого отверстия в ее цилиндрической части весьма близко к излучению абсолютно черного тела. При работе со спектральными приборами удобнее иметь отверстие в виде длинного узкого прямоугольника, подобного щели спектральных приборов. В табл. 3.8  $L_1$  обозначена длина равномерно нагретой части трубки с открытыми концами (обычно  $L_1 > 0,5L$ ).

Цилиндрическая полость является наиболее удобной с точки зрения конструктивного оформления черного тела. Стремление иметь большее отверстие излучения при сравнительно малой длине полости привело к конструкции конического и гофрированного дна. Коническое дно увеличивает размеры излучателя и неудобно для обеспечения одинаковой температуры

Таблица 3.8

Эффективный коэффициент излучения  $\epsilon'$  цилиндрической полости, излучающей через прямоугольную щель в боковой поверхности

$\frac{d}{d_0}$	Коэффициент излучения в поверхности стенки											
	0,5				0,75				0,90			
	Отношение длины $L_1$ к диаметру цилиндрической полости $d$											
	2	5	10	20	2	5	10	20	2	5	10	20
1	0,670	0,741	0,749	0,750	0,835	0,871	0,874	0,875	0,934	0,948	0,950	0,950
2	0,756	0,862	0,873	0,875	0,878	0,931	0,937	0,937	0,951	0,972	0,975	0,975
5	0,807	0,934	0,948	0,950	0,903	0,967	0,974	0,975	0,961	0,987	0,990	0,990
10	0,824	0,958	0,973	0,975	0,912	0,979	0,986	0,987	0,965	0,992	0,994	0,995
15	0,829	0,966	0,981	0,983	0,915	0,983	0,990	0,992	0,966	0,993	0,996	0,997
20	0,832	0,970	0,985	0,987	0,916	0,985	0,993	0,994	0,966	0,994	0,997	0,997

Таблица 3.9

Эффективный коэффициент излучения  $\epsilon'$  цилиндрической полости с гофрированным дном

$\frac{L}{2r}$	Коэффициент излучения в поверхности стенки											
	0,5				0,75				0,90			
	Угол гофрирования											
	20°	30°	40°	90°	20°	30°	40°	90°	20°	30°	40°	90°
1	0,906	0,854	0,802	0,625	0,955	0,933	0,911	0,854	0,983	0,974	0,967	0,947
2	0,987	0,980	0,973	0,950	0,994	0,991	0,988	0,980	0,998	0,997	0,996	0,992
3	0,995	0,992	0,989	0,979	0,997	0,996	0,995	0,992	0,999	0,998	0,998	0,997
4	0,997	0,995	0,994	0,988	0,999	0,998	0,997	0,995	0,999	0,999	0,999	0,998

стенки. Лучшие результаты дает гофрированное дно, для которого в табл. 3.9 приведены значения эффективного коэффициента излучения в зависимости от угла гофрирования (половина угла, образованного стенками гофра).

Для приближенной оценки моделей абсолютно черного тела могут быть использованы следующие формулы, встречающиеся в литературе:

а) для цилиндрической полости

$$\epsilon' \approx \frac{\epsilon}{1 - (1 - \epsilon) \left( 1 + \frac{L}{2r} - \sqrt{\frac{L^2}{4r^2} + 1} \right)} \quad (3.4)$$

б) для цилиндрической полости с гофрированным дном

$$\epsilon' \approx 1 - \frac{1 - \epsilon^2}{4\epsilon} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{4r^2}{L^2}} \right) \sin \varphi, \quad (3.5)$$

где  $\varphi$  — угол гофрирования;

в) для конической или клиновидной полости с полированными стенками

$$\epsilon' \approx 1 - \rho^{n+1}, \quad (3.6)$$

где  $\rho$  — коэффициент отражения поверхности стенки;  $n$  — число отражений луча внутри полости, определяемое углом  $\theta$  при вершине. Чем меньше угол  $\theta$ , тем больше число отражений луча перед выходом из полости (при  $\theta = 10^\circ$ ,  $n = 18$ );

г) для конической или клиновидной полости с неполированными стенками, обладающими диффузным излучением,

$$\epsilon' \approx 1 - \rho \sin^2 \frac{\theta}{2} = (1 - \rho) \frac{r^2}{r^2 + L^2}; \quad (3.7)$$

д) для кругового незамкнутого цилиндра

$$\epsilon' \approx 1 - \frac{2\rho}{\sqrt{\epsilon} \beta} \frac{0,5 \cdot \text{tg} \sqrt{\epsilon} \beta}{1 + \sqrt{\epsilon} \text{tg} \frac{\beta}{2} \text{tg} \frac{1}{2} \sqrt{\epsilon} \beta}; \quad (3.8)$$

где  $\beta$  — угол между осью излучающей полости и направлением из центра полости на открытый край;

е) для цилиндрической полости, излучающей через круглое отверстие в боковой поверхности,

$$\epsilon' \approx 1 - \rho \frac{d_0^2}{4d^2}. \quad (3.9)$$

Большинство моделей абсолютно черного тела, предназначенных для калибровки инфракрасной аппаратуры, имеет вид полости с круглым отверстием, диаметр которого может быть постоянным или изменяться диафрагмой в пределах 0,3...10 мм. Кусок металла, в котором сделана полость, называется сердечником. Материал сердечника должен быть стойким к поверхностному окислению, иметь высокую теплопроводность и большой коэффициент излучения. Этим требованиям удовлетворяет нержавеющая сталь. При нагреве нержавеющей стали до  $300^\circ\text{C}$  ее поверхность темнеет и коэффициент излучения возрастает до 0,5. Обработка поверхности хромистой и сернистой кислотами повышает коэффициент излучения до 0,6. Нагрев поверхности до  $800^\circ\text{C}$  приводит к образованию стабильной оксидной пленки, имеющей коэф-

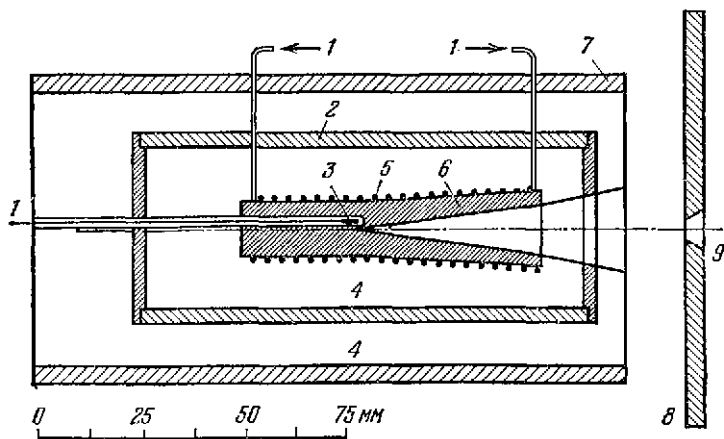


Рис. 3.6. Типовая конструкция имитатора абсолютно черного тела: 1 — к регулятору температуры; 2 — латунный экран; 3 — платиновый термометр; 4 — полость, заполненная асбестом; 5 — электронагревательная обмотка; 6 — сердечник; 7 — корпус; 8 — диафрагма; 9 — рабочее отверстие.

Таблица 3.10

Основные параметры некоторых моделей абсолютно черного тела иностранного производства

Фирма, тип	Температура, °С		Поле зрения, угл. градусы	Апертурная диафрагма, мм	Коэффициент излучения	Время (мин) достижения температуры (°С)	Потребляемая мощность, Вт
	диапазон	точность					
Barnes Engineering Co:							
11—101	0...230	±1	20	16,9	0,99±1%	30/230	100
11—110	200...600	±3	20	12,7	0,99±1%	120/600	100
11—131	200...1000	±5	20	10,2	0,99±1%	60/1000	800
Perkin-Elmer PE521-4	50...600	±1	20	12,7	—	20/600	160
ITT	200...600	±2	—	8,4	—	—	250
Infrared Industries:							
IRI 403	50...710	±1	14	5,00	0,99±0,01%	30	250
IRI 404	50...1000	±1	14	5,00	0,99±0,01%	45	525
IRI 405	50...710	±1	30	15,3	0,99±0,01%	60	525
IRI 406	200...600	±1	30	16,3	0,99±0,01%	60	525
IRI 408	200...600	±1	90	2,54	0,99±0,01%	5	60
IRI 417	50...1000	±1	18	50,8	0,99±0,01%	90	1100
IRI 420	200...1200	±1	14	5,08	0,99±0,01%	45	380
Radiation Electronics Company	60...250	±2	—	54,0	0,99±0,01%	30/520	225
Electr. Communications Eppley Laboratories	0...1000	±1	—	28,6	0,995	70/1000	700
Williamson Development Co.	600...1100	±1	—	19,1	0,97	120/1000	1500
	0...65	±1	—	19,1	—	60/65	<10

коэффициент излучения 0,85 [36]. Если рабочая температура черного тела не превышает 100°С, стенки полости могут быть покрашены матовой черной эмалью, что обеспечивает коэффициент излучения 0,93.

Сердечник нагревают нихромовой проволокой, равномерно намотанной вокруг него. Измерение температуры сердечника производят платиновыми термометрами сопротивления; для точного поддержания заданного значения температуры используют соответствующую электронную автоматику.

На рис. 3.6 представлена типовая конструкция черного тела. Сердечник из нержавеющей стали длиной 100 мм имеет коническую полость с  $L/r = 8$ , что соответствует углу при вершине конуса 15°. Обмотка нагрева из нихрома изолирована от сердечника тонким слоем асбеста. При температуре полости около 800 К мощность, потребляемая электронагревателем, не превышает 125 Вт. Эффективный коэффициент излучения  $\epsilon' = 0,995$ . Тело снабжается набором легко сменяемых диафрагм, диаметр отверстий которых тщательно измеряется окулярным микроскопом. Обычно диафрагмы с диаметром отверстия < 0,3 мм не применяют. При расчете энергетической освещенности расстояние между черным телом и калибруемым прибором измеряют от плос-

кости диафрагмы. Излучение черного тела точно следует закону Ламберта в пределах углов, не превышающих  $15^\circ$  от оси.

Конструктивные параметры некоторых моделей абсолютно черного тела иностранного производства приведены в табл. 3.10.

### 3.3. ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ТЕХНИЧЕСКИХ ЦЕЛЕЙ

Дадим краткую характеристику источников излучения, применяемых для различных технических целей (нагрев, сигнализация, подсвет объектов при наблюдении и фотографировании и т. п.).

**Вольфрамовые лампы накаливания** используют только в качестве источников коротковолнового инфракрасного излучения, так как стекло колбы не пропускает излучения с длинами волн более  $3,5...4$  мкм.

Температура тела накала достигает  $3000$  К. Средний коэффициент излучения вольфрамовой нити при температуре  $3000$  К в диапазоне  $2...3$  мкм составляет  $0,32...0,35$ . Максимум мощности излучения вольфрамовых ламп лежит в области  $1$  мкм (рис. 3.7).

Для лабораторных целей изготавливают специальные лампы, в которых телами накала служат обычные и конусообразные вольфрамовые спирали, вольфрамовые пластины, U-образные уголки из вольфрамовой ленты и т. п. Такие лампы имеют в колбе окно, прозрачное для инфракрасного излучения и выполненное из слюды или кварца. Тело накала помещают в фокус эллиптического зеркала, так что все излучение направляется в окно.

Лампы накаливания для прожекторов имеют марку ПЖ и выпускаются мощностью  $250...10\,000$  Вт. Они отличаются от обычных осветительных ламп телом накала и формой колбы (рис. 3.8, а). Лампы имеют резьбовые или штифтовые цоколи. Для ламп мощностью  $5000$  и  $10\,000$  Вт применяют специальные цоколи с гибкими выводами (рис. 3.8, б).

Для увеличения срока службы ламп накаливания в их колбу вводят дозированное количество йода. Промышленность изготавливает лампы накаливания с йодным наполнением типа КИ мощностью  $50...20\,000$  Вт. Колбы этих ламп выполнены из кварцевого стекла, имеют форму трубки диаметром  $10...12$  мм и наполняются инертным газом (аргоном, ксеноном или криптоном) под давлением  $5...10$  мПа. Нить располагают по оси баллона.

Лампы накаливания с йодным наполнением по сравнению с обычными лампами накаливания имеют в два с лишним раза больший срок службы и на  $15...20\%$  большую светоотдачу. К концу срока службы снижение светового потока составляет не более  $5\%$  против  $15...20\%$  у обычных ламп.

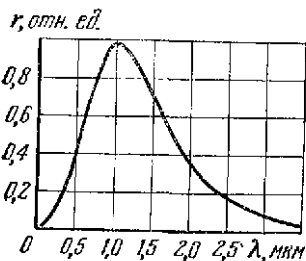


Рис. 3.7

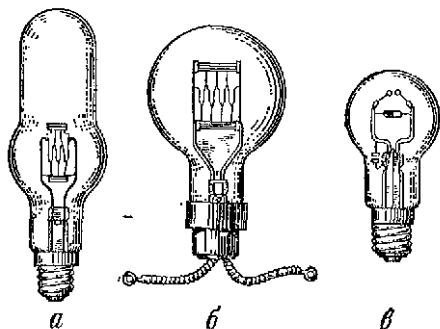


Рис. 3.8

Рис. 3.7. График спектральной плотности излучения вольфрамовой лампы накаливания.

Рис. 3.8. Прожекторные лампы накаливания: а — с резьбовым цоколем; б — с гибкими выводами; в — дуговая с шаровыми электродами.

В тех случаях, когда требуется источник излучения большой яркости с малой площадью светящейся поверхности, применяют дуговые лампы. Они имеют электроды шаровой формы диаметром 1...4 мм, между которыми происходит дуговой разряд. Температура электродов достигает 4000 К. Колба лампы заполнена азотом, неоном или парами ртути. Дуговой разряд производится путем ионизации за счет тлеющего разряда между вспомогательными электродами, включенными параллельно основным электродам (рис. 3.8, в).

Лампы накаливания для сушки инфракрасными лучами чаще всего выпускаются с внутренним или внешним рефлектором и имеют мощность 125...500 Вт. Телом накала служат вольфрамовая нить («светлые» излучатели), металлическая или керамическая трубка с внутренним подогревом («темные» излучатели) либо разогретый кварцевый стержень.

Лампы накаливания с вольфрамовыми нитями излучают 50% мощности в диапазоне длин волн 0,75...1,4 мкм и 33% в диапазоне длин волн, больших 1,4 мкм. Наша промышленность выпускает лампы ЗС-1, ЗС-2 и ЗС-3 мощностью 250 и 500 Вт. Колба лампы параболоидной формы (рис. 3.9) алюминирована внутри, так что лучистый поток отражается в нужном направлении. Покрытие вольфрамовых нитей карбидом тантала понижает мощность излучения в видимой области и повышает мощность излучения в инфракрасной области.

«Темные» излучатели выпускают в двух вариантах. Первый тип излучателя представляет металлическую трубу из жаропрочной хромоникелевой стали ( $\epsilon = 0,95$ ), заполненной керамикой. Внутри керамики размещен электронагреватель, при помощи которого излучающую поверхность трубы нагревают до температуры 700...1000 К.

В излучателях второго типа рабочим телом является керамическая газурованная трубка, внутри которой расположен электронагреватель. Температура нагрева трубки 700...950 К, потребляемая мощность 500 Вт.

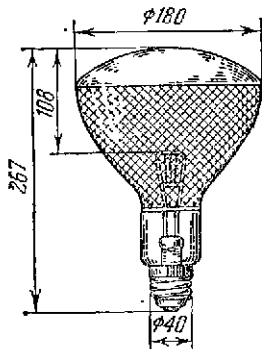
Кварцевые трубчатые лампы изготовляют также двух типов: разборные и газополные. Разборная лампа состоит из кварцевого стержня, на который намотана спираль их хромоникелевой проволоки. Стержень со спиралью помещают в кварцевую трубку, которая при пропускании электрического тока через спираль нагревается до температуры 1400 К. Максимум излучения кварцевой трубки лежит в области 2...3 мкм. При перегорании спирали ее легко заменить новой.

В газополных трубчатых лампах телом накала служит вольфрамовая спираль, центрированная стержнем из окиси титана. Спираль со стержнем помещены в трубку из термостойкого кварцевого стекла, заполненную нейтральным газом. Отечественная кварцевая лампа НИК-220-1000 ТР имеет диаметр трубки 10 мм и длину 370 мм при длине тела накала 295 мм. Температура поверхности трубки около 700 К. Лампа заполнена аргоном. Трубчатая форма ламп обеспечивает получение однородного теплового поля, в котором можно нагревать вещества с плохой теплопроводностью.

Лампы с газовым разрядом представляют собой стеклянный или кварцевый баллон с впаянными металлическими электродами, наполненный разряженным газом или парами металла. Максимум мощности излучения таких ламп лежит в ближней инфракрасной области спектра. Наибольшее значение для инфракрасной техники имеют цезиевые, циркониевые, гелиевые и ртутно-дуговые лампы.

Цезиевая лампа является селективным источником излучения в ближней инфракрасной области. Она разработана на мощности 50, 100 и 500 Вт. Лампа мощностью 100 Вт представляет собой трубку диаметром 35 мм и длиной

Рис. 3.9. Лампа накаливания типа ЗС для сушки лучистым нагревом.



125 мм, заполненную парами цезия и аргоном и заключенную в баллон диаметром 50 мм (рис. 3.10, а). Разряд происходит между двумя спиральными вольфрамовыми электродами, находящимися на расстоянии 75 мм. Электроды накаливают электрическим током (6А 2,5В) в течение одной минуты, после чего между ними возникает разряд.

Спектр излучения цезиевой лампы (рис. 3.10, б) имеет два резких максимума в области 0,85 и 0,89 мкм. Ценным свойством лампы является возможность работать в режиме модуляции излучения, что позволяет использовать ее в инфракрасной аппаратуре связи. Глубина модуляции излучения в большей части звукового диапазона частот равна 90%, а при частоте 10 кГц составляет 60...70 %.

Циркониевая лампа основана на использовании дугового разряда в смеси паров циркония и аргона. Катод лампы состоит из вольфрамовой трубки, в которую запрессован порошок двуокиси циркония (рис. 3.10, в). Анод кольцеобразной формы изготовлен из вольфрама. Стекланная колба, в которой расположены анод и катод, наполнена аргоном.

При дуговом разряде на торце катода возникает светящееся пятно, которое является источником излучения. Во время работы лампы внутри колбы образуется облако паров циркония и ионизированного аргона.

Спектральная характеристика излучения лампы представлена на рис. 3.10, г. Максимум спектральной плотности излучения лежит в районе 1 мкм. На непрерывный спектр накладывается серия интенсивных линий излучения паров циркония и аргона.

Промышленность выпускает циркониевые лампы ДАЦ-50 и ДАЦ-500 (дуговые аргоно-циркониевые мощностью 50 и 500 Вт). Они имеют большую яркость при малых размерах светящегося тела и поэтому могут применяться совместно с оптическими системами.

Гелиевая лампа состоит из анода и катода, расположенных в баллоне из молибденового стекла (рис. 3.10, д). Катод выполнен из оксидированного тантала и имеет форму цилиндра, внутри которого расположена вольфрамовая спираль для разогрева оксидного слоя катода. Баллон наполнен гелием под давлением 6...16 мПа. Напряжение, необходимое для возникновения разряда, составляет 40...90 В при токе 2...12 А.

Спектр излучения гелиевой лампы (рис. 3.10, е) имеет сплошную область в диапазоне 0,8...2,95 мкм, соответствующую излучению накаливаемого катода. Максимум спектральной плотности излучения соответствует длине волны 1,8 мкм. Сильная резонансная линия излучения гелия приходится на длину волны 1,08 мкм.

Ртутные лампы находят широкое применение в спектроскопии и в инфракрасной технике. Их делят на лампы низкого, высокого и сверхвысокого давления. Лампы первых двух типов используют как источники излучения в ультрафиолетовой и видимой областях спектра. Ртутно-кварцевые лампы сверхвысокого давления применяют как источники коротковолнового инфракрасного излучения. Они состоят из баллона шаровой формы, выполненного из толстостенного кварцевого стекла, в который впаяны три электрода; два из них являются основными, они выполнены из вольфрама и расположены на одной оси на расстоянии 4...7 мм друг от друга (рис. 3.10, ж). Третий электрод служит для иницирования разряда между основными электродами. На него подается импульс высокого напряжения высокой частоты, обеспечивающий начальную ионизацию разрядного промежутка. Давление паров ртути в баллоне при работе лампы достигает 0,03... 0,05 Па. Температура колбы около 1100 К.

Промышленность выпускает ртутно-кварцевые лампы сверхвысокого давления ДРШ-100, ДРШ-250, ДРШ-500 и ДРШ-1000 (дуговые ртутные шаровые, мощностью 100, 250, 500 и 1000 Вт).

Спектр излучения ламп ДРШ имеет пикообразный характер (рис. 3.10, з); на вид спектральной характеристики излучения влияют материал электродов и состав газов. Излучение ламп ДРШ легко модулируется с частотой до 10 000 Гц.



Рис. 3.10. Лампы с газовым разрядом и графики спектральной плотности излучения; а, б — цезиевая мощностью 100 Вт; в, г — циркониевая; д, е — гелиевая; ж, з — ртутная сверхвысокого давления.

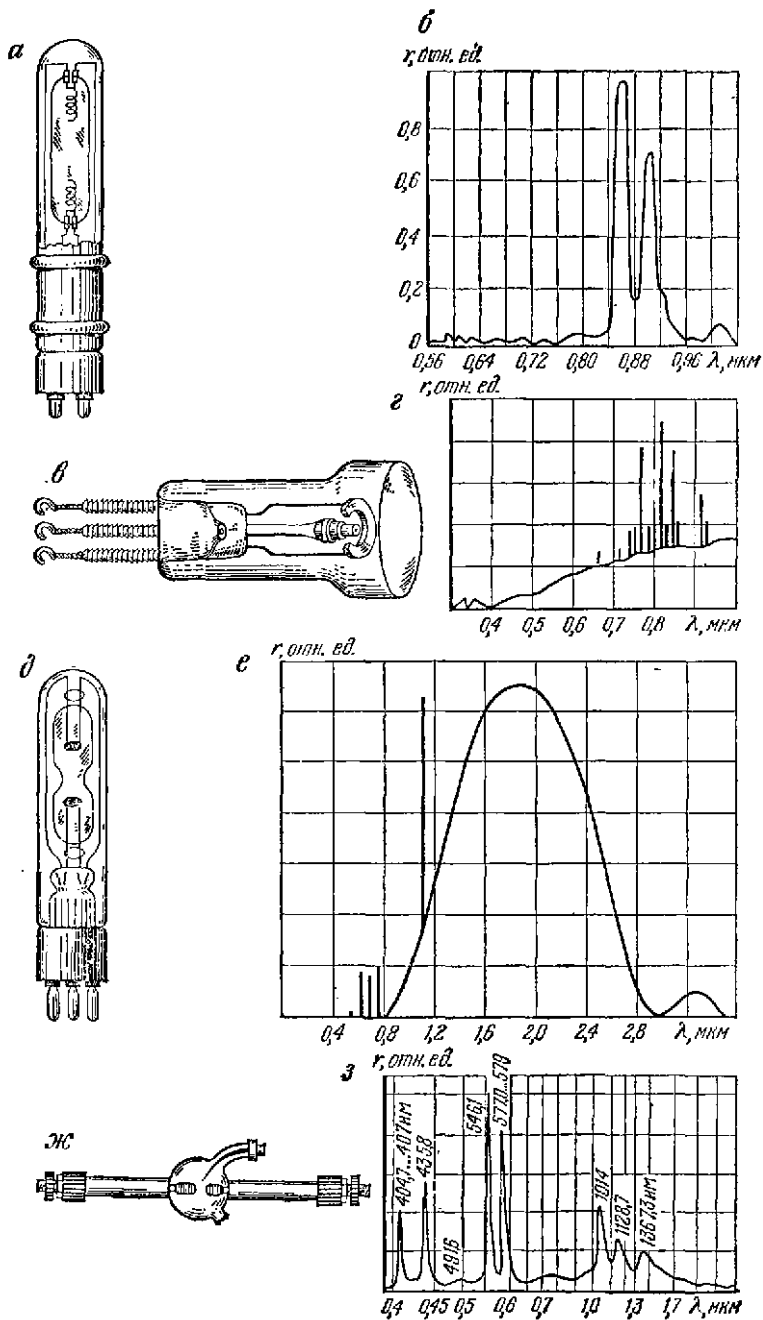


Таблица 3.11

Основные параметры электрических ламп типа КИ, ДРЛ, ДРШ и ПЖ

Тип лампы	Мощность, Вт	Напряжение, В	Световая отдача, лм/Вт	Диаметр, мм	Длина, мм
КИ-220-500	500	220	21	11	120
КИ-220-1000	1000	220	22	11	180
КИ-220-1500	1500	220	22	11	250
КИ-220-2500	2500	220	22	11	370
КИ-220-5000	5000	220	24	21	500
КИ-220-10 000	10 000	220	24	26	670
КИ-220-20 000	20 000	220	24	35	880
ДРЛ-250 М	250	140	42	125	320
ДРЛ-500 М	500	140	42	145	360
ДРЛ-750 М	750	140	45	170	330
ДРЛ-1000 М	1000	140	46	200	440
ДРШ-100	100				
ДРШ-250	250	68...88	45	25,5	—
ДРШ-500	500	75	46	33	—
ДРШ-1000	1000	90	48	40	233
ПЖ-220-500	500	220	17	—	—
ПЖ-220-1000	1000	220	17	—	—

К числу ртутных ламп относят также дуговые ртутные люминесцентные лампы высокого давления (обозначаемые ДРЛ). Их выполняют в виде двух баллонов: внутреннего и наружного. Внутренний баллон наполнен парами ртути и аргоном и представляет собой ртутно-кварцевую лампу высокого давления. Спектр излучения газового разряда этой лампы лежит в ультрафиолетовой области, но путем нанесения соответствующего люминофора на внутреннюю поверхность внешнего баллона грушеобразной формы (арсенат магния, активированный марганцем с добавкой лития) можно получить излучение в инфракрасной области спектра. Для повышения устойчивости люминофора пространство между внутренним и внешним баллонами заполняют инертным газом.

Лампы ДРЛ имеют два рабочих и два дополнительных электрода, служащих для зажигания. Время разгорания 6...7 мин. Как и лампы ДРШ, их включают в сеть с помощью пусковой аппаратуры, состоящей из дросселей и конденсаторов. Повторное зажигание возможно после охлаждения лампы (через 5-6 мин). Основные параметры электрических ламп типа ПЖ, КИ, ДРЛ и ДРШ приведены в табл. 3.11.

### 3.4. ЛАЗЕРЫ

Лазеры можно классифицировать по различным признакам. Одним из основных признаков является вид используемого активного вещества. По этому признаку различают кристаллические, стеклянные, полупроводниковые, газовые и жидкостные лазеры. В свою очередь, газовые лазеры подразделяют на ионные, молекулярные, газодинамические и лазеры на нейтральных атомах.

В зависимости от режима работы различают лазеры, работающие в режиме непрерывного излучения и в импульсном режиме. Лазеры различают также по частотному диапазону, методу накачки и способу охлаждения, однако такую классификацию на практике применяют редко.

Каждая из перечисленных групп лазеров отличается особенностями устройства, а также параметрами и характеристиками. Эти вопросы детально рассматриваются во многих работах, опубликованных в Советском Союзе и за рубежом. В данном параграфе обобщены материалы по основным параметрам лазеров в предположении, что читателю известны принципы устройства и конструктивные особенности современных лазеров.

Определяя возможность использования лазеров в различных системах, исходят из следующих параметров:

1) диапазон длин волн и ширина спектра генерируемого оптического излучения;

2) энергетические параметры (выходная энергия или мощность излучения, к. п. д. преобразования энергии электрической энергии источника накачки в энергию оптического излучения);

3) угловое расхождение и пространственная когерентность излучения;

4) временные характеристики излучения.

Кроме этих параметров, большое значение для практики имеют некоторые конструктивные характеристики лазеров (габаритные размеры, тип охлаждающего устройства, напряжение и мощность источника питания, возможность установки на движущемся объекте, влияние внешних условий на стабильность параметров и др.).

Лазеры на ионных кристаллах, или кристаллические, имеют определенные преимущества по сравнению с другими. Время жизни в возбужденном состоянии метастабильных уровней энергии ионов примесей в кристаллах велико ( $10^{-8}$  с) по сравнению с соответствующим временем в газовых ( $10^{-6}$  с) и полупроводниковых инжекционных ( $10^{-11}$  с) лазерах. Поэтому кристаллические лазеры выгодно использовать в качестве накопителей энергии и получать от них импульсы большой мощности (до  $10^{10}$  Вт).

Лазеры на ионных кристаллах целесообразно также применять в качестве непрерывно работающих источников излучения большой мощности. Это обусловлено тем, что ионы сильно разбавлены веществом основного кристалла, поэтому кристалл не надо охлаждать, как, например, в полупроводниковом лазере. Кроме того, в кристаллическом лазере можно получить большую мощность от объема вещества, который значительно меньше, чем объем газа, необходимый для получения той же мощности.

Режимы работы кристаллических лазеров могут быть стационарными и нестационарными. К стационарным относятся режимы непрерывной генерации, а также импульсный режим, при котором длительность импульсов накачки намного больше времени установления процесса генерации. К нестационарным режимам относятся монопольный режим, создаваемый введением в резонатор оптического затвора, изменяющего добротность резонатора, и режим импульсной генерации при кратковременной или быстро изменяющейся накачке.

Рассматривая спектры излучения лазеров при решении инженерных задач, в первую очередь интересуются их грубой структурой — расположением полос излучения, не анализируя тонкую структуру. Расположение полос излучения (длина волны излучения) зависит главным образом от спектральных характеристик активной среды. Тонкая структура полос излучения определяется в основном свойствами резонатора и уширением линий люминесценции.

Наиболее широко применяют следующие активные среды:  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$  (основная линия излучения соответствует длине волны  $\lambda_0 = 0,6943$  мкм);  $\text{CaWO}_4:\text{Nd}^{3+}$  ( $\lambda_0 = 1,058$  мкм);  $\text{YAlG}:\text{Nd}^{3+}$  ( $\lambda_0 = 1,0648$  мкм);  $\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$  ( $\lambda_0 = 2,358$  мкм);  $\text{CaF}_2:\text{Sm}^{2+}$  ( $\lambda_0 = 0,708$  мкм);  $\text{CaF}_2:\text{Ho}^{3+}$  ( $\lambda_0 = 0,5512$  мкм) и  $\text{CaF}_2:\text{U}^{3+}$  ( $\lambda_0 = 2,6130$  мкм). Таким образом, длины волн излучений, генерируемых кристаллическими лазерами, лежат в диапазоне 0,55...2,6 мкм. Более подробные сведения об активных средах, используемых в кристаллических лазерах, и о рабочих температурных режимах приведены в табл. 3.12.

Важным фактором, определяющим спектр излучения лазера, является уширение линий люминесценции в активных средах. Причинами уширения

Таблица 3.12

Основные параметры активных сред, применяемых в кристаллических лазерах

Основа	Примесь	Длина волны излучения, мкм		Основа	Примесь	Длина волны излучения, мкм	
		Длина волны излучения, мкм	Максимальная рабочая температура, К			Длина волны излучения, мкм	Максимальная рабочая температура, К
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,05%Cr <sup>3+</sup>	0,6934	350	Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	5%Eu <sup>3+</sup>	0,6113	220
		0,6929	300			CaF <sub>2</sub>	Ho <sup>3+</sup>
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,05%Cr <sup>3+</sup>	0,7009	77	CaWO <sub>4</sub>	0,5%Ho <sup>3+</sup>	2,0460	77
		0,7041	77	Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	Ho <sup>3+</sup>	2,0975	300
		0,7670	300	CaWO <sub>4</sub>	1%Er <sup>3+</sup>	1,6120	77
MgF <sub>2</sub>	1%Ni <sup>2+</sup>	1,7500	77	Ca(NbO <sub>3</sub> ) <sub>2</sub>	Er <sup>3+</sup>	1,6100	77
		1,8030	77	Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	Er <sup>3+</sup>	1,6602	77
ZnF <sub>2</sub>	1%Co <sup>2+</sup>	2,6113	77	CaWO <sub>4</sub>	Tu <sup>3+</sup>	1,9110	77
CaWO <sub>4</sub>	1%Nd <sup>3+</sup>	0,9145	77	Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	Tu <sup>3+</sup>	2,0132	300
		1,3392	300	CaF <sub>2</sub>	0,05%U <sup>3+</sup>	2,6130	300
CaF <sub>2</sub>	1%Nd <sup>3+</sup>	1,0460	77	Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	Yb <sup>3+</sup>	1,0296	77
Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	Nd <sup>3+</sup>	1,0648	440	SrF <sub>2</sub>	U <sup>3+</sup>	2,4070	90
LaF <sub>3</sub>	1%Nd <sup>3+</sup>	1,0633	300	CaF <sub>2</sub>	0,01% Sm <sup>2+</sup>	0,7083	20
LaF <sub>3</sub>	1%Pr <sup>3+</sup>	0,5985	77	CaF <sub>2</sub>	0,01% Dy <sup>3+</sup>	2,3588	77
CaWO <sub>4</sub>	0,5%Pr <sup>3+</sup>	1,0468	77	CaF <sub>2</sub>	0,01% Tm <sup>3+</sup>	1,1160	27

линий в кристаллах являются электронно-колебательные взаимодействия в решетке и наличие неоднородностей в структуре материала.

Усредненное по времени спектральное распределение излучения имеет обычно колоколообразную форму. Ширина спектра генерации возрастает при увеличении мощности накачки и увеличении ширины линии люминесценции вследствие повышения температуры и увеличения концентрации активатора.

Значительное влияние на спектр генерации оказывают термические эффекты. Величина смещения спектра генерации составляет для рубинового лазера 1,2...1,5 нм при изменении температуры в интервале 30...350 К, а для лазера на CaF<sub>2</sub>: Dy<sup>3+</sup> — 0,2 нм (2 А) (при T = 20...80 К).

В лазерах с оптическими затворами ширина спектра меньше, а при использовании спектральных селекторов она может быть сужена с 0,03...0,05 нм до 0,005 нм. Используя оптические затворы пассивного типа, можно значительно сузить спектр генерации (до 0,002 нм без селектора и менее 10<sup>-4</sup> нм с селектором).

Возбуждение кристаллических лазеров производят методом накачки, применение которого связано с определенными потерями, обусловленными тем, что энергия возбуждающих фотонов должна быть больше энергии излучаемых фотонов. Эти потери можно свести к минимуму, если накачку производить монохроматическим светом, намного превышающей частоту излучения лазера. Существующие в настоящее время источники монохроматического излучения малоэффективны, а набор частот, на которых они работают, ограничен. Поэтому для накачки применяют широкополосные источники излучения.

Спектр поглощения активной среды лазера позволяет использовать только небольшую часть энергии, излучаемой широкополосными источниками, в результате чего снижается к. п. д. преобразования мощности накачки в выходную мощность лазера. Кроме потерь, связанных с источниками накачки, следует учитывать и другие виды потерь. Например, с помощью эллиптической или другой системы отражателей удается собрать на кристалле только 50% мощности, излучаемой лампой накачки.

Предельная мощность, которую можно получить от лазера, работающего в непрерывном режиме, определяется его к. п. д. и плотностью энергии лампы накачки. Наибольшая мощность, которая получена от лазера с накачкой электрической дугой, стабилизированной вихревым потоком газа, составляет 200 Вт. Такая мощность достигнута при использовании кристалла иттрий-алюминиевого граната с примесью  $Nd^{3+}$ . При использовании дуговых источников накачки появляются определенные конструктивные трудности, поэтому более целесообразным является применение других источников, например ртутных или вольфрамовых ламп, однако мощность излучения при этом уменьшается. Например, при использовании у лазера ( $Nd^{3+}:Cr^{3+}$  в иттрий-алюминиевом гранате) ртутной лампы накачки мощностью 2 кВт выходная мощность составляет всего 10 Вт, а с вольфрамовой лампой накачивания — 15 Вт. Мощность других лазеров ( $CaF_2:Dy^{2+}$ ;  $CaF_2:U^{3+}$ ), работающих при низких температурах в непрерывном режиме, равна примерно 1 Вт. Значения к. п. д. и мощности излучения лазеров с непрерывным режимом работы приведены в табл. 3.13.

Таблица 3.13

Основные параметры кристаллических лазеров, работающих в непрерывном режиме

Основной кристалл и активатор	Тип лампы накачки	Длина волн $\lambda$ , мкм	К. п. д., %	Мощность, Вт	Рабочая температура, К
$CaF_2 : Dy^{2+}$	W	2,36	0,06	1,2	77
$Al_2O_3 : Cr^{3+}$	Hg	0,69	0,1	1,0	300
$YAl_3O_{12} : Nd^{3+}$	W	1,06	0,2	2	300
$YAl_5O_{12} : Nd^{3+}$	W	1,06	0,6	15	300
$YAl_5O_{12} : Nd^{3+}$	Плазменная дуга	1,06	0,2	200	300
$YAl_5O_{12} : Nd^{3+}$	Ртутная лампа с парами Na	1,06	0,2	0,5	300
$YAl_5O_{12} : Nd^{3+}$	Hg	1,06	0,4	10	300
$YAl_5O_{12} : Ho^{3+}$	W	2,12	5,0	15	77
$YAlG$	Аргонная дуга	—	0,085	42	300
$CaWO_4 : Nd^{3+}$	—	1,058	—	—	300
$CaF_2 : U^{3+}$	—	2,613	—	—	77
$CaF_2 : Dy^{2+}$	—	2,359	—	—	77

Для лазеров, работающих в импульсном режиме, максимальное значение импульсной выходной мощности определяется качеством кристаллической основы активной среды, так как при превышении некоторого уровня мощности кристаллическая решетка претерпевает необратимые изменения.

Имеются рубиновые стержни большого размера, с помощью которых можно получить выходную энергию порядка сотен джоулей, но срок службы таких образцов ограничен и не может быть предсказан заранее. При работе в импульсном режиме с модуляцией добротности оптического резонатора удается получить импульсы мощностью  $10^6$  Вт и длительностью 12 нс. КПД и мощность излучения кристаллического лазера можно значительно увеличить сенсбилизацией, заключающейся во введении добавочных примесей, которые поглощают излучение лампы накачки более эффективно, чем активные ионы. Другой метод сенсбилизации основан на использовании самого кристалла, который поглощает излучение лампы накачки и передает ее рабочему иону. По такому принципу работает лазер на  $Er_2O_3:Ti^{3+}$ . Согласно опытным данным у лазера на  $YAlG:Nd^{3+}$ , сенсбилизированного  $G^{3+}$ , порог генерации уменьшается приблизительно в два раза, а к. п. д. возрастает в три раза.

Распределение излучения кристаллических лазеров в дальней зоне при плоских зеркалах резонатора представляет собой пятно, окруженное концентрическими кольцами. На центральное пятно приходится наибольшая часть суммарной энергии излучения. Поэтому под величиной углового расхождения  $\Phi_{\text{изл}}$  подразумевают угловой размер всего центрального пятна. Он больше дифракционного предела ( $\Phi_{\text{д}} \approx \lambda/d$ , где  $d$  — диаметр излучающей поверхности) вследствие большой угловой ширины излучения отдельных типов колебаний.

Угловое расхождение излучения в лазере со стержнями из неоднородного материала, например рубина, относительно велико ( $\Phi_{\text{изл}} = 20 - 30^\circ$ ). С увеличением длины резонатора  $\Phi_{\text{изл}}$  уменьшается, но при этом мощность излучения также уменьшается, а пороговая мощность наоборот возрастает.

Анализ экспериментальных результатов по определению углового расхождения излучения лазера на основе неоднородных материалов (рубин) затруднителен, так как эти результаты зависят не только от формы неоднородностей в используемых кристаллах, но и от индикатрисы рассеяния излучения в последних. Тем не менее, на основании результатов экспериментов можно сделать некоторые выводы. В частности, величина  $\Phi_{\text{изл}}$  для малых длин  $L$  резонатора велика и изменяется пропорционально  $1/\sqrt{L}$ . При уменьшении углового расхождения вплоть до значений  $2\Phi_{\text{д}}$  мощность излучения уменьшается незначительно.

Для кристаллических лазеров, работающих в импульсном или непрерывном режимах, характерным является «пикочковый» режим генерации, наблюдаемый при всех активных средах. Временные характеристики лазера с модуляцией добротности оптического резонатора во многом зависят от параметров затвора. При недостаточной скорости включения затвора может появиться несколько импульсов длительностью 10...15 нс.

Лазеры со стеклянной активной средой появились почти одновременно с кристаллическими. Созданы лазеры на стеклах, активированных трехвалентными ионами неодима, иттербия, эрбия и гольмия. Наиболее часто применяют стекло с примесью трехвалентного неодима, так как оно может эффективно работать при комнатной температуре. Стеклянная матрица обладает рядом специфических свойств. Это — материал, имеющий высокие оптические свойства и позволяющий в широких пределах варьировать размеры и форму рабочего тела. Лазеры на стекле могут быть выполнены в виде тонких волокон диаметром несколько микрон, а также в виде круглых стержней диаметром несколько сантиметров и длиной до двух метров. Основной недостаток стекла — его низкая теплопроводность. Поэтому при работе с большой частотой следования импульсов по крайней мере один из размеров стержней, используемых в лазере, должен быть достаточно малым, чтобы обеспечить быстрый отвод тепла.

В силу своей природы стеклянная матрица приводит к неоднородному уширению линии люминесценции. Линия иона в стекле шире, чем в кристалле, в результате чего повышается порог генерации. Однако в лазерах с модулированной добротностью это свойство является полезным, так как в веществе с большой шириной линии при одной и той же инверсии потери из-за усиления спонтанного излучения меньше.

Стекла (с их большими размерами, возможностью управления физическими параметрами и большой шириной линии люминесценции) лучше подходят для генерации импульсов с высокой энергией излучения. Кристаллы по сравнению со стеклами имеют больший коэффициент электропроводности и меньшую ширину линии люминесценции, поэтому они более подходят для работы в лазерах непрерывного действия и в импульсных лазерах с высокой частотой повторения импульсов.

В табл. 3.14 приведены основные редкоземельные ионы, на которых получена генерация в стеклах, и соответствующие длины волн излучения. Из этой таблицы следует, что диапазон длин волн на стеклах простирается от 0,92 до 1,95 мкм, но наибольшее распространение имеет лазер на ионе  $\text{Nd}^{3+}$  с длиной волны излучения 1,06 мкм.

Таблица 3.14

Основные редкоземельные ионы, на которых получена генерация в стеклах, и длины волн излучения лазеров

Стеклачная основа	Примесный ион	Длина волны излучения, мкм	Температура активного материала, К
K—Ba—Si La—Ba—Th—B Na—Ca—Si	Nd <sup>3+</sup>	1,06	300
		1,37	300
		0,92	300
Li—Mg—Al—Si K—Ba—Si	Yb <sup>3+</sup>	1,015	77
		1,06	300
Li—Mg—Al—Si	Ho <sup>3+</sup>	1,95	—
Yb—Na—K—Ba—Si	Er <sup>3+</sup>	1,54	300
Li—Mg—Al—Si		1,55	77
Al—Zn—P <sub>2</sub> O <sub>5</sub>		1,536	—
Li—Mg—Al—Si	Tm <sup>3+</sup>	1,85	—
Yb—Li—Mg—Al—Si		2,015	—

Генерация на неодиме получена для силикатных германиевых, фосфатных и боратных стекол. Выбор типа стекла определяется требованиями к лазеру, например, прочностью стеклянной основы, большим временем жизни, высоким выходом люминесценции иона Nd<sup>3+</sup>. Лучшие всего этим требованиям удовлетворяют щелочные и щелочноземельные силикатные стекла.

Ширина спектра излучения зависит от мощности накачки, концентрации Nd<sup>3+</sup> и температуры активной среды. При достаточной мощности накачки ширина спектра достигает 7,5 нм и увеличивается с уменьшением концентрации Nd<sup>3+</sup> и с увеличением температуры. При использовании спектральных селекторов ширину спектра излучения лазера на неодимовом стекле можно сузить до 0,1 нм без изменения мощности генерации. В лазерах с оптическими затворами в случае применения спектральных селекторов ширина спектра сужается до 0,002...0,003 нм (0,02...0,03 Å).

Интенсивность излучения лазеров на стеклах ограничивается разрушением активного материала при значительных плотностях генерации. Так, в неодимовом стекле появляются трещины, объясняемые микровключениями платины, обуславливающими локальный нагрев стекла. Кроме того, вследствие неизбежного при оптической накачке нагрева активного материала (в результате чего появляется термическая деформация стержня, ухудшается добротность резонатора и уменьшается интенсивность излучения) накладываются ограничения на подводимую энергию накачки.

При наиболее эффективном отношении длины стержня к диаметру выходная энергия стеклянных лазеров в режиме свободной генерации может достигать 150 Дж за импульс при длительности импульса 0,5...3 мс.

К. п. д. преобразования электрической энергии, подводимой к импульсной лампе накачки, в энергию оптического излучения лазеров на неодимовом стекле и стекле с ионом Yb<sup>3+</sup> может превышать 5%.

Наибольший интерес представляет работа лазеров на стеклах в стационарном режиме с использованием оптических затворов, когда можно получить импульсы чрезвычайно высокой интенсивности и малой длительности. В литературе сообщается, что пиковая мощность стеклянных лазеров в режиме модуляции добротности может достигать 2000...3000 МВт при длитель-

## Параметры твердотельных лазеров

Марка генератора	Активное вещество	Длина волны излучения, мкм	Энергия излучения, Дж	Длительность импульса, с	Мощность излучения в импульсе, Вт
ГОР-0,2	Рубин	0,6943	0,2	$10^{-4}$	2000
ОГМ-20	»	0,6943	0,4	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^8$
«Раздан-2»	»	0,6943	1—2	$5 \cdot 10^{-4}$	$(4...6) \cdot 10^8$
ГСИ-1	Стекло с неодимом	1,0600	75	$7 \cdot 10^{-4}$	$10^6$
ГОС-30 М	То же	1,0600	30	—	—
ГОС-100 М	»	1,0600	250	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^8$
ГОС-300 М	»	1,0600	300	—	—
ГОР-100 М	Рубин	0,6943	100	$1 \cdot 10^{-3}$	—
ГОР-300	»	0,6943	300	—	—
ГОС-1000	Стекло с неодимом	1,0600	1000	$1,5 \cdot 10^{-3}$	—
ИТ-115	То же	0,5300	—	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^4$
ИТ-118	Вольфрамат кальция	1,0600	—	—	0,1 (непр. режим)
«Раздан-50Б»	Рубин	0,6943	2—3	—	20...40

ности импульса 20...60 нс. Максимальный к. п. д. при этом не превышает 1,5%.

Угловая ширина пучка излучения лазеров на стеклах колеблется в пределах 5...18 мрад. В этом угле содержится половина всей энергии излучения.

Временной ход генерации зависит от используемых активного вещества и резонатора. Для стержней из неодимового стекла, имеющих малую расходимость излучения, характерна регулярная по времени пиковая генерация. Эти стержни генерируют многомодовые колебания, представляющие собой последовательность случайных пиков. Для плакированных стержней характерно излучение в виде большого числа видов колебаний, для которых резонатор имеет одинаковую добротность. В резонаторе не устанавливаются дискретные стоячие волны. Угловое расхождение излучения достигает 8°. По сечению пучка не наблюдается множество видов колебаний. Спектр генерации состоит из полосы шириной менее нанометра.

При насыщении поглощения в стекле на длине волны излучения (предельный цикл) неоднородная структура и распределение интенсивности излучения по сечению пучка отсутствует, а спектр излучения имеет форму полос, а не отдельных линий.

Лазеры на неодимовом стекле вследствие высокого коэффициента усиления и большой длины стержня могут работать в режиме усиления спонтанного излучения (без использования выходных зеркал). Получающееся при этом излучение отличается от излучения обычных лазеров. Выходной импульс не имеет пиковой структуры, а его продолжительность определяется длительностью и интенсивностью импульса накачки. Ширина линии излучения на уровне половины максимума равна 3 нм, излучение не поляризовано. Расходимость излучения приближается к дифракционному пределу. Методом усиления спонтанного излучения можно получить импульсы с пиковой мощностью около 1 ГВт и длительностью 70 нс. При круглом выходном отверстии диаметром 10 мм расходимость излучения равна 1 мрад.



Таблица 3.15

Расходимость излучения, угл. мин	Частота импульсов, Гц	Энергия возбуждения, Дж	Потребляемая мощность, Вт	Габариты, мм	Масса, кг
20...30	—	200	60	130×90×100	6
2	1	800	1500	523×915×1390	110
50	2	—	—	450×350×300	33
75	0,1	1200	—	—	200
10	0,005	7500	1200	210×620×330	200
—	0,01	30000	3000	—	200
10	—	—	—	—	1040
10	0,001	1500	300	210×620×330	240
60	0,003	1500	700	160×610×250	950
20	0,002	120000	2000	—	1980
—	15	—	3000	—	150
—	—	—	—	—	10
20...30	—	—	—	1400×600×300	350

Параметры твердотельных лазеров отечественного производства приведены в табл. 3.15.

**Газовые лазеры.** Активной средой является газ, смесь нескольких газов или смесь газа с парами металла. Длины волн излучения газовых лазеров точно известны, так как они обусловлены атомной структурой среды и слабо зависят от внешних условий. Степень когерентности выходного излучения газовых лазеров выше, чем у любых других источников излучения. Длина волны зависит от активной среды и может быть получена в диапазоне 0,2...400 мкм.

Различают газовые лазеры, возбуждаемые продольным электрическим разрядом (газоразрядные) и газовые лазеры с другими методами возбуждения (газодинамические лазеры и др.). Активными частицами в газоразрядных лазерах могут быть нейтральные атомы, ионы и молекулы газов.

Лазеры на нейтральных атомах относят к источникам инфракрасного излучения с длинами волн 1...25 мкм. Типичным представителем этих лазеров является гелий-неоновый генератор, в котором используют смесь гелия и неона в соотношении примерно 10:1, при общем давлении в газоразрядной трубке около 130 Па. Возбуждение газовой смеси осуществляют от подачей на электроды газоразрядной трубки напряжения частотой около 30 МГц при мощности несколько десятков ватт.

Применяют также питание газоразрядных лазеров постоянным током напряжением 1000...2000 В. В этом случае газоразрядную трубку снабжают подогревным катодом и анодом, а также наружным электродом, на который подают импульсное напряжение 10 кВ для зажигания смеси.

Достоинства гелий-неоновых лазеров — высокая когерентность излучения, малая потребляемая мощность и небольшие габариты; недостатки — малый к. п. д. (0,01...0,1%) и небольшая выходная мощность (<100 мВт). Области применения — измерительная техника и научные исследования.

## Основные параметры гелий-неоновых лазеров

Тип прибора	Длина волны, мкм	Режим генерации	Мощность излучения, мВт		Диаметр или поперечные размеры луча, мм	Угол расходимости луча, угловые минуты	Средняя долговечность активного элемента, ч	Габаритные размеры, мм
			в режиме колебаний многих видов	в одностороннем режиме				
ОКГ-11	0,6328	Непрерывный	2	1	1,5	10	500	550×400×300
ОКГ-12	0,6328	То же	10	—	3×10	10×40	500	1160×120
ОКГ-12-1	0,6328	»	10	—	4	10	500	1160×120
ОКГ-13	0,6328	»	0,4	0,2	1,3	7	500	262×46
ОКГ-16	0,6328	»	—	0,1	1	7	500	180×46
ЛГ-36	0,6328	»	40	20	4	5	750	1530×290×300
ЛГ-36А	0,6328	»	80	40	5	5	500	1880×290×300
ЛГ-38	0,6328	»	—	50	2,2	1,8	750	2000×320×290
ЛГ-55	0,6328	»	2	1	2	5	500	360×70×60
ЛГ-56	0,6328	»	2	—	—	10	500	350×58×58
ЛГ-65	1,15	»	20	—	6	15	300	1110×150×120
ЛГ-75	0,6328	»	25	—	5	10	500	1080×109×112
ЛГ-75А	3,39	»	20	—	6	10	500	1080×109×112
ЛГ-126	0,6328	»	10 мВт	—	—	10	750	1150×126×146
	1,15							
	3,39							
ЛГИ-17	1,118	Импульсный*	50 Вт	—	15	20	—	150×170×1070
	1,15		40 Вт					
	1,206		10 Вт					

\* Длительность импульсов 0,8 мкс, частота повторения 0,2...5 кГц.

Параметры некоторых типов гелий-неоновых лазеров отечественного производства приведены в табл. 3.16.

Ионные лазеры генерируют на многих линиях видимой области спектра. Их излучение простирается в области малых длин волн до 0,2 мкм. Наиболее распространенным генератором этого типа является аргоновый лазер непрерывного действия ( $\lambda = 0,45...0,53$  мкм).

Для работы аргонового лазера необходимо пропускать через газ большой ток (плотность тока — несколько тысяч ампер на квадратный сантиметр), поэтому газоразрядную трубку изготавливают из металлокерамики и снабжают эффективной системой теплоотвода. Рабочее давление газа — десятки паскалей. Блок питания ионного лазера представляет мощный (~10 кВт) выпрямитель с выходным напряжением 200...400 В.

В настоящее время ионные аргоновые лазеры являются самыми мощными источниками непрерывного когерентного излучения в ультрафиолетовом и видимом диапазонах спектра. Мощность излучения может достигать до нескольких сотен ватт. Их широкому распространению препятствуют высокая стоимость, сложность конструкции, малый к. п. д. (<0,1%) и большая потребляемая мощность (единицы киловатт). Область применения — фотохимия, технология и медицина. Особенно перспективно применение в медицине ионных лазеров, работающих в коротковолновом ультрафиолетовом диапазоне. Как показывают исследования, излучение с длиной волны 0,26 мкм на 90% поглощается нуклеиновыми кислотами и только на 10% — белками.

Отечественной промышленностью выпускается два типа аргоновых лазеров: ЛГ-109, работающий в непрерывном режиме с длиной волны излучения 0,4880 мкм и мощностью излучения 1 Вт, и ЛГ-37, работающий в импульсном режиме с частотой повторения импульсов 100...700 Гц, длительностью импульса  $3 \cdot 10^{-7}$  с, энергией излучения  $6 \cdot 10^{-4}$  Дж и длинами волн 0,52С0, 0,5353, 0,5397 и 0,5955 мкм.

В молекулярных лазерах можно получить генерацию на длинах волн от 10 до 1000 мкм. Практическое значение имеют лазеры с длинами волн излучения 10...14 мкм, соответствующими «окну пропускания» атмосферы. Приемники излучения для этого диапазона обеспечивают необходимые чувствительность и быстродействие.

Наиболее распространенным газовым молекулярным генератором является лазер на  $\text{CO}_2$  с добавкой молекулярного азота и гелия; последний вводится в рабочую смесь для уменьшения ее температуры.

Особенностью конструкции лазера на смеси углекислого газа с азотом является система непрерывной откачки рабочей смеси, что улучшает теплоотвод и способствует увеличению мощности излучения.

Мощность молекулярных лазеров практически не зависит от диаметра газоразрядной трубки и увеличивается линейно по мере увеличения ее длины. На один метр длины разряда приходится мощность на выходе 60 ... 80 Вт. К. п. д. лазера на  $\text{CO}_2$  достигает 0,25 при мощности излучения, превышающей 1000 Вт. Предполагают, что к. п. д. может достичь 0,4, а мощность в непрерывном режиме составит несколько киловатт. Длина газоразрядной трубки может быть 1 ... 6 м, а диаметр — 22 ... 75 мм. При питании разряда постоянным током в диапазоне от десятков до сотен миллиампер необходим источник питания с напряжением до 15 кВ.

Радиус кривизны зеркал оптического резонатора выбирают в пределах 1 ... 3 м, что соответствует размерам пятна от 0,5 в видимой области до 10 мм при  $\lambda \approx 10$  мкм.

Лазеры на  $\text{CO}_2$  применяют в нелинейной оптике, военном деле и в технологических установках. Основные параметры некоторых типов молекулярных лазеров отечественного производства приведены в табл. 3.17.

В газодинамических лазерах инверсия населенностей создается путем быстрого расширения предварительно нагретой газовой смеси. Конструктивно газодинамический лазер выполняется в виде камеры сгорания, в которую подают горючее ( $\text{C}_2\text{N}_2$  или  $\text{CO}$ ) и окислитель (воздух), решетки сверхзвуковых сопел и оптического резонатора. В результате горения образуется газовая смесь, состоящая из углекислого газа и паров воды. Для обеспечения необходимой пропорции этих составляющих (примерно 10%  $\text{CO}_2$  и 1% паров  $\text{H}_2\text{O}$ ) и заданной температуры (1400 К) в камеру добавляют азот. Нагретая смесь быстро расширяется через решетку сверхзвуковых со-

Таблица 3.17

Основные параметры молекулярных лазеров

Тип	Активная молекула	Длина волны, мкм	Режим генерации	Длительность импульса, с	Частота повторения, импульса, Гц	Мощность излучения, Вт
ОКГ-15	$\text{CO}_2$	10,6	Непрерывный	—	—	10
ЛГ-187	$\text{CO}_2$	10,6	То же	—	—	15
ЛГ-17	$\text{CO}_2$	10,6	»	—	—	25
ЛГ-22	$\text{CO}_2$	10,6	»	—	—	40
«Катунь»	$\text{CO}_2$	10,6	»	—	—	800
ТИЛУ	$\text{CO}_2$	10,6	Импульсный	$10^{-4}$	до 100	2000
ЛГИ-21	$\text{N}_2$	0,34	То же	$10^{-8}$	100	1000

пел; вследствие высокой плотности потока и большой скорости истечения достигается инверсия, обеспечивающая работу лазера с большой выходной мощностью.

Газодинамические лазеры, в которых рабочей смесью образуют продукты сгорания, обеспечивают мощность излучения в непрерывном режиме, превышающую 100 кВт. Однако такие лазеры требуют большого расхода газа и имеют к. п. д. не более 5%.

Существуют импульсные газодинамические лазеры, в которых накачка осуществляется взрывом смеси газов ( $\text{CO}$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{H}_2$  и  $\text{N}_2$ ). При взрыве в камере сгорания образуется смесь углекислого газа, паров воды и азота с требуемыми давлением и температурой. К концу взрыва открывается вентиль высокого давления и рабочая смесь поступает в оптический резонатор. Ведутся разработки импульсных газодинамических лазеров с накачкой взрывом твердого горючего.

ТЕА лазеры представляют собой газовые импульсные лазеры, работающие при высоком давлении и возбуждаемые поперечным электрическим разрядом (ТЕА — Transversely Excited, Atmosphere Pressure). Механизм возбуждения ТЕА лазера подобен процессам возбуждения в газоразрядных лазерах.

Примером ТЕА лазера может служить генератор на углекислом газе в смеси с азотом и гелием; возбуждение газа осуществляется короткими импульсами высокого напряжения, подаваемыми на электроды специальной формы, формирующие поперечный разряд.

В некоторых типах ТЕА лазеров для получения однородного разряда в большом объеме газа применяют предварительную ионизацию активной смеси. Для этого используют два последовательных разряда, первый из которых предназначен для ионизации тонкого прикатодного слоя газа, что облегчает возбуждение основного разряда.

Предварительная ионизация может быть получена также с помощью пучка быстрых электронов. ТЕА лазеры, в которых возбуждение активной среды осуществляется разрядом, управляемым электронным пучком, называют электроионизационными.

В химических лазерах инверсия населенностей возникает непосредственно в процессе элементарной химической реакции. Для инициирования реакции необходимо создать большое количество свободных атомов, что осуществляется нагревом газа с помощью внешнего источника энергии.

В одной из описанных в литературе конструкций химического лазера активным веществом служит молекулярный азот  $\text{N}_2$ , который с помощью дугового подогревателя нагревается до температуры 2000 К. Затем в камеру вводится газообразный гексофторид серы  $\text{SF}_6$ , который перемешиваясь с горячим азотом, диссоциирует с образованием атомов фтора F. Необходимость добавления  $\text{N}_2$  обусловлена тем, что непосредственное нагревание  $\text{SF}_6$  дуговым подогревателем привело бы к быстрому разрушению электродов. Смесь, содержащая атомарный фтор, продувается со сверхзвуковой скоростью через систему сопел. В результате диффузии в струю водорода  $\text{H}_2$  возникают возбужденные молекулы HF, которые в оптическом резонаторе генерируют излучение.

Мощность непрерывного излучения такого лазера превышает 1 кВт, максимальная выходная мощность химических лазеров, о которой сообщалось в печати, составляет 4,5 кВт.

По когерентности, уровню шумов, к. п. д. мощности излучения в непрерывном режиме и стабильности частоты газовые лазеры превосходят все другие типа. Они имеют высокую однородность изотропной усиливающей среды и позволяют получить идеальный волновой фронт излучения.

На рабочие параметры газового лазера и, в первую очередь, на выходную мощность излучения влияет доплеровская ширина перехода. Наиболее точно известна ширина линии 0,6328 мкм, которая равна 1700 МГц по уровню 0,5. При длинах волн 1,15 и 3,93 мкм доплеровская ширина соот-

ветственно равна 920 и 310 МГц. В ближней инфракрасной области спектра среднее значение доплеровской ширины линий приближаются равным 300 МГц.

Шумовые свойства газовых лазеров исследованы главным образом для гелий-неоновых лазеров. Причиной высокочастотного шума чаще всего являются флуктуации плотности плазмы активной среды. При высокочастотной накачке этот шум отсутствует, но при возбуждении постоянным током газов не очень низкого давления шум плазмы может привести к амплитудной модуляции излучения с глубиной до 20%.

В газовых лазерах, генерирующих одновременно на нескольких модах, низкочастотные флуктуации амплитуды достигают нескольких процентов. Источниками этих флуктуаций является изменяющаяся во времени взаимодействие между модами. Этот эффект вызывается нелинейностью усиливающей среды, которая приводит к возникновению интерференции между отдельными частотами биений. Низкочастотные шумы могут быть ликвидированы при генерации на одной или двух модах.

Характерной особенностью газовых лазеров является возможность генерации на одной частоте со стабильностью, сравнимой со стабильностью генераторов СВЧ.

Полупроводниковые лазеры отличаются двумя важными особенностями, заключающимися в непрерывном спектре электронных состояний и в множестве способов достижения инверсии населенности уровней (накачка электронным пучком, оптическая накачка, инжекция и др.).

Наиболее распространены полупроводниковые лазеры с накачкой инжекцией. Достоинствами инжекционных лазеров на  $p-n$ -переходах являются компактность и простота; для их работы требуются низковольтные источники постоянного тока. Излучение инжекционных лазеров легко модулируется простой модуляцией тока. Основным недостатком этих лазеров является необходимость охлаждения.

Полупроводниковые лазеры позволяют получить когерентное излучение в широком интервале длин волн 0,63 ... 5,7 мкм. Длина волны излучения определяется, главным образом, химическим составом активного вещества. Из всех инжекционных лазеров наиболее изучен лазер на арсениде галлия (GaAs), излучающий на волне 0,845 мкм при температуре 77 К. Практическое значение имеет также генерация на следующих длинах волн: 0,907 мкм (GaAs при комнатной температуре); 3,1 мкм (InAs при 77 К); 0,907 мкм (InP при 77 К); 0,71 мкм (GaP при 77 К); 2,07 и 1,07 мкм (GaAs — InAs при 1,9 К) и 5,7 мкм (InSb при 1,7 К). При температуре 77 К в непрерывном режиме работает только лазер на арсениде галлия. При комнатной температуре работа лазера на GaAs возможна лишь импульсами длительностью несколько сот наносекунд и менее.

Надежные данные о ширине линий излучения для лазеров на арсениде галлия не получены. Во всех случаях, о которых сообщается в литературе, ограничивающим фактором была разрешающая способность спектрометра. Измерения, проведенные с наивысшим разрешением, и теоретические соображения показывают, что можно получить линии шириной в несколько килогерц для уровней, значительно превышающих пороговый уровень.

Ширина полосы когерентного излучения  $\delta\lambda$  зависит от порогового тока  $I_{пор}$  и тока через диод и пропорциональна величине  $[(I \sim I_{пор})/I_{пор}]^m$ , где  $m$  — дробная величина, принимающая значения 0,26 ... 0,38. Эта пропорциональность соблюдается в интервале изменения тока примерно до трехкратного превышения порогового значения.

Выходная мощность инжекционных лазеров зависит от температуры и прямого тока, проходящего через диод. Мощность лазера, работающего в непрерывном режиме при температуре 77 К, составляет 1 ... 3 Вт, а в импульсном режиме 100 ... 200 Вт. Время нарастания фронта в режиме импульсного излучения у лазеров на GaAs составляет несколько наносекунд.

В последнее время разработаны мощные импульсные полупроводниковые лазеры, работающие при комнатной температуре и имеющие пиковую мощность до 100 Вт. Питание таких лазеров осуществляется импульсами тока длительностью 50 нс и частотой повторения до  $10^4$  Гц.

Таблица 3.18

## Параметры полупроводниковых лазеров

Марка	Длина волны излучения, мкм	Режим работы	Частота импульсов, кГц	Длительность импульсов, нс	Мощность излучения в импульсе, Вт	Расходимость излучения, угл. град.	Температура охлаждающей жидк., К
K-53	0,85	Импульсный	10	1000	2	1,2	88
H2A2	0,85	Импульсный и непрерывный	1	1000	3; 0,1	15×20	4
H2A1	0,85	То же	1	1000	5; 0,4	15×20	4
KR2	0,90	Импульсный	1	50	2...4	10×15	300
H1D1	0,85	»	1	300	5	10×20	75
S-51	0,90	»	2	100	200	34	до 300
ПКГ	0,85	»	—	30	60	—	до 77
ПКГ	0,85	»	—	1000	20	—	до 77
ПКГ	0,85	»	0,1...1,0	50	4	20×20	300
ПКГ	0,85	»	10	100	10...12	—	300
«Комета-1»	0,84...0,86	»	0,04...1,0	200	3	—	—

Наиболее низкие пороговые плотности тока при 77 К получены у лазеров на GaAs (600 А/см<sup>2</sup>) и на GaAs—InAs с малой долей арсенида индия (900 А/см<sup>2</sup>). Наиболее высокая пороговая плотность тока (не меньше 30000 А/см<sup>2</sup>) у лазера на InP—InAs с примесью 20% InAs. Для других веществ пороговая плотность тока составляет несколько тысяч ампер на 1 см<sup>2</sup>. Коэффициент пропорциональности между коэффициентом усиления и плотностью тока (в линейном приближении) для лазера из GaAs равен 2...3 · 10<sup>-2</sup> см/А, а для лазера из InP 3 · 10<sup>-3</sup> см/А.

На основании изучения диаграмм направленности когерентного излучения полупроводниковых лазеров установлено, что для каждой серии диодов угловое расхождение в вертикальной плоскости (плоскости p—n перехода) приблизительно постоянно, а в горизонтальной (перпендикулярной p—n переходу) — изменяется от образца к образцу и зависит от величины тока через диод.

Угловое расхождение излучения лазера в вертикальной плоскости (на полувысоте) составляет: для активного вещества GaAs—InAs — 0,35 рад, GaAs — 0,26 рад, GaP—GaAs — 0,16 рад, InP—InAs — 0,19 рад и InP—0,12 рад.

Параметры полупроводниковых лазеров приведены в табл. 3.18.

Жидкостные лазеры на органических жидкостях имеют большие потенциальные возможности как источники мощного непрерывного излучения. Так же, как и газовым лазерам, им свойственна пространственная когерентность и направленность генерируемого излучения.

В то время как мощные кристаллические и стеклянные лазеры часто оказываются неработоспособными из-за больших внутренних потерь, приводящих к растрескиванию, а иногда и к взрыву активного вещества, жидкостные лазеры допускают непрерывный режим работы, так как выделяющееся тепло легко отводить, применив циркуляцию жидкости. В импульсном режиме жидкое активное вещество может восстанавливать свои свойства и без циркуляции. При загрязнении или разложения раствора активного вещества можно очищать пропускаям через пузырьковую камеру.

Еще одним преимуществом жидкостных лазеров является возможность перестройки частоты и низкая стоимость. Выращивание ионных кристаллов и изготовление совершенных стеклянных стержней длиной более 30 см свя-

зано с дорогостоящими и трудоемкими процессами. Приготовление же активной среды для жидкостного лазера в лабораторных условиях занимает несколько минут.

В первых жидкостных лазерах (1963) в качестве активного материала использовался раствор органического хелата трехвалентного европия, излучающего в красной области спектра. Редкоземельный хелат представляет собой соединение, образованное ионом металла и двумя отрицательно заряженными или нейтральными группами одинаковых молекул, который окружает редкоземельный ион, образуя клешневидную структуру. Хелатная структура поглощает излучение накачки и передает энергию редкоземельному иону, который и участвует в процессе генерации.

Вследствие высоких пороговых уровней и малой эффективности лазеры на хелатах большого распространения не получили. В 1966 г. и в последующие годы найдены новые активные вещества, генерирующие в инфракрасной области спектра (раствор хлоралюминиевого фталоцианина в этиловом спирте, раствор неодима в хлорокиси селена и др.). Наряду с этим было достигнуто эффективное сужение спектральной линии генерации, а также плавная перестройка частоты в широком спектральном диапазоне, что значительно повысило значение таких лазеров.

Пиковая мощность излучения жидкостных лазеров доведена до 1 МВт при длительности импульса менее микросекунды. Частота следования импульсов составляет один импульс в минуту. Ширина линии генерации лежит в пределах 5 ... 20 нм.

Таблица 3.19

Органические соединения, используемые в жидкостных лазерах

Органические соединения	Типовой растворитель	Длина волны излучения, мкм	
		при накачке лазером	при накачке импульсной лампой
Акридон	Этиловый спирт	0,437	—
4-метил-умбеллиферон	Вода	—	0,454
7-диэтиламино-4-метилку- марин	Этиловый спирт	—	0,460
Акрифлавин гидрохлорид	То же	0,510	—
Флюоресцин	Вода	0,527	0,550
Эозин	Этиловый спирт	0,540	—
Родамин 6Ж	»	0,555	0,585
Родамин В	»	0,577	0,610
Акридин красный	»	0,580	0,6015
Родамин Ж	»	0,585	—
Криптоцианин	Глицерин	0,745	—
Хлоралюминиевый фтало- цианин	Диметилсуль- фоксид	0,7615	—
3,3'-диэтилтетракарбоциа- нин иодид (ДТТС)	То же	0,816	—
3,3'-диэтилтетракарбо- цианин бромид	Метиловый спирт	0,835	—
1,1'-диэтил-2,2'-хинотри- карбоцианин иодид	Ацетон	0,898	—
1,1'-диэтил-4,4'-хинотри- карбоцианин иодид	Ацетон	1,00	—

Большинство лазеров на органических жидких соединениях накачивается лазером с модулированной добротностью. При такой схеме накачки эффективность лазера достигает 50%, а расходимость выходного излучения составляет 0,5 мрад, что на порядок меньше расходимости лазера накачки. Наибольший сдвиг длины волны излучения достигается изменением концентрации активного вещества. Спектр излучения зависит также от выбора растворителя, добротности резонатора, оптической длины пути и энергии накачки. В частности, перестройку частоты можно осуществить плавным изменением длины кюветы. Для этого одно из окон кюветы перемещается под действием гидростатического давления, создаваемого поршнем в резервуаре с жидкостью.

Органические соединения, используемые в жидкостных лазерах, приведены в табл. 3.19. В большинстве случаев материалы и растворители безвредны и при обращении с ними не нужны специальные меры предосторожности.

Длительность импульсов жидкостных лазеров с накачкой импульсными лампами значительно больше длительности импульсов лазеров с модулированной добротностью на кристаллах и стеклах. Время нарастания импульсов в обоих случаях одного порядка.

### 3.5. ЕСТЕСТВЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Естественными источниками инфракрасного излучения являются Солнце, Луна, планеты, звезды, облака, атмосфера и поверхность Земли. В некоторых случаях это излучение служит для подсвета наблюдаемых объектов, чаще оно представляет собой мешающий фон.

**Солнце.** Спектральное распределение плотности излучения Солнца за пределами атмосферы примерно такое же, как у абсолютно черного тела с температурой 6000 К (рис. 3.11). Около половины солнечной энергии излучается в инфракрасной области спектра, 40% — в видимой области и 10% — в ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра.

При прохождении солнечного излучения через атмосферу оно поглощается и рассеивается компонентами атмосферы, в результате чего до поверхности Земли доходит лишь излучение с длинами волн 0,3 ... 3 мкм (рис. 3.11). Мощность и спектральный состав солнечного излучения, дошедшего до поверхности Земли, сильно зависят от высоты Солнца и состояния атмосферы. Отношение лучистого потока в инфракрасной области спектра  $F_{ИК}$  ко всему лучистому потоку Солнца  $F$ , по данным Н. Н. Калитина, приведено в табл. 3.20.

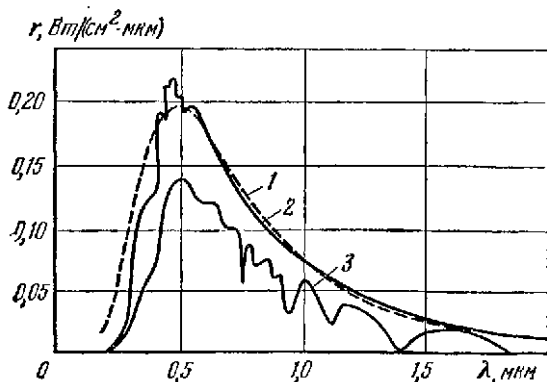


Рис. 3.11. Спектральное распределение плотности излучения абсолютно черного тела при температуре 6000 К (1) и Солнца за пределами атмосферы (2) и на уровне моря (3)



## Доля инфракрасного излучения Солнца

Высота солнца, °	5	10	20	30	40	50	90
$F_{инв}/F$	0,79	0,71	0,64	0,61	0,59	0,57	0,50

Освещенность земной поверхности Солнцем изменяется в широких пределах в зависимости от времени года, времени суток, географических координат освещаемого участка местности, облачности и состояния атмосферы. Некоторые данные, характеризующие влияние отмеченных факторов на освещенность, приведены в табл. 3.21 и на рис. 3.12.

Таблица 3.21

Освещенность земной поверхности за счет прямого и рассеянного солнечного излучения, клк

Высота Солнца °	5	10	15	20	30	40	50	5б
Освещенность на солнце, безоблачно	4	9	15	23	39	58	76	85
Освещенность в тени, безоблачно	3	4	6	7	9	12	14	15
Освещенность в пасмурную погоду, сплошная облачность	2	3	4	6	9	12	15	16
Отношение освещенности в тени к освещенности на солнце	0,75	0,44	0,40	0,30	0,22	0,21	0,18	0,18
Отношение освещенности в пасмурный день к освещенности на солнце	0,50	0,33	0,27	0,26	0,23	0,21	0,20	0,19

Луна, планеты, звезды. Инфракрасное излучение Луны и планет состоит из собственного и отраженного солнечного излучения. Луна излучает как абсолютно черное тело, нагретое до температуры 400 К. Длина волны, соответствующая максимуму собственного излучения, составляет 7,2 мкм. Спектральный коэффициент отражения поверхности Луны возрастает с увеличением длины волны, поэтому максимум кривой спектральной плотности излучения сдвинут в длинноволновую область спектра. Принято считать, что максимум суммарной плотности излучения Луны соответствует длине волны 0,64 мкм, а ее суммарная яркость не превышает 500 Вт/(м<sup>2</sup> · ср).

Освещенность, создаваемая Луной, зависит от фазового угла (табл. 3.22). Фазовый угол для полной Луны равен 0, а для новой Луны 180°. Фазовый угол 90° соответствует первой или последней четверти Луны. С изменением фазы Луны создаваемая ею освещенность земной поверхности изменяется очень сильно. В течение

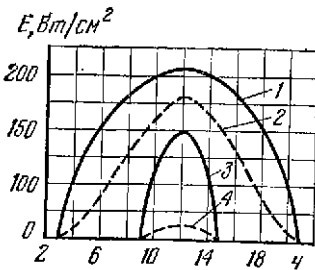


Рис. 3.12. Суточное изменение энергетической освещенности земной поверхности Солнцем: 1 — июль, вертикальная плоскость; 2 — июль, горизонтальная плоскость; 3 — январь, вертикальная плоскость; 4 — январь, горизонтальная плоскость.

Таблица 3.22

Изменение освещенности земной поверхности от Луны в ночное время

Дни (до и после полнолуния)	Фазовый угол °	Освещенность, лк
Полнолуние	0	$37,7 \cdot 10^{-2}$
±1 день	±12	$28,2 \cdot 10^{-2}$
±2 дня	±24	$20,0 \cdot 10^{-2}$
±3 дня	±37	$16,1 \cdot 10^{-2}$
±7 дней	±85	$4,1 \cdot 10^{-2}$

двух-трех дней до или после полнолуния освещенность уменьшается в 2-2,5 раза по сравнению с освещенностью в полнолуние.

Данные, приведенные в табл. 3.22, соответствуют освещенности на плоскости, нормальной к направлению падения света; вследствие изменения восхождения Луны освещенность изменяется в течение ночи.

Плотность собственного инфракрасного излучения планет, имеющих сравнительно плотную атмосферу (Венера, Марс), является примерно одинаковой по всей поверхности.

Величина отраженного солнечного излучения сильно изменяется по поверхности планеты в зависимости от сезонных и топографических изменений. Примерно 95% отраженного излучения приходится на участок длин волн короче 2 мкм. Некоторые данные, характеризующие излучение Венеры и Марса, приведены в табл. 3.23 [29].

Таблица 3.23

Данные, характеризующие инфракрасное излучение Венеры и Марса

Параметры	Венера		Марс	
	поверхность	верхние слои атмосферы	экватор	полюс
Температура, К	430	225	280	205
Длина волны, соответствующая максимуму плотности излучения, мкм	7	11,5	10	14
Энергетическая яркость, Вт/(см <sup>2</sup> ·ср)	0,005	0,047	0,011	0,003
Доля излучения в диапазоне спектра				
1,8...18 мкм	0,85	0,49	0,64	0,42
7,5...18 мкм	0,52	0,46	0,56	0,41

На рис. 3.13 изображены спектральные характеристики собственного и отраженного излучения Луны и ряда планет.

Для оценки интенсивности излучения звезд введено понятие «звездная величина», которое определяется следующим выражением:

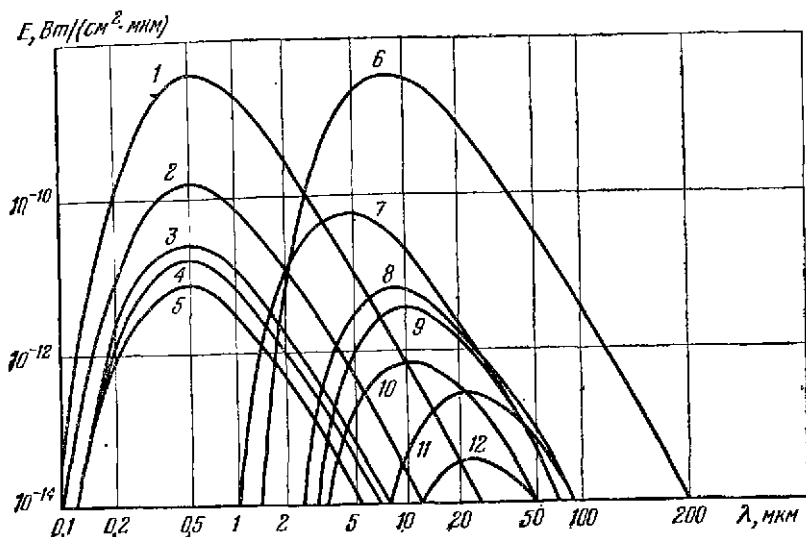
$$m = -2,5 \lg E + m_0, \quad (3.10)$$

где  $E$  — освещенность, создаваемая звездой у границы земной атмосферы на площадке, перпендикулярной направлению распространения лучей;  $m_0$  — звездная величина, при которой создается освещенность 1 лк (у границы земной поверхности  $m_0 = -13,89$ , а для земной поверхности  $m_0 = -14,2$ ).

Освещенность, создаваемая звездой со звездной величиной  $m$ , рассчитывается по формуле

$$E = 10^{-\frac{m-m_0}{2,5}}. \quad (3.11)$$

Рис. 3.13. Расчетные значения спектральной энергетической освещенности, создаваемой Луной и планетами в верхних слоях атмосферы. *Собственное излучение:* 1 — полной Луны; 2 — Венеры; 3 — Марса; 4 — Сатурна; 5 — Меркурия; *Отраженное солнечное излучение:* 6 — Луны; 7 — Юпитера; 8 — Венеры (при наибольшем удалении); 9 — Марса (при противостоянии); 10 — Марса (в зените); 11 — Юпитера (при противостоянии); 12 — Сатурна (при противостоянии).



Кроме деления на группы по звездной величине, все звезды делят на спектральные классы в зависимости от их собственной температуры (табл. 3.24). Каждый класс обозначают буквами *O, B, A, F, G, K, M, R, N* и *S* и дополнительно делят на 10 групп от 0 до 9, так что звезду характеризуют двумя знаками, например *B2, A7, G0* и т. п. По таким обозначениям можно установить температуру поверхности звезды и охарактеризовать распределение излучаемого лучистого потока по спектру.

Таблица 3.24

Классы звезд и соответствующие им температуры

Классы звезд	<i>O</i>	<i>B</i>	<i>A</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	<i>K</i>	<i>M</i>
Температура, К	35000... 25000	25000... 15000	11000	7500	6000	5000	3500... 2000

Характеристики наиболее ярких звезд приведены в табл. 3.25, а на рис. 3.14 показаны графики изменения спектральной энергетической освещенности, создаваемой яркими звездами в верхних слоях атмосферы. Значения спектральной энергетической освещенности получены расчетным путем в предположении, что звезды излучают подобно черному телу. Максимум спектральной плотности излучения большинства наиболее ярких звезд приходится на диапазон длин волн 0,5...1 мкм. Эквивалентный световой поток от звезд, падающий на земную поверхность, составляет  $2,4 \cdot 10^{-8}$  лм/см<sup>2</sup>, или около  $3 \cdot 10^{-10}$  Вт/(см<sup>2</sup>·мм) при монохроматическом

излучении с длиной волны 5,5 мкм. Облачность может сильно уменьшить значение освещенности, создаваемой Луной и звездами, что иллюстрируется графиком, приведенным на рис. 3.15.

Атмосфера, облака, полярные сияния. Следует различать собственное излучение атмосферы, обусловленное наличием в ней водяного пара, углекислого газа и озона, и рассеянное излучение Солнца.

Экспериментально установлено [35], что в диапазоне 3 ... 4 мкм почти в любых условиях энергетические яркости собственного и рассеянного излучения одинаковы. В области более коротких волн рассеянное излучение является преобладающим, так что собственное излучение ночью невелико, а днем им можно вообще пренебречь. При длинах волн более 4 мкм доминирует собственное излучение.

Температура атмосферы находится обычно в пределах 200—300 К, поэтому максимум интенсивности собственного излучения атмосферы лежит в районе 10 мкм. Максимальное значение спектральной энергетической яркости, рассчитанное теоретическим путем, составляет  $10^{-3}$  Вт/(см<sup>2</sup> · ср · мкм).

На рис. 3.16 представлены экспериментальные кривые спектральной энергетической яркости ясного ночного неба по измерениям на высоте 3300 м над уровнем моря при окружающей температуре 8° С и по измерениям на уровне моря при окружающей температуре 27° С [35]. Распределение энергетической яркости по спектру зависит от температуры воздуха, содержащаяся в атмосфере паров воды и озона и от угла визирования относительно горизонта. При угле визирования 0° энергетическая яркость такая же, как у черного тела при окружающей температуре. При увеличении угла визирования энергетическая яркость для данной волны уменьшается. Макси-

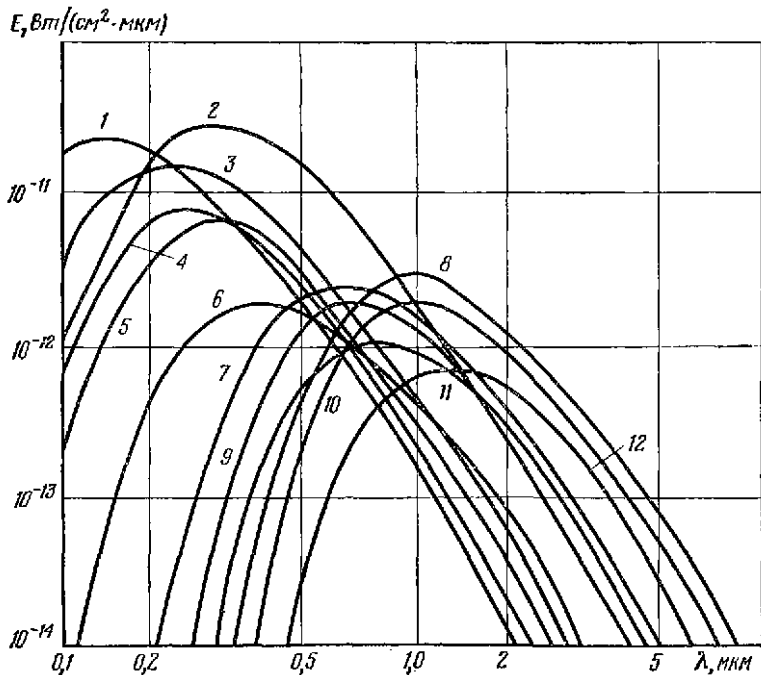


Рис. 3.14. Расчетные значения спектральной энергетической освещенности, создаваемой наиболее яркими звездами в верхних слоях атмосферы: 1 — Кентавр; 2 — Сириус; 3 — Ахернар; 4 — Ригель; 5 — Вега; 6 — Альтаир; 7 — Капелла; 8 — Мира; 9 — Арктур; 10 — Бетельгейзе; 11 — Канопус; 12 — Альдебаран.

мумы кривых, изображенных на рис. 3.16, а, соответствуют центрам полос поглощения водяного пара (6,3 мкм), озона (9,6 мкм) и углекислого газа (15 мкм).

Кривые на рис. 3.16, б показывают, что в областях до 7 мкм и свыше 15 мкм распределение энергетической яркости излучения атмосферы по спектру достаточно хорошо описывается законом Планка для абсолютно черного тела при соответствующей температуре. Близ центров полос поглощения энергетическая яркость неба практически равна энергетической яркости черного тела. Так как в этих участках спектра атмосфера почти непрозрачна для инфракрасных лучей, наблюдатель регистрирует излучение от ближайших слоев атмосферы, имеющих температуру окружающей среды. По мере удаления от центров полос энергетическая яркость падает, так как уменьшается коэффициент излучения более далеких и более холодных слоев атмосферы. Сравнивая рис. 3.15, а, б, можно заметить также сильное влияние окружающей температуры на величину энергетической яркости.

Рис. 3.15. Графики освещенности земной поверхности: 1 — полная Луна, ясно; 2 — полная Луна, средняя облачность; 3 — Луны нет, ясно; 4 — Луны нет, средняя облачность; 5 — Луны нет, сильная облачность. (По оси абсцисс отложено время после окончания астрономических сумерек.)

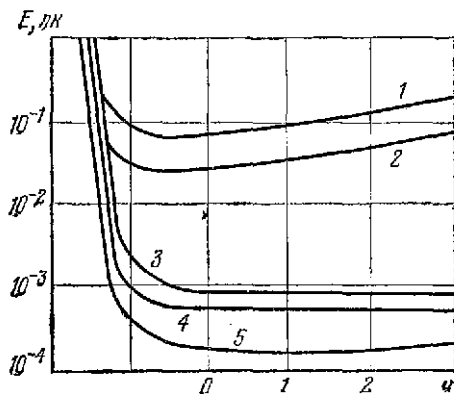


Таблица 3.25

Характеристики наиболее ярких звезд

Название	Полушарье	Температура, К	Создаваемая звездой	
			освещенность, лк	энерг. освещенность, Вт/см <sup>2</sup>
Сирнус	Ю	11200	$1,15 \cdot 10^{-5}$	$1,73 \cdot 10^{-11}$
Канопус	Ю	6200	$5,60 \cdot 10^{-6}$	$6,30 \cdot 10^{-12}$
Альфа Кентавра	Ю	6000	$4,00 \cdot 10^{-6}$	$4,30 \cdot 10^{-12}$
Вега	С	11200	$3,00 \cdot 10^{-6}$	$4,64 \cdot 10^{-12}$
Капелла	С	4700	$2,90 \cdot 10^{-6}$	$3,12 \cdot 10^{-12}$
Арктур	С	3750	$3,30 \cdot 10^{-6}$	$6,80 \cdot 10^{-12}$
Ригель	Ю	13000	$2,70 \cdot 10^{-6}$	$5,04 \cdot 10^{-12}$
Процион	С	5450	$2,25 \cdot 10^{-6}$	$2,40 \cdot 10^{-12}$
Ахернар	Ю	15000	$1,95 \cdot 10^{-6}$	$5,30 \cdot 10^{-12}$
Бета Кентавра	Ю	23000	$1,75 \cdot 10^{-6}$	$1,07 \cdot 10^{-11}$
Альтарн	С	7500	$1,50 \cdot 10^{-6}$	$1,76 \cdot 10^{-12}$
Бетельгейзе	С	3050	$1,60 \cdot 10^{-6}$	$7,10 \cdot 10^{-12}$
Альфа Креста	Ю	22500	$1,40 \cdot 10^{-6}$	$8,54 \cdot 10^{-12}$
Альдебаран	С	3130	$1,40 \cdot 10^{-6}$	$3,52 \cdot 10^{-12}$
Поллукс	С	4200	$1,10 \cdot 10^{-6}$	$1,79 \cdot 10^{-12}$
Спика	Ю	22500	$1,26 \cdot 10^{-6}$	$7,70 \cdot 10^{-12}$
Антарес	Ю	3400	$1,25 \cdot 10^{-6}$	$3,70 \cdot 10^{-12}$
Фомальгут	Ю	9100	$1,40 \cdot 10^{-6}$	$1,82 \cdot 10^{-12}$
Денеб	С	9700	$1,00 \cdot 10^{-6}$	$1,41 \cdot 10^{-12}$
Регул	С	13600	$8,97 \cdot 10^{-7}$	$1,84 \cdot 10^{-12}$

Ориентировочно верхний предел энергетической яркости атмосферы, обусловленной рассеянной солнечной радиацией, можно получить, предполагая, что излучение Солнца равномерно рассеивается по направлению к Земле. Если считать, что Солнце излучает как абсолютно черное тело с температурой 6000 К, то максимальное значение энергетической яркости неба составит  $3 \cdot 10^{-2}$  Вт/(см<sup>2</sup> · ср · мкм) и будет наблюдаться при длине волны 0,5 мкм.

В действительности максимальная энергетическая яркость неба от рассеянного излучения составляет одну десятую от указанной величины за счет того, что не все солнечное излучение рассеивается по направлению к Земле. Измерение энергетической яркости дневного неба показывает, что она имеет минимум в районе 3 ... 4 мкм (рис. 3.17). При больших длинах волн, как уже говорилось, преобладает собственное излучение атмосферы.

Рассеянное излучение атмосферы при углах визирования, близких к 0°, больше, чем при углах визирования 30 и 60°. Объясняется это тем, что в первом случае масса атмосферы, на которой рассеивается солнечное излучение по пути к наблюдателю, больше.

Энергетическая яркость атмосферы за счет рассеянного излучения сильно зависит от угла между линией визирования и направлением на Солнце, быстро уменьшаясь по мере увеличения этого угла.

Инфракрасное излучение верхних слоев атмосферы определяется в основном присутствием в них гидроксильной группы ОН. Спектральная лучистость полос излучения оценивается в диапазоне 1,2...1,8 мкм величиной  $3 \cdot 10^{-1}$  Вт/(м<sup>2</sup> · ср · мкм), а в диапазоне 2,8...3,4 мкм — величиной  $7 \cdot 10^{-1}$  Вт/(м<sup>2</sup> · ср · мкм) [29].

Как показывают экспериментальные исследования [35], небо, затянутое сплошными низкими облаками, излучает как абсолютно черное тело с температурой, равной окружающей с точностью до нескольких градусов. Результаты измерения энергетической яркости темных кучевых облаков снизу (при угле визирования 14,5°) представлены на рис. 3.18 [35]. Пунктирные кривые соответствуют излучению черного тела при температуре в точке измерения (+10° С) и при температуре облаков (-10° С). В районах сильных полос поглощения (6 и 15 мкм) регистрируется излучение от нижних слоев атмосферы; оно соответствует излучению черного тела при температуре

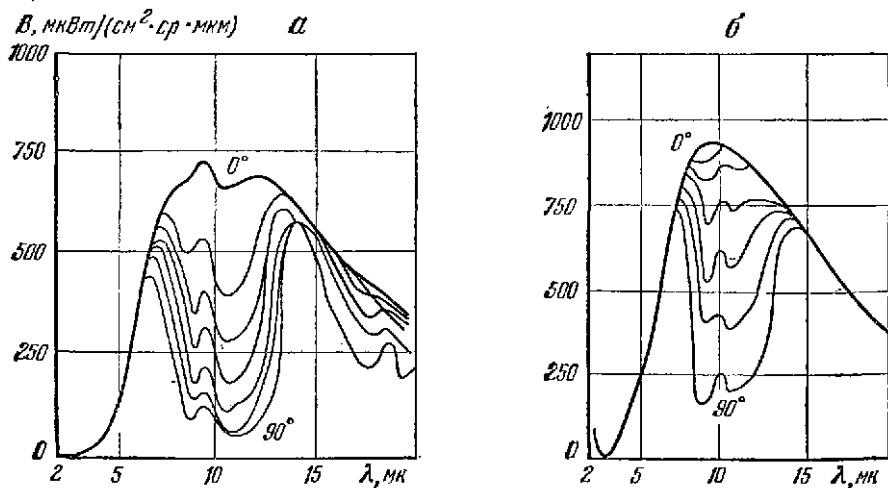


Рис. 3.16. Экспериментальные кривые спектральной энергетической яркости ясного ночного неба при окружающей температуре в точке измерения 8° С (а) и 27° С (б); углы визирования для различных кривых по порядку: 0; 1,8; 3,6; 7,2; 14,5; 30 и 90°.

Рис. 3.17. Экспериментальные кривые спектральной энергетической яркости ясного полуденного неба; углы визирования 0°, 7,2 и 30°. В области  $\lambda < 2$  мкм значения яркости, взятые по шкале ординат, следует умножить на 10.

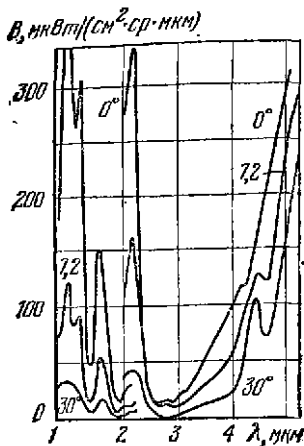


Рис. 3.17

Рис. 3.18. Экспериментальные кривые спектральной энергетической яркости темных кучевых облаков; визирование снизу под углом 14,5°. Пунктиром показаны кривые спектральной энергетической яркости черного тела при температуре в точке измерения 10° С и при температуре облаков — 10° С.

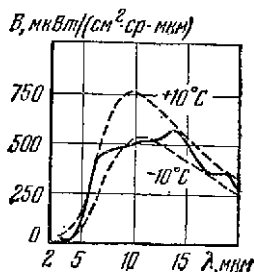


Рис. 3.18

10° С. В спектральном окне от 8 до 13 мкм регистрируется излучение от облаков (263 К), которое несущественно меняется, проходя через атмосферу.

При  $\lambda > 3$  мкм крайние значения при измерении энергетической яркости переменной и сплошной облачности отличаются не более чем на 70%, что вызывается различной эффективной температурой облаков, находящихся на разных высотах. При длинах волн, меньших 3 мкм, энергетическая яркость облаков определяется рассеянной солнечной радиацией и колеблется в больших пределах, особенно при наличии переменной несплошной облачности. Так, при среднем значении энергетической яркости (в области  $\lambda = 2$  мкм) 55 мкВт/(см<sup>2</sup> · мкм · ср) максимальные и минимальные значения отличались более чем на два порядка и составляли 300 и 0,8 мкВт/(см<sup>2</sup> · мкм · ср). При сплошной облачности диапазон различий составлял всего один порядок. На рис. 3.19 ... 3.21 изображены графики изменения спектральной энергетической яркости неба, покрытого облаками в зависимости от угла места, температуры воздуха и времени года.

Полярные сияния наблюдаются обычно в полярных областях на высотах около 100 км. Спектры полярных сияний представляют собой ряд линий в видимой области и сплошной участок в диапазоне 0,65 ... 0,95 мкм. В более длинноволновой части спектра имеется ряд полос излучения, интенсивность которых сравнима с интенсивностью излучения ночного неба.

Таблица 3.26

Энергетические яркости полос полярных сияний в инфракрасной области спектра

Длина волны, мкм	1,45	1,51	1,57	2,13	2,25	2,36
Энергетическая яркость, Вт/(м <sup>2</sup> ·ср)	1·10 <sup>-1</sup>	3·10 <sup>-1</sup>	1·10 <sup>-1</sup>	1,5·10 <sup>-1</sup>	1·10 <sup>-1</sup>	2·10 <sup>-1</sup>

Рис. 3.19. График изменения спектральной энергетической яркости неба, покрытого облаками, от длины волны при разных значениях угла места; для различных кривых углы места по порядку: 0; 3,6; 7,2; 14,5; 30 и 90°.

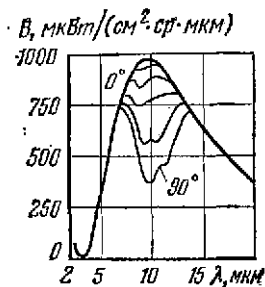


Рис. 3.19

Рис. 3.20. График спектральной энергетической яркости облачного неба в зените при температуре воздуха 27,5° С (1) и 2,5° С (2); пунктирные кривые соответствуют излучению абсолютно черного тела при тех же температурах.

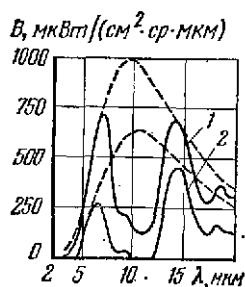


Рис. 3.20

Энергетическая яркость северных сияний в полосах 0,3914; 0,4278; 0,5577; 0,6300; 0,7200; 0,7900 изменяется в пределах от  $3 \cdot 10^{-3}$  до  $1,1 \times 10^{-4}$  Вт/(ср·м²). На длине волны 0,92 мкм отчетливо выделяется линия с энергетической яркостью  $(5...6) \cdot 10^{-4}$  Вт/(ср·м²). Значения энергетической яркости полос полярных сияний в инфракрасной области спектра даны в табл. 3.26 [29].

**Земная и водная поверхности.** В дневное время излучение земной поверхности состоит из отраженного и рассеянного солнечного света и собственного теплового излучения. Спектральная характеристика излучения имеет два максимума: один при длине волны  $\lambda = 0,5$  мкм (солнечное излучение), а другой — при длине волны  $\lambda = 10$  мкм (собственное излучение, соответствующее температуре поверхности 280 К). Минимум между ними приходится на длину волны 3,5 мкм.

При  $\lambda < 4$  мкм большая часть излучения обусловлена отраженной солнечной радиацией, интенсивность которой зависит от положения Солнца, облачности и коэффициента отражения земного покрова. В табл. 3.27 и 3.28 приведены средние значения коэффициентов отражения некоторых земных покровов в диапазонах длин волн 0,4... 0,7 мкм и 0,7... 1 мкм, а на рис. 3.22 ... 3.25 изображены графики спектральных коэффициентов отражения различных земных покровов. Экспериментальные кривые спектральной энергетической яркости наземных фонов даны на рис. 3.26 ... 3.29.

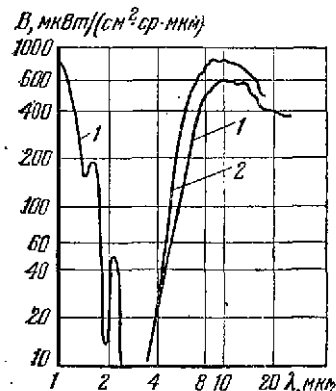


Рис. 3.21. График спектральной энергетической яркости облачного неба зимой (1) и летом (2).

После наступления темноты и ночью отраженное излучение от удаленной земной поверхности не наблюдается. С рассветом излучение интенсивно нарастает и достигает максимума, когда направление солнечных лучей совпадает с направлением визирования. После захода Солнца излучение вновь быстро падает.

При  $\lambda > 4$  мкм спектральная кривая излучения наземного фона достаточно близко совпадает с кривой излучения чер-



Рис. 3.22. Графики спектральной энергетической яркости типовых наземных фонов при наблюдении днем: 1 — снег; 2 — абсолютно черное тело при температуре 35° С; 3 — почва, 32° С; 4 — белый песок; 5 — трава.

Рис. 3.23. Графики спектральных коэффициентов отражения различных почв и видов растительности: 1 — луг; 2 — зеленая листва (средняя сплошная кривая представляет усредненные значения по 79 измерениям, пунктирные кривые дают значения с точностью плюс или минус одно среднее квадратическое отклонение); 3 — солома; 4 — сухая трава; 5 — вечнозеленые растения; 6 — трава; 7 — сухие желтые листья; 8 — сухие коричневые листья; 9 — желтая земля; 10 — песок; 11 — красная земля; 12 — коричневая земля; 13 — жирная глина.

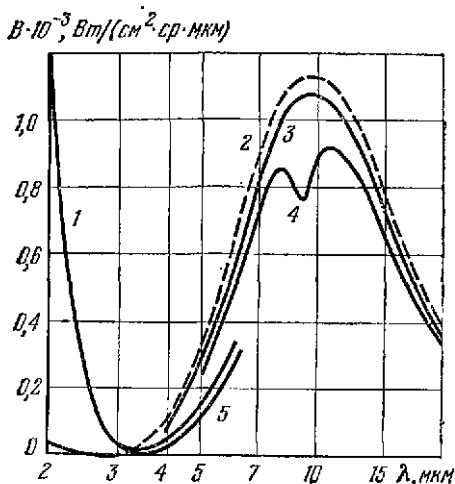


Рис. 3.22

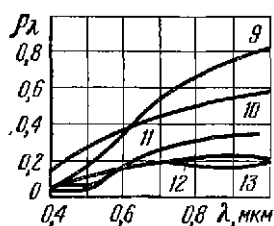
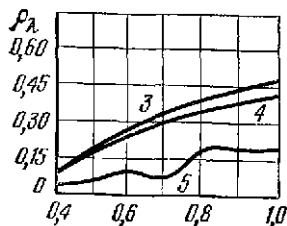
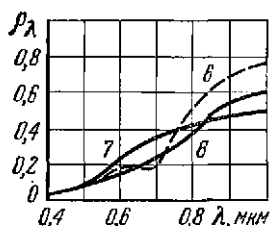
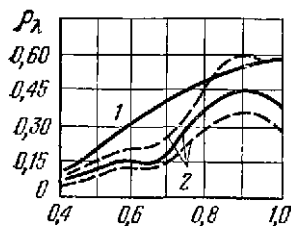
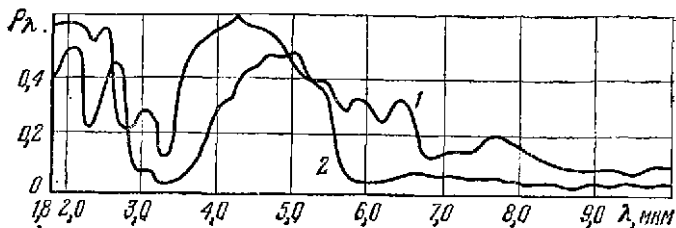


Рис. 3.23

Рис. 3.24. Спектральные коэффициенты отражения асфальтовой дороги (1) и каменной кладки (2).



ного тела с такой же температурой. Это излучение сильно поглощается атмосферой и только в «окне пропускания» 8 ... 14 мкм беспрепятственно уходит в мировое пространство.

Собственное тепловое излучение земной поверхности определяется ее коэффициентом излучения и температурой. Представление о средних значениях коэффициентов излучения некоторых земных покровов дают табл. 3.29 и 3.30. Что касается температуры земной поверхности, то она колеблется от  $-40$  до  $+40^\circ\text{C}$  в зависимости от различных природных условий. Интенсивность собственного теплового излучения с длиной волны  $\lambda < 3$  мкм очень мала (рис. 3.30).

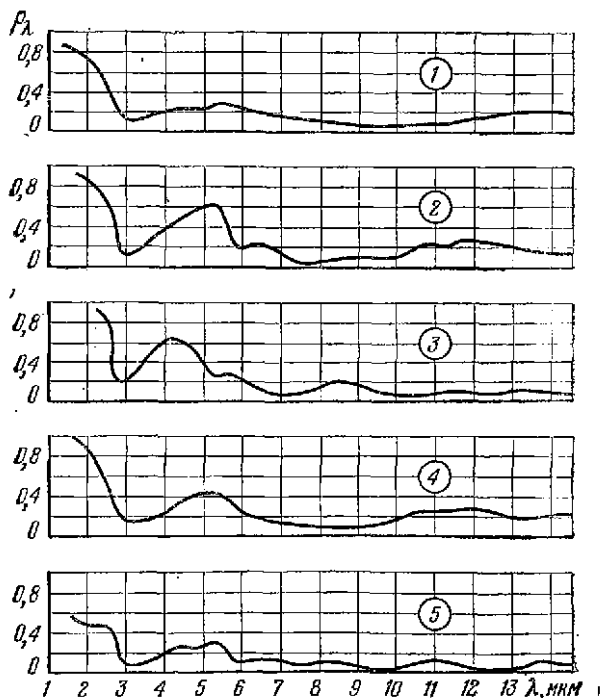


Рис. 3.25. Графики спектральных коэффициентов отражения зеленых сухих листьев (1), сухой травы (2), песка (3), сухих листьев клена (4) и коры дерева (5).

Рис. 3.26. Экспериментальные кривые спектральной энергетической яркости наземных фонов: 1 — снег, ясный день  $t = -4,7^{\circ}\text{C}$ ; 2 — стена из красного кирпича  $t = -4^{\circ}\text{C}$ ; 3 — бетон, ясный день  $t = -4^{\circ}\text{C}$ ; 4 — трава, облачный день  $t = -5^{\circ}\text{C}$ . Поле зрения измерительного прибора  $(3,14 \times 0,785) \cdot 10^{-3}$  рад; измерения проводились в марте, днем.

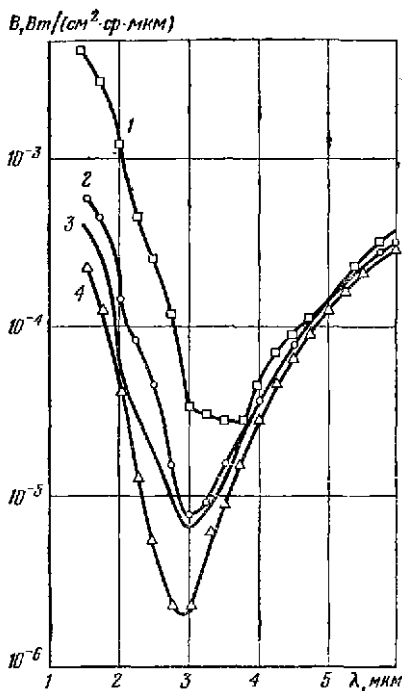


Рис. 3.27. Экспериментальные кривые спектральной энергетической яркости бетона: 1 — летний облачный день; 2 — ясный зимний день. Поле зрения измерительного прибора  $(3,14 \times 0,785) \cdot 10^{-3}$  рад, дальность 180 м.

Рис. 3.28. Экспериментальные кривые спектральной энергетической яркости травяного покрова: 1 — ясный летний день; 2 — облачный зимний день. Поле зрения измерительного прибора  $(3,14 \times 0,785) \cdot 10^{-3}$  рад, дальность 180 м.

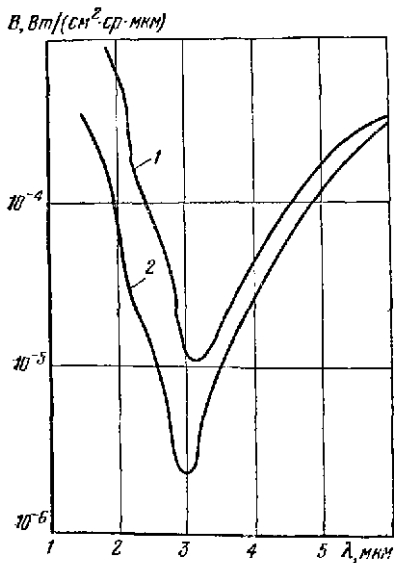


Рис. 3.27

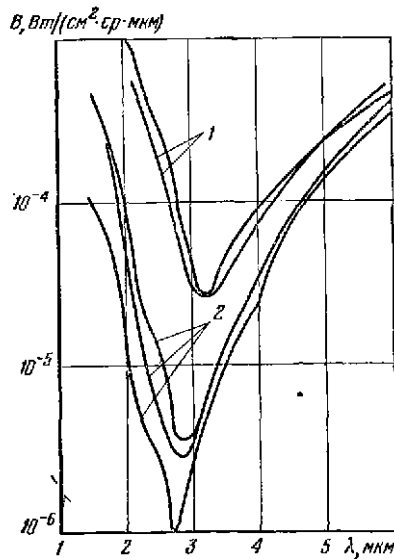


Рис. 3.28

Таблица 3.27

Коэффициенты отражения  
некоторых земных покровов  
(в диапазоне длин волн  
0,4...0,7 мкм)

Род покрова	Коэффициент отражения покрова	
	сухого	мокрого
Песок желтый	0,31	0,18
Суглянок	0,15	0,08
Трава зеленая	0,14	0,09
Чернозем	0,07	0,05
Бетон	0,17	0,10
Асфальт	0,10	0,07
Снег	0,78	—

Таблица 3.28

Коэффициенты отражения  
некоторых земных покровов  
(в диапазоне длин волн  
0,7...1 мкм)

Род покрова	Коэффициент отражения
Листва зеленая	0,44
Листья сухие	0,46
Листья клена спрессованные	0,53
Листья зеленые	0,43
Хвойные ветки зеле- ные	0,30
Трава сухая	0,41
Песок разный	0,37...0,43
Кора древесная	0,22...0,43

Таблица 3.29

Средние значения коэффициентов излучения некоторых земных покровов

Трава зеленая	Трава редкая	Поле ржаное	Почва	Черно- зем	Песок	Извест- няк	Гравий	Снег	Глина	Водная поверх- ность	Хвоя
0,97	0,84	0,93	0,85	0,87	0,89	0,91	0,91	0,90	0,85	0,96	0,97

Таблица 3.30

Средние значения коэффициентов излучения некоторых земных  
покровов в различных спектральных интервалах

Род покрова	Коэффициенты излучения в спектраль- ных интервалах, мкм		
	1,8...2,7	3...5	8...13
Листва зеленая	0,84	0,90	0,92
Листья сухие	0,82	0,94	0,96
Листья клена спрессованные	0,58	0,87	0,92
Листья зеленые	0,67	0,90	0,92
Хвойные ветки зеленые	0,86	0,96	0,97
Трава сухая	0,62	0,82	0,88
Песок разный	0,54...0,62	0,74...0,82	0,93...0,98
Кора древесная	0,75...0,78	0,87...0,90	0,94...0,97

Между 3 и 4 мкм наблюдается как рассеянное, так и собственное излу-  
чение, причем в зависимости от условий наблюдения преобладает тот или  
иной вид излучения. При  $\lambda < 3$  мкм яркости неба и Земли вблизи горизонта  
близки друг другу; при  $\lambda > 4$  мкм в диапазонах спектра, где поглощение  
не очень сильно, яркость Земли при визировании на несколько градусов  
ниже горизонта обычно больше яркости неба при визировании на несколько  
градусов выше горизонта.

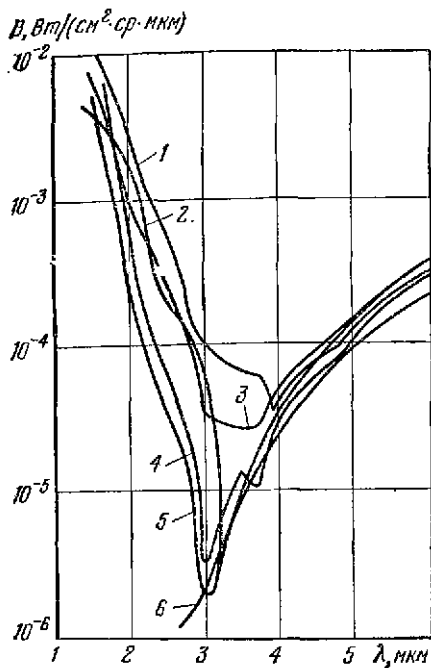


Рис. 3.29

Рис. 3.29. Экспериментальные кривые спектральной энергетической яркости снежного покрова: 1 — ясный день,  $5,2^{\circ}\text{C}$ ; 2 — пасмурно,  $0,5^{\circ}\text{C}$ ; 3 — ясный день,  $4,2^{\circ}\text{C}$ ; 4 — снег,  $-5,5^{\circ}\text{C}$ ; 5 — облачно,  $7,5^{\circ}\text{C}$ ; 6 — ясная ночь,  $7,0^{\circ}\text{C}$ . Поле арения измерительного прибора  $(3,14 \times 0,785) \cdot 10^{-3}$  рад, дальность 100 м.

Рис. 3.30. Экспериментальные кривые спектральной энергетической яркости наземных фонов: 1 — трава, ясная летняя ночь; 2 — бетон, ясная летняя ночь; 3 — снег, трава, бетон: ясная зимняя ночь.

Рис. 3.31. График спектральной энергетической яркости водной поверхности: 1 — бурю; 2 — сильное волнение моря; 3 — спокойная поверхность моря; 4 — водная поверхность после захода солнца; 5 — абсолютно черное тело.

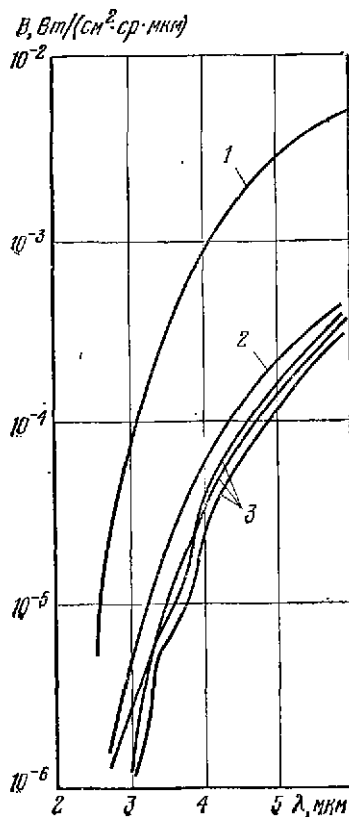


Рис. 3.30

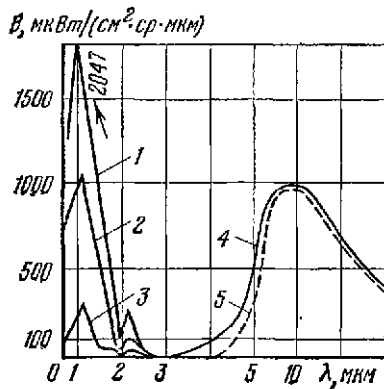


Рис. 3.31

Излучение водной поверхности зависит от ее температуры и состояния. В арктических условиях температура морской поверхности близка к  $0^{\circ}\text{C}$ , вблизи экватора она поднимается до  $30^{\circ}\text{C}$ . Температура слоя морской воды на 1 мм и 50 мм ниже поверхности примерно на 0,6 и  $1,2^{\circ}\text{C}$  соответственно меньше, чем температура воды на поверхности.

Поверхность воды, когда нет воли, является хорошим отражателем и плохим излучателем. Морская поверхность становится хорошим излучателем только тогда, когда появляются волны и буруны (рис. 3.31). Пена бурунов излучает подобно черному телу.

Заканчивая рассмотрение характеристик излучения естественных источников, следует отметить трудности, возникающие в описании фоновых ситуаций, так как они меняются случайным образом во времени. В последние годы предприняты усилия для разработки статистических методов описания фонов, аналогично тому, как это делают при описании случайных электрических шумов. Однако, в отличие от одномерных спектров электрических шумов, при статистическом описании фонов приходится иметь дело с двумерными спектрами, а в тех случаях, когда фоном является атмосфера, необходимо учитывать изменение энергетической яркости фона даже в трех измерениях. Некоторые вопросы статистического описания фоновых ситуаций кратко рассмотрены в § 8.3.

### 3.6. ИЗЛУЧЕНИЕ ТРАНСПОРТНЫХ СРЕДСТВ И ПРОМЫШЛЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

Самолеты с поршневыми двигателями. Основными источниками излучения самолетов с поршневыми двигателями являются выхлопные патрубки, отработанные газы двигателя, выходящие из патрубков, и капоты двигателей. Мощность их излучения определяется температурой, размерами, коэффициентом излучения и полнотой сгорания топлива. Индикатриса излучения определяется также степенью экранировки теплоизлучающих поверхностей и объемами другими деталями самолета.

Капоты двигателей имеют сравнительно низкую температуру ( $90 \dots 100^{\circ}\text{C}$ ) и малый коэффициент излучения (0,2 ... 0,4), так что энергия, излучаемая этим источником, относительно невелика.

Выхлопные газы поршневых двигателей содержат большое количество мелких твердых частиц углерода, нагретых до температуры  $1000 \dots 1100^{\circ}\text{C}$ . Наличие их обусловлено неполным сгоранием углеводородных топлив в двигателях внутреннего сгорания, работающих, как правило, с недостаточной обогащенной воздухом смесью. Выхлопные газы излучают энергию в виде ряда спектральных линий или узких полос, включая полосы излучения паров воды с длинами воли 1,3; 1,8 и 2,7 мкм и полосу излучения двуокиси углерода в районе длины волны 4,3 мкм.

В общем балансе энергии излучения самолета с поршневым двигателем доля излучения капотов и выхлопных газов колеблется от 35 до 45%. Основная часть приходится на излучение выхлопных патрубков, температура которых достигает  $650 \dots 800^{\circ}\text{C}$  вблизи коллектора, снижаясь к срезу до  $250 \dots 350^{\circ}\text{C}$ . Выхлопные патрубки двигателей располагаются под центропланом самолета или над ним, поэтому излучение нагретых патрубков может происходить как в верхнюю, так и в нижнюю полусферу. В качестве материала для изготовления выхлопных патрубков применяется жароупорная сталь, которая в окисленном состоянии имеет коэффициент излучения около 0,85.

На рис. 3.32 изображены индикатрисы излучения самолета с двумя поршневыми двигателями. Наличие максимумов в приведенных кривых (до 1700 Вт в горизонтальной плоскости и до 120 Вт в вертикальной плоскости) объясняется характером расположения выхлопных патрубков и формой струй отработанных газов двигателя.

Самолеты с турбореактивными двигателями. Главными источниками излучения самолетов с турбореактивными двигателями при дозвуковых скоростях полета являются детали двигателя, нагретые до высокой температуры,

и струя выхлопных газов, называемая факелом. Рассмотрим излучение двигателя.

Воздух через диффузор в компрессор поступает в камеру сгорания двигателя (степень сжатия 10 ... 15), где он смешивается с топливом и сгорает при почти постоянном давлении. Продукты сгорания проходят через турбину, отдавая ей энергию, достаточную для привода компрессора; при этом степень сжатия уменьшается до 2, а температура снижается примерно на 150°. Газы проходят удлинительную трубу и выходят через сопло в окружающее пространство в виде струи, обладающей высокой скоростью. Удлинительная труба имеет цилиндрическую форму с отношением длины к диаметру 1,5 ... 4. Ее можно рассматривать как модель абсолютно черного тела с температурой стенок, равной приблизительно температуре газов на выходе турбины (ТВГ).

В современных турбореактивных двигателях ТВГ в короткие промежутки времени может достигать 1000 К; при длительном полете ее поддерживают в пределах 800... 900 К, а при полете с малой скоростью — 500 ... 700 К. Газовый поток, нагретый до этой температуры, омывает детали двигателя. Навысшую температуру имеют лопатки газовой турбины, так как они дополнительно нагреваются за счет аэродинамического потока при его встрече с лопатками под углами, близкими к 90°. При длительной работе двигателя температура поверхности лопаток близка к ТВГ. Такую же приблизительно температуру имеет реактивный конус.

В инженерных расчетах турбореактивный двигатель самолета можно рассматривать как серое тело с коэффициентом излучения 0,9, температурой, равной ТВГ и площадью, равной площади сопла. Такое допущение компенсирует малые значения отношения длины удлинительной трубы к ее диаметру и действительной температурой стенок.

В отличие от поршневых двигателей у турбореактивных двигателей удельный вес мощности излучения газового факела мал вследствие полного сгорания топлива при избытке кислорода и отсутствия в газовой струе раскаленных частиц углерода. Главными продуктами сгорания в факеле являются углекислота и пары воды. Их спектр аналогичен спектру пламени бунзеновской горелки (рис. 3.33). Сильная полоса излучения наблюдается на длине волны 4,3 мкм, а более слабая, но более широкая полоса — на 2,7 мкм. Эта полоса образуется в результате нало-

Рис. 3.32. Индикатрисы излучения самолета с двумя поршневыми двигателями в горизонтальной (а) и вертикальной (б) плоскостях.

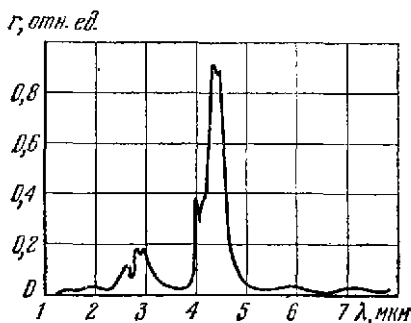
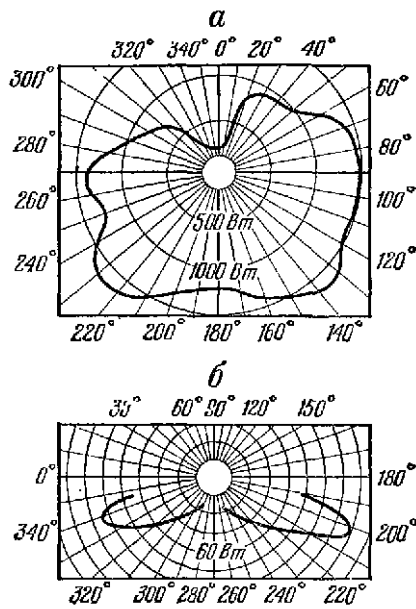


Рис. 3.33. Спектр излучения пламени бунзеновской горелки.

жения нескольких полос излучения паров  $H_2O$  и  $CO_2$ . Большое число слабых полос имеется в далекой инфракрасной области ( $\lambda > 25$  мкм). При сгорании некоторых топлив образуется хлористый водород, дающий серию полос в районе  $\lambda = 3,5$  мкм. С точки зрения обнаружения, спектральная полоса в районе  $4,3$  мкм более выгодна, чем полоса  $2,7$ , так как оттошенные их спектральных энергетических яркостей лежит в пределах  $2,5 \dots 10$ , в зависимости от вида топлива.

Температура газа на выходе сопла

$$T_2 = T_1 \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\nu-1}{\nu}}, \quad (3.12)$$

где  $T_1$  — температура газа в удлинительной трубе (близкая к ТВГ);  $p_2$  — давление газа после расширения его на выходе сопла;  $p_1$  — давление газа в удлинительной трубе;  $\nu$  — показатель адиабаты (для продуктов сгорания  $\nu = 1,3$ ).

Отношение  $p_2/p_1$  для современных двигателей при дозвуковых скоростях полета равно примерно 0,5. Если расширение газа происходит до окружающей среды, то  $T_2 \approx 0,85 T_1$ , т. е. температура факела турбореактивного двигателя на выходе сопла примерно на 15% ниже ТВГ.

Температура факела быстро убывает по мере удаления от среза сопла и от осевой линии (рис. 3.34, 3.35). Так, например, при удалении от среза сопла на расстояние 4 м и от оси на 0,25 м температура факела снижается с 900 до 500 К.

Энергетическая яркость факела зависит от числа и температуры молекул газа, которые определяются расходом топлива в двигателе. Например, если на высоте 500 м при скорости, соответствующей  $M = 0,4$ , расход топлива составляет 6000 кг/ч, а на высоте 10 000 м при скорости  $M = 0,8$  расход топлива 3000 кг/ч, то в первом случае энергетическая яркость факела примерно вдвое больше, чем во втором. Здесь  $M$  — отношение скорости самолета к скорости звука.

При работе двигателя в форсажном режиме расход топлива сильно увеличивается (в некоторых случаях в пять раз). Одновременно увеличиваются геометрические размеры факела, что можно проиллюстрировать рис. 3.36, где изображены изотермы факела турбореактивного двигателя на максимальной тяге на уровне моря без форсажа и в форсажном режиме [36].

Для дозвукового полета справедливо выражение  $T_2 \approx 0,85 T_1$ , так как температура газов, покидающих форсажную камеру, но находящихся еще в удлинительной трубе, равна 2100 К, то температура газов на срезе сопла  $T_2 \approx 0,85 \cdot 2100 = 1785$  К. Переход на режим форсажа приводит к значительному увеличению яркости факела. На больших расстояниях от приемного устройства энергетическая сила света всего факела может оказаться в несколько раз больше энергетической силы света удлинительной трубы.

При высоких сверхзвуковых скоростях полета самолета излучение факела ТРД, работающего на форсаже, мало по сравнению с излучением нагревой удлинительной трубы.

Расчет энергетической силы света факела ТРД представляет известные трудности, поскольку в различных участках факела меняется как температура, так и коэффициент излучения. Приблизительно считают, что в диапазоне  $3,2 \dots 4,8$  мкм энергетическая сила света факела составляет примерно 10% энергетической силы света сопла [36]. При наблюдении сзади самолета, летящего с дозвуковой скоростью, излучением факела пренебрегают. При наблюдении с таких направлений, с которых срез сопла не виден, например с передней полусферы, факел двигателя может оказаться единственным источником излучения самолета.

Самолеты с турбовентиляторными и прямоточными воздушно-реактивными двигателями. Излучение турбовентиляторного реактивного двигателя меньше излучения ТРД за счет более низкой ТВГ. В случае, когда вентилятор установлен перед компрессором, размеры факела значительно меньше, чем у обычного двигателя. Если же вентилятор установлен за турбиной, понижа-



Рис. 3.34. Изотермы фавела турбореактивного двигателя с тягой 3000 Н.

Рис. 3.35. Изотермы фавела турбореактивного двигателя пассажирского самолета «Бонинг-707».

Рис. 3.36. Изотермы фавела турбореактивного двигателя на максимальной тяге: а — без форсажа (тяги 7,2 кН); б — в форсажном режиме (тяги 10 кН).

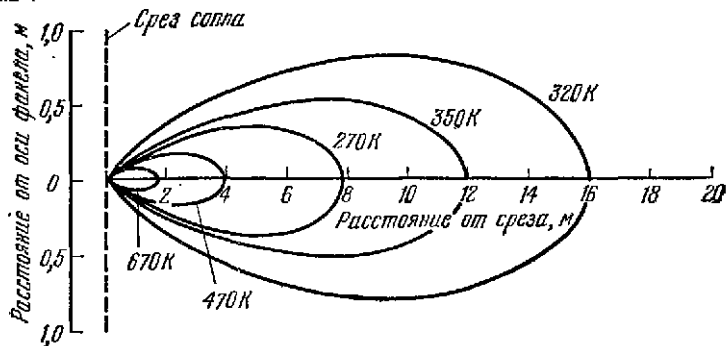


Рис. 3.34

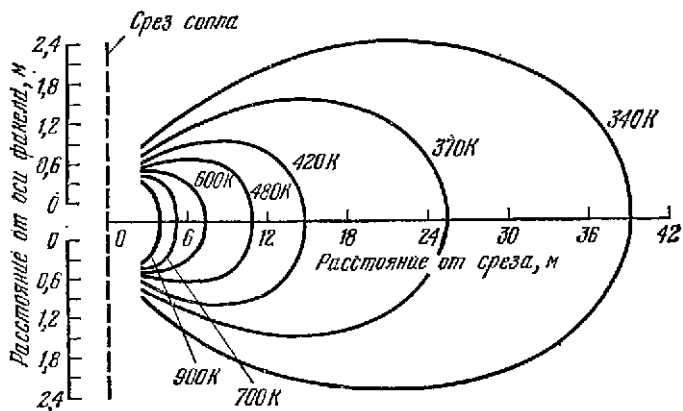


Рис. 3.35

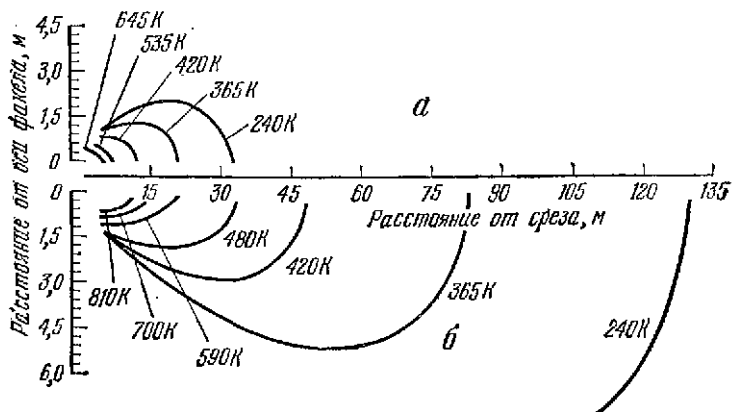


Рис. 3.36

Экспериментальные данные о температуре обшивки самолетов, вызванной аэродинамическим нагревом

Тип самолета	Число М	Температура обшивки, К	Тип самолета	Число М	Температура обшивки, К
«Конвер F-106» «Мак-Доннел F-101»	1,5	333	«Локхид F-104А» «Мартин XB-68» «Белл X-2»	2,6	395
	1,6	335		2,5	387
				3,0	606

ется температура удлинительной трубы и факела. На рис. 3.37 представлены изотермы факела турбовентиляторного реактивного двигателя самолета «Боинг-707-320В» для максимальной тяги 82 кН (8200 кгс) на уровне моря.

Излучение прямооточного воздушно-реактивного двигателя (ПВРД) подобно излучению ТРД. Максимальная температура стенок удлинительной трубы лежит в пределах 1600 ... 1800 К. Благодаря высоким степеням сжатия, выхлопные газы ПВРД на высоких скоростях имеют меньшую температуру, чем выхлопные газы ТРД.

Излучение обшивки самолета. При полете самолета со сверхзвуковой скоростью начинает сказываться излучение обшивки самолета, вызванное ее аэродинамическим нагревом. Интенсивность аэродинамического нагрева становится особенно заметной при скоростях, соответствующих  $M \geq 2$ .

В наихудших в отношении нагрева условиях находится носок фюзеляжа, передние кромки крыла и оперения и лобовые поверхности выступающих частей самолета. В этих точках происходит почти полное торможение сверхзвукового потока и воздух нагревается до температуры

$$T_{\text{торм}} = T_a (1 + 0,2 M_a^2), \quad (3.13)$$

где  $T_a$  и  $M_a$  — соответственно температура и отношение скорости самолета к скорости звука для невозмущенного потока воздуха.

В первом приближении можно считать, что температура острых передних кромок и носка составляет 0,9 от температуры полного торможения  $T_{\text{торм}}$ , а температура затупленных кромок и носка — (0,7 ... 0,8)  $T_{\text{торм}}$ .

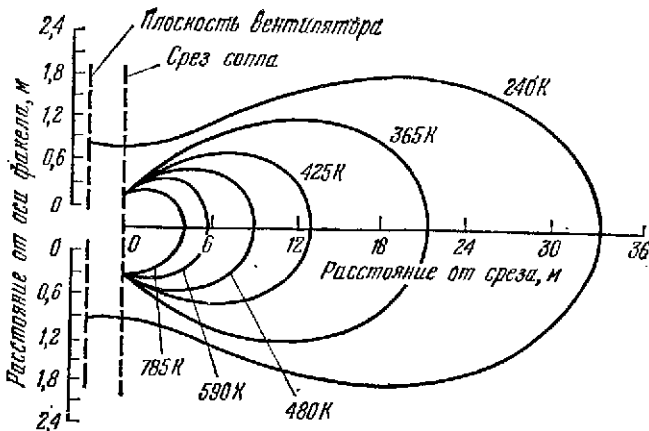


Рис. 3.37. Изотермы факела турбовентиляторного реактивного двигателя на уровне моря.

Рис. 3.38. График установившейся температуры обшивки самолета при различных значениях коэффициента излучения  $\epsilon$ .

Рис. 3.39. Установившаяся температура за счет аэродинамического нагрева на высоте 11 км: 1, 2, 3, 6 — поверхность крыла самолета X-15; 4, 5 — передняя кромка крыла и стекло кабины самолета XB-70A (полет в течение 21 мин); 7 — передняя кромка крыла самолета «Боинг-733»; 8 — поверхность крыла самолета «Конкорд». ( $\lambda_m$  — длина волны, соответствующая максимуму плотности излучения.)

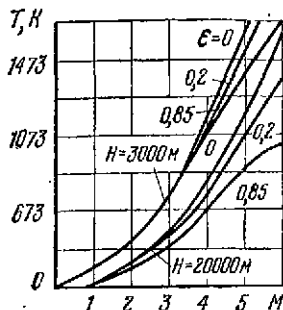


Рис. 3.38

Установившиеся значения температуры обшивки самолетов с различными коэффициентами излучения материала обшивки, характеризуются графиками на рис. 3.38. Некоторые экспериментальные данные о температуре обшивки сверхзвуковых американских самолетов приведены в табл. 3.31 и на рис. 3.39, где показана также теоретическая кривая зависимости температуры от числа  $M$  [36].

По сообщениям открытой печати, сила излучения в переднюю полусферу американского бомбардировщика B-70 «Валькирия» (вдоль продольной оси) при скорости полета, соответствующей  $M = 3$ , на высоте 30 км равна  $4 \cdot 10^8$  Вт/ср.

Аэродинамический нагрев обшивки самолета при его сверхзвуковом полете приводит к тому, что индикатриса излучения самолета теряет свою направленную форму (рис. 3.40).

Баллистические ракеты и искусственные спутники Земли. Баллистическая ракета в полете представляет мощный источник инфракрасного излучения. Ее корпус нагревается до высокой температуры за счет тепла, выделяемого при работе ракетного двигателя, аэродинамического нагрева и солнечной радиации. На начальном участке полета кратковременным источником излучения является факел раскаленных продуктов сгорания топлива.

За счет работы двигателя корпус ракеты, особенно хвостовая часть,

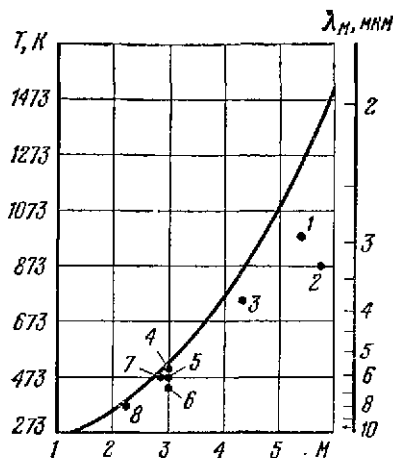


Рис. 3.39

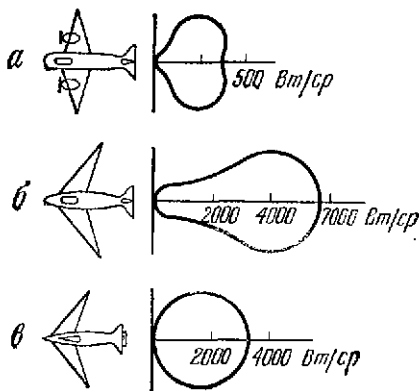


Рис. 3.40. Индикатрисы энергетической силы света: а — самолета С-47 с двумя поршневыми двигателями; б — бомбардировщика В-66 с двумя турбореактивными двигателями; в — сверхзвукового истребителя F-104 с турбореактивным двигателем.

нагреваются до значительной температуры, так как температура в камере сгорания достигает  $2000 \dots 3000^\circ \text{C}$ , однако наиболее интенсивный нагрев корпуса происходит вследствие трения о воздух при полете ракеты в плотных слоях атмосферы. Так, известно, что головная часть немецкой баллистической ракеты V-2 при полете в плотных слоях атмосферы со скоростью около  $5000 \text{ км/ч}$  разогревалась до красного каления, что соответствует температуре около  $950^\circ \text{C}$ . Головной конус американской баллистической ракеты «Юпитер» при движении в плотных слоях атмосферы разогревался до белого каления и был хорошо виден невооруженным глазом [22].

При входе в атмосферу головного конуса баллистической ракеты создается фронт ударной волны, форма которого показана на рис. 3.41. Между фронтом ударной волны и пограничным слоем расположен высокотемпературный слой, в котором воздух интенсивно ионизируется. Этот слой является источником излучения видимых и инфракрасных лучей. При экспериментальных запусках баллистической ракеты «Юпитер» яркость свечения высокотемпературного ионизированного слоя превышала более чем в 1000 раз яркость планеты Юпитер, находившейся при испытаниях в одном направлении с баллистической ракетой.

Скорости и температуры обшивок ракет при прохождении в плотных слоях атмосферы составляют в среднем: для ракет с дальностью  $1600 \text{ км}$  —  $3500 \text{ м/с}$  и  $3700 \text{ К}$ , для ракет с дальностью  $8000 \text{ км}$  —  $6700 \text{ м/с}$  и  $7400 \text{ К}$  и для ракет ИСЗ с высотой орбиты  $480 \text{ км}$  —  $7600 \text{ м/с}$  и  $8900 \text{ К}$  соответственно.

На рис. 3.42 показана индикатриса излучения обшивки американской баллистической ракеты «Редстоун» при полете на высоте  $20 \text{ км}$  со скоростью, соответствующей  $M = 5$  [22]. Подавляющая часть энергии излучения обусловлена аэродинамическим нагревом; доля энергии излучения, обусловленная нагреванием обшивки солнечной радиацией и теплопередачей от дви-

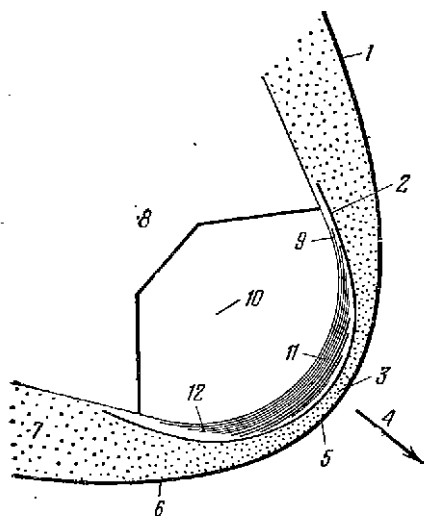


Рис. 3.41

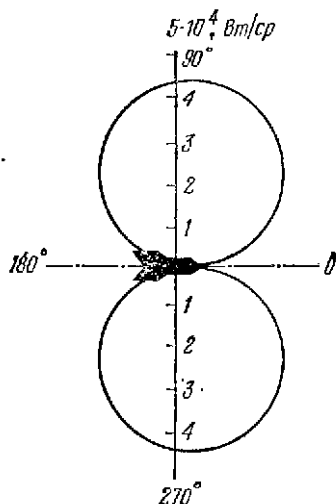


Рис. 3.42

Рис. 3.41. Источники инфракрасного излучения головного конуса баллистической ракеты при входе его в атмосферу: 1 — фронт ударной волны; 2 — пограничный слой; 3 — критическая точка; 4 — направление движения конуса; 5 — слой ударной волны; 6 — ионизированный и светящийся воздух, имеющий высокую температуру; 7 — полоса ионизированного газа; 8 — кильватерный след; 9 — металлическая оболочка; 10 — боевая часть ракеты; 11 — слоистая пластмасса; 12 — асбесто-пластмассовая прослойка.

Рис. 3.42. Индикатриса излучения обшивки американской баллистической ракеты «Редстоун».

Рис. 3.43. Спектральная плотность излучения черного тела при температуре 800 К (кривая 1), полиэтилена (2) и тефлона (3).

Рис. 3.44. Графики равновесной (а) и средней (б) температуры оболочки ИСЗ;  $\rho$  — коэффициент поглощения материала оболочки,  $\varepsilon$  — коэффициент излучения.

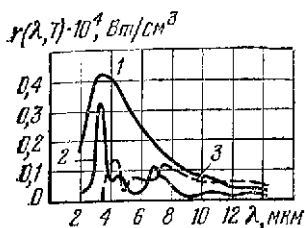


Рис. 3.43

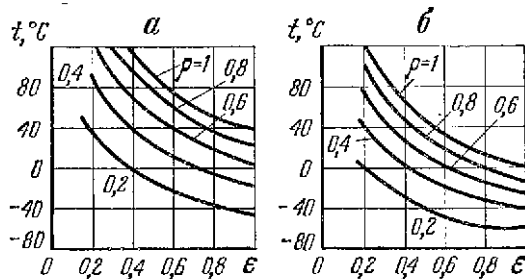


Рис. 3.44

дателя и внутренних тепловых источников, в рассматриваемых условиях мала. Максимальное излучение обшивки ракеты «Редстоун» направлено перпендикулярно ее продольной оси и характеризуется энергетической силой света  $4,4 \cdot 10^4$  Вт/ср. Обшивка головной части американской баллистической ракеты «Атлас» при полете со скоростью, соответствующей  $M = 10$ , на высоте 40 км имеет энергетическую силу света в направлении полета (вдоль продольной оси)  $6 \cdot 10^4$  Вт/ср [22].

Важное значение для анализа возможностей обнаружения запуска баллистических ракет имеет знание характеристик излучения газовых струй на выходе ракетных двигателей.

Идеализированное представление газовой струи заключается в следующем. Прореагировавшие продукты сгорания ракетного топлива входят в сходящееся-расходящееся сопло и распространяются со сверхзвуковой скоростью при пониженном давлении, зависящем от сечения выходного отверстия сопла. Правильно сконструированное сопло обеспечивает получение на выходе однородного параллельного потока. В некоторых пределах неоднородность выходного давления приводит к образованию областей повышенного и пониженного давления и стоячих волн. При этом в сечении струи наблюдаются значительные градиенты температуры и плотности. Другим источником неоднородности является химическая реакция, происходящая в области смешения. На выходе сопла возникает большое количество горючих газов, которые вступают в реакцию с окружающим воздухом. Догорание газов создает температуры, значительно превышающие температуру внутри струи. При расширении газов, выходящих из сопла, выходной шлейф струи приобретает немного меньшую температуру и большие размеры.

В табл. 3.32 приведены составы топлив ракетных двигателей, их продукты сгорания и температуры, а в табл. 3.33 даны длины волн, соответствующие центральным линиям спектральных полос излучения выхлопных газов.

Спектральные характеристики излучения газовой струи ракетного двигателя определяются не только продуктами сгорания топлива и их температурой, но и твердыми частицами углерода. Согласно проведенным измерениям частицы угольной сажи в продуктах сгорания кислородно-углеводородной смеси имеют приблизительно сферическую форму диаметром 20 ... 40 нм в газовой струе и 30 ... 70 нм — в камере сгорания. Температура частиц сажи равна температуре газа в пределах погрешностей измерений.

Представляют интерес экспериментальные исследования спектра излучения аблирующих материалов, применяемых для тепловой защиты головных частей баллистических ракет. На рис. 3.43 изображены спектры излучения аблирующих пластинок — полиэтилена и тефлона, полученные с по-

Продукты сгорания топлив ракетных двигателей

Топливо		T, К	Продукты сгорания, % молей										
	горючее		H <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub>	H	OH	O	NO	N	CO <sub>2</sub>	CO	HF	HCl
	N <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	5420	—	4,30	0,20	—	—	—	20,7	—	—	56,1	18,1
	NH <sub>3</sub>	7170	—	1,33	2,22	—	—	—	4,3	—	—	81,0	—
	N <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	4220	—	1,82	3,57	—	—	—	20,1	—	—	73,1	—
		2400	—	2,97	0,01	—	—	—	20,6	—	—	76,4	—
	H <sub>2</sub>	8300	—	50,4	1,71	—	—	—	—	—	—	47,9	—
	N <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	5340	72,2	6,48	0,01	0,02	—	—	21,3	—	—	—	—
	(CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> × × N <sub>2</sub> H <sub>2</sub> · N <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	5340	42,3	9,45	0,01	—	—	—	34,9	7,15	6,20	—	—
		6600	38,3	6,81	2,30	3,32	0,84	0,75	33,5	5,43	6,93	—	—
		3050	44,5	6,32	—	—	—	—	36,0	10,9	2,19	—	—
	B <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	6870	3,07	25,1	6,62	0,23	0,04	0,02	22,3	—	—	—	—
		4770	1,01	33,3	1,15	0,01	—	—	23,7	—	—	—	—
	C <sub>10</sub> H <sub>8</sub>	4430	32,1	17,8	0,04	0,01	—	—	—	14,3	35,7	—	—
		3150	26,7	23,3	—	—	—	—	—	19,7	30,3	—	—
	N <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	4690	53,4	13,2	0,05	0,02	—	—	33,3	—	—	—	—
	H <sub>2</sub>	3600	37,8	62,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—
		5110	37,7	61,9	0,32	0,01	—	—	—	—	—	—	—
	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	4220	44,9	10,2	1,90	3,37	0,41	—	—	13,8	24,7	—	—
	(CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> · N <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	5070	48,0	6,24	0,10	0,08	—	0,02	22,0	4,74	17,5	0,53	—
		1620	35,3	19,1	0,59	0,24	0,01	0,02	22,0	4,74	17,5	0,53	—
	NO, N <sub>2</sub> H <sub>3</sub> × × (CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub>	6680	34,8	8,55	2,88	3,06	0,76	0,62	32,7	5,63	9,82	—	—
		2130	35,2	13,7	—	—	—	—	34,8	14,7	1,63	—	—

Центральные линии спектральных полос излучения выхлопных газов ракетных двигателей

Газ	Длины волн, соответствующие центральным линиям полос излучения, мкм
H <sub>2</sub> O	0,94; 1,14; 1,38; 1,88; 2,66; 2,74; 3,17; 6,27
CO <sub>2</sub>	1,96; 2,01; 2,06; 2,69; 2,77; 4,26; 4,68; 4,78; 4,82; 5,17; 15,0
CO	4,663; 2,345; 1,573
HCl	3,465; 1,764; 1,198
NO	5,30; 2,672
NO <sub>2</sub>	4,50; 6,17; 15,4
H <sub>2</sub> O	2,87; 3,90; 4,06; 4,54; 7,78; 8,57; 16,98
OH	1,00; 1,03; 1,08; 1,14; 1,21; 1,29; 1,38; 1,43; 1,50; 1,58; 1,67; 1,70; 1,87; 1,99; 2,15; 2,80; 2,94; 3,08; 3,25; 3,43; 3,63; 3,87; 4,14; 4,47
SO <sub>2</sub>	4,0; 4,34; 5,43; 7,35; 8,69

мощью спектрометра с призмой из NaCl; сканирование в пределах 0,4 ... 15 мкм проводилось приблизительно за 15 с. Градуировка по абсолютной интенсивности (в ваттах на 1 см<sup>2</sup> поверхности и на 1 мкм длины волны) была получена заменой аблучающего материала угольным черным телом [11].

Рассмотрим вкратце влияние различных факторов на температуру обшивки искусственных спутников Земли (ИСЗ). На больших высотах атмосфера разрежена настолько, что она не может считаться непрерывной. В таких условиях законы аэродинамики оказываются несправедливыми и температуру обшивки ИСЗ, движущихся на больших высотах, определяют на основании экспериментальных данных. Большое влияние на температуру оболочки ИСЗ оказывает тепловыделение установленной на нем аппаратуры. Количество тепла, выделяемого аппаратурой, зависит от ее мощности и режима работы (кратковременный, продолжительный и т. п.). Эти факторы не являются общими для всех ИСЗ, поэтому влияние излучения аппаратуры на нагрев наружной поверхности ИСЗ можно оценить только для конкретных условий.

Вторым источником нагрева оболочки является солнечная радиация. Температура оболочки при этом может быть рассчитана теоретическим путем. Для случая тонкой оболочки можно считать, что ее теплоемкость настолько мала, что наступает некоторая равновесная температура, значение которой определяется главным образом коэффициентами излучения и поглощения материала оболочки и иллюстрируется графиками на рис. 3.44, а [33].

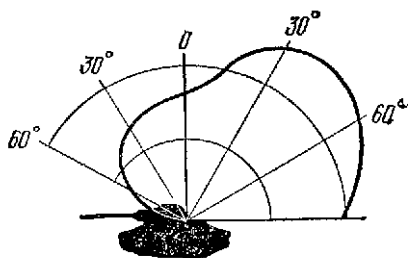
На теневой стороне Земли равновесная температура оболочки в этом случае составляет около 173 К, независимо от значений коэффициентов излучения и поглощения. На освещенной стороне она может при определенных условиях достигать 420 К.

Для случая толстой оболочки, обладающей столь большой теплоемкостью, что можно пренебречь колебаниями температуры при изменении освещенности, вводится понятие средней температуры. На рис. 3.44, б представлены теоретические графики изменения средних температур оболочки ИСЗ, полученные без учета тепловыделения аппаратуры. Температура здесь ниже, чем в первом случае, но также колеблется в широких пределах [33]. В общем ИСЗ следует отнести к числу объектов, обладающих малой интенсивностью теплового излучения.

**Промышленные и надводные объекты.** Промышленные предприятия, тепловые электростанции, корабли, танки, самоходные орудия и другие цели являются источниками теплового излучения и могут быть обнаружены средствами инфракрасной техники.

Функционирование промышленных предприятий связано с работой различных энергетических установок, выделяющих большое количество тепла.

Рис. 3.45. Индикатриса излучения танка для диапазона длин волн 2,7...5,3 мкм.



ектов должна производиться отдельно в каждом конкретном случае. Целесообразно при этом выделить из всей совокупности теплоизлучающих объектов два-три наиболее мощных источника, имеющих большие поверхности и высокие температуры, и принять их излучение за излучение промышленного предприятия в целом.

Источниками теплового излучения на кораблях являются дымовые трубы, надстройки, корпус, отдельные части палубы, главным образом в местах расположения силовых установок, и факел дымовых газов [10, 20]. Излучение направлено в верхнюю полусферу и может быть рассчитано, если известны температура и площадь соответствующих поверхностей излучения. Большие трудности вызывает расчет характеристик излучения газового факела; при приближенной оценке факел считают серым излучателем, а коэффициент излучения выбирают на основании экспериментальных данных.

Основными излучателями тепловых электростанций являются дымовые трубы, особенно их жерла, а у танков — кормовая обшивка брони, под которой расположен двигатель и выхлопные патрубки. Индикатриса излучения танка имеет максимум, направленный в заднюю полусферу под углом приблизительно  $45^\circ$  (рис. 3.45).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белостоцкий Б. Р., Любавский Ю. В., Овчинников В. М. Основы лазерной техники. М., «Сов. радио», 1972.
2. Бирнбаум Дж. Оптические квантовые генераторы. Пер. с англ. М., «Сов. радио», 1967.
3. Брамсон М. А., Каликеев А. Е. Инфракрасная техника капиталистических государств. М., «Сов. радио», 1960.
4. Брамсон М. А. Инфракрасное излучение нагретых тел. М., «Наука», 1965.
5. Гуревич В. З. Теплый свет. М., «Наука», 1966.
6. Гуревич В. З. Энергия невидимого света. М., «Наука», 1973.
7. Дерибере М. Практические применения инфракрасных лучей. Пер. с франц. М., Госэнергоиздат, 1959.
8. Дьяков В. А., Тарасов Л. В. Оптическое когерентное излучение. М., «Сов. радио», 1974.
9. Иванов А. П. Электрические источники света. М., Госэнергоиздат, 1955.
10. Иванов Ю. А., Тяпкин Б. В. Инфракрасная техника в военном деле. М., «Сов. радио», 1963.
11. Измерение температур в объектах новой техники. Пер. с англ. Под ред. А. Н. Гордова. М., «Мир», 1965.
12. Измерение нестационарных температур и тепловых потоков. Пер. с англ. Под ред. А. Н. Гордова. М., «Мир», 1966.



13. Ицксон Б. С., Денисов Ю. Л. Инфракрасные газовые излучатели. М., «Недра», 1969.
14. Ищенко Е. Ф., Климов Ю. М. Оптические квантовые генераторы. М., «Сов. радио», 1968.
15. Козелкин В. В., Усольцев И. Ф. Основы инфракрасной техники. М., «Машиностроение», 1967.
16. Койпер Г. П. Планеты и спутники. Пер. с англ. М., ИЛ, 1963.
17. Коровкин А. С. Инфракрасная техника. М., Воениздат, 1963.
18. Криксунов Л. З. Системы информации с оптическими квантовыми генераторами. Киев, «Техника», 1970.
19. Криксунов Л. З., Герасимов С. М. Оптические квантовые генераторы. Киев, «Техника», 1965.
20. Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф. Инфракрасные устройства самонаведения управляемых снарядов. М., «Сов. радио», 1963.
21. Кушир Ю. М. Невидимые лучи. М., Воениздат, 1952.
22. Лазарев Л. П. Инфракрасные и световые приборы самонаведения летательных аппаратов. М., «Машиностроение», 1970.
23. Лазеры. Сборник статей. Пер. с англ. Под ред. Жаботинского М. Е. и Шмаонова Т. А. М., ИЛ, 1963.
24. Лебедев П. Д. Сушка инфракрасными лучами. М., Госэнергоиздат, 1955.
25. Левитин И. Б. Инфракрасная техника. Л., «Энергия», 1973.
26. Локк А. С. Управление снарядами. М., Гостехиздат, 1957.
27. Марголии И. А., Румянцев Н. П. Основы инфракрасной техники. М., Воениздат, 1957.
28. Микаэлян А. Л., Тер-Микаэлян М. Л., Турков Ю. Г. Оптические генераторы на твердом теле. М., «Сов. радио», 1967.
29. Павлов А. В., Изнар А. Н., Федоров Б. Ф. Оптико-электронные приборы космических аппаратов. М., «Машиностроение», 1972.
30. Павлов А. В. Оптико-электронные приборы. М., «Энергия», 1974.
31. Применения лазеров. Пер. с англ. Под ред. Тычинского В. П. М., «Мир», 1974.
32. Райков Л. Г. Нагрев летательных аппаратов в полете. М., Воениздат, 1962.
33. Сафронов Ю. П., Андрианов Ю. Г., Иевлев Д. С. Инфракрасная техника в космосе. М., Воениздат, 1963.
34. Сахаров Г. Н., Андреевский В. В., Букреев В. З. Нагрев тел при движении с большими сверхзвуковыми скоростями. М., Оборонгиз, 1961.
35. Физика и техника инфракрасного излучения. Пер. с англ. М., «Сов. радио», 1965. Авт.: Джемиссон Дж. Э., Мак-Фи Р. Х., Пласе Дж. Н., Грубе Р. Г., Ригарде Р. Дж.
36. Хадсон Р. Инфракрасные системы. Пер. с англ. М., «Мир», 1972.
37. Шестов Н. С. Источники чистой энергии. М., Госэнергоиздат, 1954.
38. Canada A. H. Infrared, its military and peacetime uses. General Electr. Co., 1954.
39. De Vos J. C. Evaluation of the Quality of a Blackbody. — «Physica», 1954, № 20.
40. Elderling H. G. Method for the Complete Description of Infrared Sky Backgrounds. — «JOSA», 1961, v. 51.
41. Fontenot J. E. Thermal Radiation from Solid Rocket Plumes at High Altitude. — «AIAAJ», 1965, v. 3.
42. Free L. J. Background Noise Measurements at the sea Horizon. — «JOSA», 1959, v. 49.
43. Gray L. D., Mc Clatchay R. A. Calculations of Atmospheric Radiation from 4, 2  $\mu$  to 5  $\mu$ . — «Appl. Opt.», 1965, № 4.
44. Ramsey R. C. Spectral Irradiance from Stars and Planets. — «Appl. Opt.», 1962, № 1.
45. Sloan R., Shaw J. H., Williams D. Thermal Radiation from the Atmosphere. — «JOSA», 1956, v. 46.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С РАЗЛИЧНЫМИ СРЕДАМИ

---

### 4.1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Для однородной изотропной среды с относительной диэлектрической постоянной  $\epsilon$ , магнитной проницаемостью  $\mu$  и проводимостью  $\sigma$  справедливо волновое уравнение [21]:

$$\nabla^2 E - \frac{\mu \epsilon \ddot{E}}{c_0^2} - \frac{\sigma \mu \dot{E}}{\epsilon_0 c_0^2} = 0, \quad (4.1)$$

где  $E$  — мгновенная амплитуда вектора электрического поля;  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная вакуума;  $c_0$  — скорость света.

Решение уравнения (4.1) для одной компоненты вектора имеет вид (для плоской волны):

$$E_x(z, t) = E_{0x} \exp(-i\omega t) \exp\left(\frac{i\omega z n}{c_0}\right) \times \exp\left(-\frac{\omega k z}{c_0}\right), \quad (4.2)$$

где

$$n + ik = \left[ \mu \left( \epsilon + \frac{\sigma}{i\omega \epsilon_0} \right) \right]^{1/2}; \quad (4.3)$$

$E_{0x}$  — комплексная амплитуда компоненты поля  $x$  в момент  $t = 0$  в точке  $z = 0$ .

Плоская волна перемещается со скоростью  $c_0/n$  в направлении  $z$  и если она имеет только компоненту  $x$  ( $E_y = E_z = 0$ ), то ее мощность

$$|E_x|^2 = E_{0x}^2 \exp\left(-\frac{2\omega k z}{c_0}\right), \quad (4.4)$$

что указывает на уменьшение мощности в  $e$  раз на расстоянии  $z(1/e) = c_0/2k\omega = \lambda/4\pi k$ . Величины  $n$  и  $k$  определяют свойства оптической среды.

Возводя уравнение (4.3) в квадрат и решая его относительно  $n$  и  $k$  (приравниванием действительных и мнимых частей), получаем

$$2n^2 = \mu \epsilon \left[ 1 + \left( 1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \mu^2 \epsilon^2 \epsilon_0^2} \right)^{1/2} \right], \quad (4.5)$$

$$2k^2 = \mu \epsilon \left[ 1 - \left( 1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \mu^2 \epsilon^2 \epsilon_0^2} \right)^{1/2} \right]. \quad (4.6)$$

Если среда является хорошим диэлектриком и не ферромагнитна, то  $\sigma \approx 0$ ;  $\mu \approx 1$  и тогда  $n \approx \sqrt{\epsilon}$ ;  $k \approx 0$ . Эти допущения приемлемы для большого числа оптических материалов в определенном диапазоне частот. В кристаллах  $\mu$ ,  $\epsilon$  и  $\sigma$  являются функциями направления распространения волны относительно осей кристалла.

При взаимодействии излучения со средой имеет место его *поглощение и рассеяние*. Частными случаями рассеяния излучения являются *отражение* от поверхности раздела двух сред и *преломление* излучения через эту поверхность раздела.

Предположим, что монохроматический лучистый поток  $F_{0\lambda}$  падает на поверхность раздела двух сред (I и II), тогда, обозначая  $F_{\rho\lambda}$  — отраженный лучистый поток,  $F_{m\lambda}$  — лучистый поток, рассеянный средой II,  $F_{\alpha\lambda}$  — поглощенный средой II лучистый поток,  $F_{\tau\lambda}$  — лучистый поток, вышедший из среды II, имеем на основании закона сохранения энергии:

$$F_{0\lambda} = F_{\rho\lambda} + F_{m\lambda} + F_{\alpha\lambda} + F_{\tau\lambda}. \quad (4.7)$$

Величины  $F_{\rho\lambda}/F_{0\lambda} = \rho_\lambda$ ,  $F_{m\lambda}/F_{0\lambda} = m_\lambda$ ,  $F_{\alpha\lambda}/F_{0\lambda} = \alpha_\lambda$ ,  $F_{\tau\lambda}/F_{0\lambda} = \tau_\lambda$  называют соответственно *спектральными коэффициентами отражения, рассеяния, поглощения и пропускания*. Они показывают, какую долю от падающего монохроматического лучистого потока составляют отраженный, рассеянный, поглощенный и прошедший через среду потоки. Очевидно,

$$\rho_\lambda + m_\lambda + \alpha_\lambda + \tau_\lambda = 1. \quad (4.8)$$

Для случая взаимодействия со средой немонохроматического лучистого потока вводят понятия *интегральных коэффициентов отражения, рассеяния, поглощения и пропускания*:

$$\left. \begin{aligned} \rho &= F_{\rho}/F_0 = \int F_{0\lambda} \rho_\lambda d\lambda / \int F_{0\lambda} d\lambda; \\ m &= F_m/F_0 = \int F_{0\lambda} m_\lambda d\lambda / \int F_{0\lambda} d\lambda; \\ \alpha &= F_{\alpha}/F_0 = \int F_{0\lambda} \alpha_\lambda d\lambda / \int F_{0\lambda} d\lambda; \\ \tau &= F_{\tau}/F_0 = \int F_{0\lambda} \tau_\lambda d\lambda / \int F_{0\lambda} d\lambda. \end{aligned} \right\} \quad (4.9)$$

## 4.2. ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Различают два вида отражения:

- зеркальное, когда размеры неоднородности структуры отражающей поверхности значительно меньше длины волны падающего излучения;
- рассеянное, когда размеры неоднородности структуры сравнимы с длиной волны.

При зеркальном отражении от плоских поверхностей

$$\rho = F_{\rho}/F_0 = I_{\rho} \omega_{\rho}/I_0 \omega_0 = B_{\rho}/B_0, \quad (4.10)$$

где  $B_0$  и  $B_{\rho}$  — энергетическая яркость источника излучения и энергетическая яркость после отражения излучения.

Формула (4.10) получена из условия, что пространственный угол, в пределах которого распространяется падающее излучение, сохраняется после излучения. При рассеянном отражении это условие не выполняется: пространственный угол, в котором распространяется отраженное излучение, больше пространственного угла, в котором распространяется падающее излучение. В случае диффузного отражения индикатриса отраженной энергетической силы света представляет собой окружность, т. е.  $I_{\alpha} = I_0 \cos \alpha$ , где  $I_0$  — энергетическая сила света в направлении, перпендикулярном поверхности излучения.

Диффузный отражатель характеризуют следующим соотношением:

$$\rho = \pi B_0/E, \quad (4.11)$$

где  $E$  — энергетическая освещенность, а  $B_0$  — энергетическая яркость диффузно отражающей поверхности. Величина  $B_0$  не зависит от направления падающего излучения и одинакова для всех направлений.

В случае рассеивающего отражателя, не подчиняющегося условию (4.11), для характеристики свойств поверхности вводят понятие коэффициента энергетической яркости, представляющего собой отношение наблюдаемой при отражении яркости  $B$  к яркости  $B_{01}$  одинаково облученной с ней диффузно отражающей поверхности, коэффициент отражения которой равен единице, т. е.

$$r = B/B_{01} = \pi B/E. \quad (4.12)$$

Для диффузно отражающей поверхности коэффициент энергетической яркости равен коэффициенту отражения:

$$r = B/B_{01} = \pi r E / (\pi + 1 + E) = \rho. \quad (4.13)$$

Предположим, что плоская волна падает на границу раздела двух сред, идя из среды I с параметрами  $\mu_1, n_1, k_1$ , в то время как среда II имеет параметры  $\mu_2, n_2, k_2$ . Обозначим  $\theta_1$  — угол между нормалью к фронту падающей волны и нормалью к границе раздела (угол падения),  $\theta_2$  — угол между нормалью к фронту отраженной волны и нормалью к поверхности раздела (угол отражения) и  $\theta_3$  — угол между нормалью к фронту преломленной волны и нормалью к поверхности раздела. Все три части волны могут быть представлены уравнениями типа (4.2). Отраженные компоненты вектора  $E$ , перпендикулярные  $E_{\text{пер}}$  и параллельные  $E_{\text{пар}}$  вектору  $E$ , связаны с компонентами первичной волны формулами Френеля:

$$E_{2 \text{ пар}} = \frac{\mu_1 (n_2 + i k_2) \cos \theta_1 - \mu_2 (n_1 + i k_1) \cos \theta_3}{\mu_2 (n_2 + i k_2) \cos \theta_1 + \mu_2 (n_1 + i k_1) \cos \theta_3} E_{1 \text{ пар}}; \quad (4.14)$$

$$E_{2 \text{ пер}} = \frac{\mu_2 (n_1 + i k_1) \cos \theta_1 - \mu_1 (n_2 + i k_2) \cos \theta_3}{\mu_2 (n_1 + i k_1) \cos \theta_1 + \mu_1 (n_2 + i k_2) \cos \theta_3} E_{1 \text{ пер}}. \quad (4.15)$$

Для случая, когда обе среды прозрачны в некоторой области длин волн падающего излучения ( $k_1 = k_2 = 0$ ) и неферромагнитны ( $\mu_1 = \mu_2 = 1$ ), уравнения (4.14) и (4.15) сводятся к виду

$$E_{2 \text{ пар}} = \frac{\text{tg}(\theta_1 - \theta_3)}{\text{tg}(\theta_1 + \theta_3)} E_{1 \text{ пар}}; \quad (4.16)$$

$$E_{2 \text{ пер}} = -\frac{\sin(\theta_1 - \theta_3)}{\sin(\theta_1 + \theta_3)} E_{1 \text{ пер}}. \quad (4.17)$$

Кроме того, справедливо соотношение

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_3, \quad (4.18)$$

известное под названием закона преломления.

Коэффициент отражения на границе раздела сред

$$\rho = \frac{\text{tg}(\theta_1 - \theta_3)}{\text{tg}(\theta_1 + \theta_3)} + \frac{\sin^2(\theta_1 - \theta_3)}{\sin^2(\theta_1 + \theta_3)}. \quad (4.19)$$

В частном случае падения излучения по нормали к границе раздела, имеем

$$\rho_{\text{н}} = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2. \quad (4.20)$$

Если  $\theta_1 + \theta_3 = \pi/2$ , то  $E_{2 \text{ пар}} = 0$  и отраженное излучение так поляризовано, что вектор электрического поля перпендикулярен плоскости падения. Это явление используют для изготовления плоскости поляризаторов.

Для случая, когда  $n_1 > n_2$  и углы падения  $\theta$  таковы, что  $n_1 \sin \theta_1 / n_2 > 1$ , угол  $\theta_3$  (согласно выражению (4.18)) получается комплексным. Это соответствует явлению полного внутреннего отражения. Излучение не проходит во вторую среду и коэффициент отражения становится равным единице.

Коэффициенты отражения некоторых прозрачных сред (стекло) [12]

Сорт стекла	Показатель преломления	Коэффициент отражения		Сорт стекла	Показатель преломления	Коэффициент отражения	
		до просветления	после просветления			до просветления	после просветления
К-3	1,51	0,040	0,025	ТФ-1	1,65	0,060	0,012
ТК-3	1,61	0,055	0,014	КРС-5	2,40	0,17	0,74

Явление полного внутреннего отражения позволяет уменьшить потери лучистого потока при его передаче с помощью волоконной оптики.

При большом числе отражающих поверхностей потери излучения на отражение могут быть значительными. Для устранения этих потерь на отражающую поверхность наносят тонкую (просветляющую) пленку, показатель преломления которой

$$n_{пл} \approx \sqrt{n_{отр \cdot пов}} \quad (4.21)$$

Излучение отражается вначале на границе воздух-пленка, а затем на границе пленка—отражающая поверхность. Если оптическую толщину пленки подобрать так, что в каждую точку пространства отраженные потоки будут приходить в противофазе, а величина потоков будет одинакова, то отраженный поток в результате интерференции будет равен нулю. «Просветляющие» пленки действуют только в определенном диапазоне длин волн и их влияние можно иллюстрировать при помощи табл. 4.1, где приведены значения коэффициентов отражения прозрачных сред до и после просветления.

На рис. 4.1 ... 4.12 изображены графики зависимости спектральных коэффициентов отражения от длины волны для оптических материалов, применяемых в инфракрасной технике. Коэффициенты отражения материалов для излучения с длинами волн, превышающими 10 мкм, близки к единице и не зависят от угла падения. В близкой и средней части инфракрасного спектра металлы обнаруживают меньшую отражательную способность (рис. 4.13). Значения спектральных коэффициентов отражения некоторых металлов, применяемых в отражательных оптических системах инфракрасных приборов, даны в табл. 4.2, а в табл. 4.3 приведены значения интегральных коэффициентов отражения различных материалов.

Используя ранее введенные обозначения, запишем выражения для параллельной  $E_{з \text{ пар}}$  и перпендикулярной  $E_{з \text{ пер}}$  (к плоскости падения) преломленных компонентов вектора электрического поля:

$$E_{з \text{ пар}} = \frac{\mu_2 (n_1 + i k_1) (\cos \theta_2 + \cos \theta_1) E_{1 \text{ пар}}}{\mu_1 (n_2 + i k_2) \cos \theta_1 + \mu_2 (n_1 + i k_1) \cos \theta_3}; \quad (4.22)$$

$$E_{з \text{ пер}} = \frac{\mu_2 (n_1 + i k_1) (\cos \theta_2 + \cos \theta_1) E_{1 \text{ пер}}}{\mu_2 (n_1 + i k_1) \cos \theta_1 + \mu_1 (n_2 + i k_2) \cos \theta_3}. \quad (4.23)$$

Для прозрачных и неферромагнитных сред ( $k_1 = k_2 = 0$ ;  $\mu_1 = \mu_2 = 1$ ) уравнения (4.22) и (4.23) упрощаются:

$$E_{з \text{ пар}} = \frac{2 \sin \theta_3 \cos \theta_1}{\sin (\theta_1 + \theta_3) \cos (\theta_1 - \theta_3)} E_{1 \text{ пар}}; \quad (4.24)$$

$$E_{з \text{ пер}} = \frac{2 \sin \theta_3 \cos \theta_1}{\sin (\theta_1 + \theta_3)} E_{1 \text{ пер}}. \quad (4.25)$$

Рис. 4.1. Спектральные коэффициенты отражения KRS-5 (1) и KRS-6 (2).

Рис. 4.2. Спектральные коэффициенты отражения оптических материалов: 1 — сапфир (обыкновенный луч); 2 — кристаллический кварц (обыкновенный луч).

Рис. 4.3. Спектральные коэффициенты отражения оптических материалов: 1 — Иртрави-2 (поликристаллический сернистый цинк); 2 — Иртран-1 (поликристаллический фтористый магний); 3 — мышьяковистое трехсернистое стекло.

Рис. 4.4. Спектральные коэффициенты отражения оптических материалов: 1 — сернистый свинец; 2 — селенистый свинец; 3 — германий; 4 — кремний.

Рис. 4.5. Спектральные коэффициенты отражения оптических материалов: 1 — антимонид индия; 2 — антимонид галлия; 3 — арсенид галлия; 4 — арсенид индия.

Рис. 4.6. Спектральные коэффициенты отражения оптических материалов: 1 — фосфид индия; 2 — антимонид индия ( $-35^{\circ}\text{C}$ ); 3 — антимонид индия ( $-25^{\circ}\text{C}$ ).

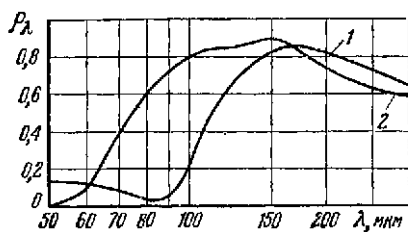


Рис. 4.1

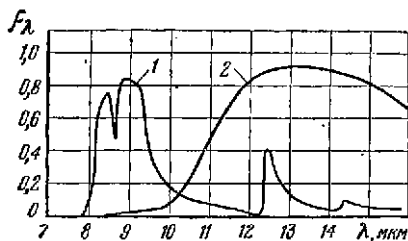


Рис. 4.2

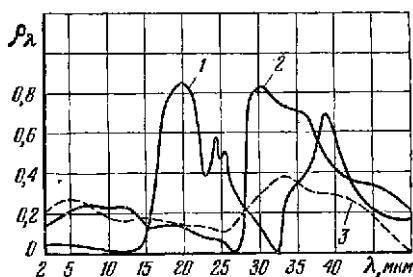


Рис. 4.3

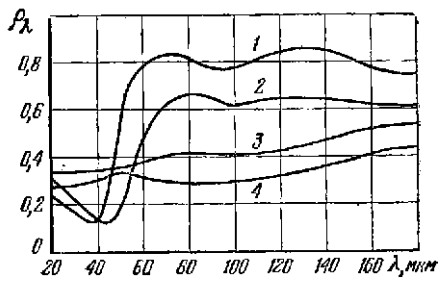


Рис. 4.4

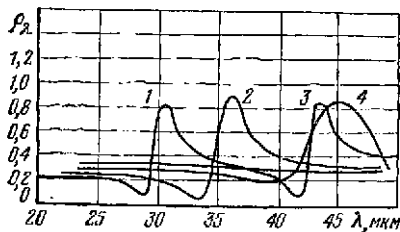


Рис. 4.5

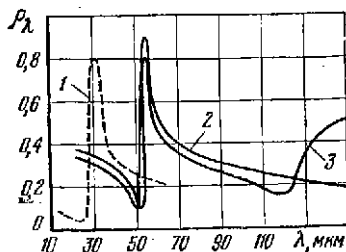


Рис. 4.6

Рис. 4.7. Спектральные коэффициенты отражения оптических материалов: 1 — двуокись титана (рутил); 2 — окись магния; 3 — окись цинка.

Рис. 4.8. Спектральные коэффициенты отражения оптических материалов: 1 — вольфрамат кальция; 2 — титанат стронция; 3 — титанат бария (обыкновенный луч).

Рис. 4.9. Спектральные коэффициенты отражения хлористого натрия (1) и хлористого калия (2).

Рис. 4.10. Спектральные коэффициенты отражения оптических материалов: 1 — бромистый калий; 2 — йодистый калий; 3 — бромистый таллий; 4 — бромистый цезий; 5 — йодистый цезий.

Рис. 4.11. Спектральные коэффициенты отражения фтористого лития (1), фтористого галлия (2) и фтористого натрия (3).

Рис. 4.12. Спектральные коэффициенты отражения фтористого кальция (1), фтористого стронция (2) и фтористого бария (3).

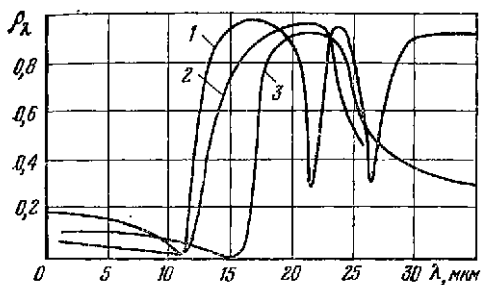


Рис. 4.7

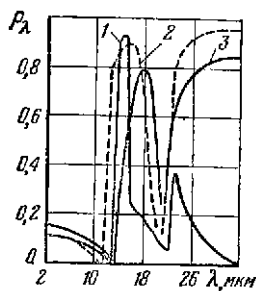


Рис. 4.8

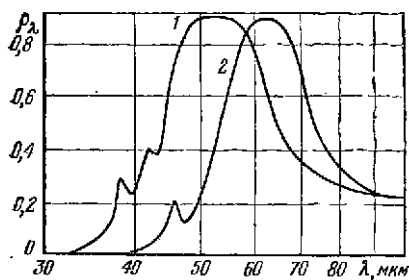


Рис. 4.9

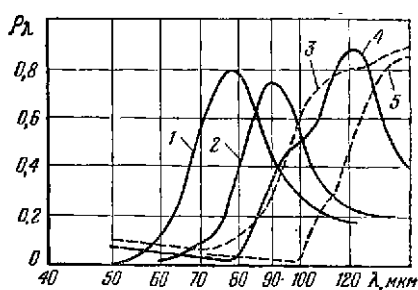


Рис. 4.10

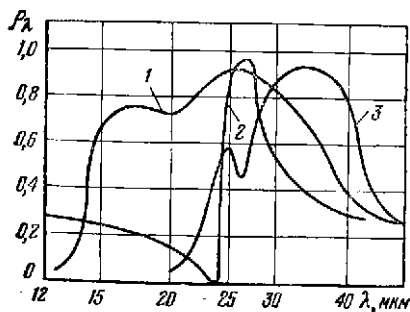


Рис. 4.11

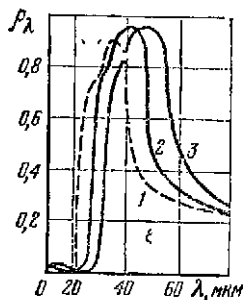


Рис. 4.12

## Спектральные коэффициенты отражения некоторых металлов

Металл	Коэффициент отражения $\rho_\lambda$ при длине волны, мкм						
	0,76	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	10,0
Серебро, нанесенное химическим способом	0,96	0,975	0,978	0,981	0,985	0,985	0,987
Полірованная чистая медь	0,83	0,901	0,955	0,971	0,973	0,968	0,985
Золото, нанесенное химическим способом	0,92	0,947	0,965	0,967	0,969	0,969	0,977
Родий	0,81	0,840	0,910	0,920	0,925	0,930	0,960
Никель	0,68	0,725	0,835	0,884	0,918	0,940	0,955
Полірованный алюминий	0,72	0,75	0,86	0,91	0,92	—	0,98
Хром	0,56	0,57	0,63	0,70	0,76	0,81	0,93
Сталь	0,57	0,63	0,77	0,83	0,88	0,89	0,93
Бронза	0,65	0,70	0,80	0,86	—	—	—
Смесь магния с алюминием	0,84	0,841	0,867	0,874	0,887	—	0,906

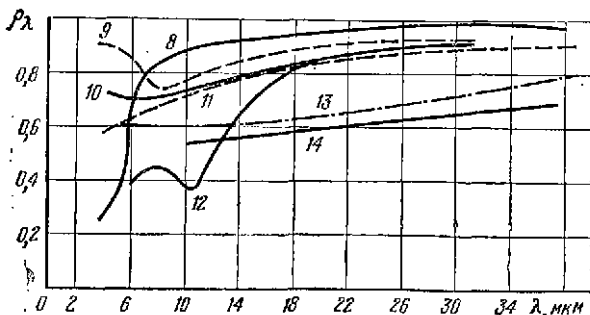
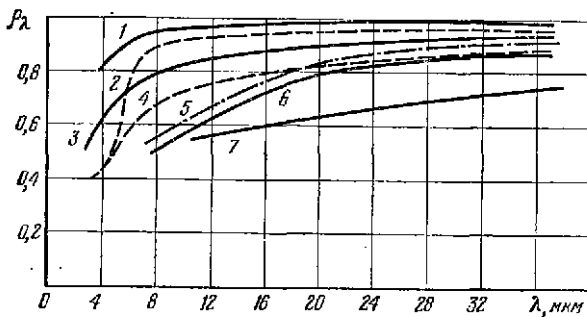


Рис. 4.13. Спектральные коэффициенты отражения металлов: 1 — серебро; 2 — золото; 3 — родий; 4 — платина; 5 — вольфрам; 6 — молибден; 7 — сталь; 8 — медь; 9 — алюминий, полированный анодным способом; 10 — алюминий полированный; 11 — никель; 12 — цинк; 13 — хром; 14 — сурьма.



Интегральные коэффициенты отражения различных материалов ( $\lambda_{\text{мкм}}=0,8$  мкм) [5]

Название материала	Коэффициент отражения	Название материала	Коэффициент отражения
<b>Твердые вещества</b>		Белая фосфоресцирующая краска	0,83
Бумага белая обыкновенная	0,30...0,35	Доломит	0,83
Бумага, окрашенная в различные цвета:		Магнезия	0,68...0,72
желтый	0,30	Ультрамарин	0,55...0,60
оранжевый	0,30	Окись хрома	0,40...0,48
красный	0,26	Ламповая сажа	0,03...0,13
зеленый	0,16	Графит	0,02...0,13
синий	0,17	Порошок древесного угля	0,04
черный	0,12	Двуокись марганца	0,07...0,08
Бумага, покрытая черным лаком	0,07	Бронзовый порошок	0,22...0,26
Картон асбестовый	0,20...0,28	Мука пшеничная	0,66
Картон сероватый	0,25	Тальк в тонком порошке	0,76
Ткань асбестовая	0,22...0,24	Слюда в тонком порошке	0,66
Слюда в толстом слое	0,30	Асбест в тонком порошке	0,40...0,62
Смола	0,16...0,25	Флюорит натуральный измельченный	0,60...0,70
Эбонит	0,12	Магнезит измельченный	0,70...0,80
Фибра светло-коричневая	0,22	Крахмал	0,56
Казеин молочный	0,39	Сурьма	0,18
Казеин творожный	0,36	Никель	0,22
Гипс	0,40...0,65	Магний	0,17
Дерево белое	0,20...0,30	Медь электролитическая	0,26
Дерево шлифованное	0,28...0,47	Гипс	0,76
Кожа, дубленая с цветной стороны	0,20...0,26	<b>Химические вещества</b>	
Кожа, дубленая с оборотной стороны	0,25...0,30	<b>Натрий:</b>	
Фарфор белый блестящий	0,25...0,35	двууглекислый	0,60
То же матовый	0,23	хромовокислый	0,75
Кирпич огнеупорный	0,24	борнокислый	0,30...0,44
Кирпич белый магнезиевый	0,35	сернистокислый	0,80...0,88
Стекло	0,10...0,16	фосфорнокислый	0,46
<b>Порошки</b>		уксуснокислый	0,24
Окись цинка чистая	0,80	углекислый	0,30...0,70
Двуокись титана	0,77...0,85	хлористый	0,44...0,50
Глинозем	0,88	азотнокислый	0,66
Сульфат кальция	0,78	Калий азотнокислый	0,44
Окись цинка	0,88	хромовокислый	0,61
Окись бериллия	0,70...0,88	углекислый	0,64
Кремнезем осажденный чистый	0,70...0,88	двухромовокислый	0,61
То же гранулированный	0,60	Свинец сернокислый	0,80...0,85
		борнокислый	0,85
		уксуснокислый	0,32
		фтористый	0,70
		Медь двуокись	0,40...0,42
		уксуснокислая	0,18

Название материала	Коэффициент отражения	Название материала	Коэффициент отражения
хлористая одновалентная	0,44	Железо серноокисное трехвалентное	0,50
серноокислая	0,09	То же двухвалентное	0,14
Цинк сульфид сухой	0,70	Литий углекислый	0,88
сульфид люминие-сцирующий	0,77	Висмут треххлористый	0,38
хлористый	0,44	Алюминий серноокислый	0,48
азотнокислый	0,30	Карбонат свинца	0,908...0,945
углекислый	0,76	Карбонат магния	0,894
Стронций гидрат окиси	0,84	Окись:	
сульфид люминесцирующий	0,80	вольфрама	0,30...0,34
сульфид чистый	0,61	циркония	0,88
хлористый	0,30	меди	0,25...0,30
серноокислый	0,70	цинка	0,84...0,86
Барий сульфид	0,52...0,57	тория	0,90
хлористый	0,36	никеля (кристаллическая)	0,09
Кальций углекислый	0,72	алюминия	0,88
Аммоний хлористый	0,35	кобальта	0,025...0,04
урановокислый	0,60	хрома	0,45
Бериллий серноокислый	0,16	железа	0,41
Олова двуокись	0,62	Различные материалы	
Марганец углекислый	0,70...0,74	Снег	0,13
Торий азотнокислый	0,48	Песок	0,40...0,60
Рубидий хлористый	0,70	Кремний (селикагель)	0,80
Цезий хлористый	0,53	Каолин отмытый	0,70...0,74
Таллий углекислый	0,70	Известь	0,60...0,72
Никель серноокислый	0,10		

Если

$$\sin \theta_3 < n_2/n_1,$$

то  $\sin \theta_3$  имеет действительное значение и все коэффициенты уравнений (4.24) и (4.25) также действительны. При этом компоненты преломленной волны находятся в фазе с компонентами падающей волны.

Изменение направления фронта падающей волны при переходе ею границы раздела двух сред объясняется различиями в скоростях падающей и преломленной волны и определяется законом преломления (4.18).

Показатели преломления  $n_1$  и  $n_2$  связаны с электрическими параметрами среды  $\epsilon$ ,  $\sigma$  и  $\mu$  уравнением (4.3). Величина  $n + ik$  представляет собой комплексный показатель преломления среды, имеющей комплексную диэлектрическую постоянную  $\epsilon + \frac{\sigma}{i\omega\epsilon_0}$ .

Значения показателей преломления материалов, прозрачных в инфракрасной области спектра, приведены в табл. 4.4. Величины показателей преломления даны с точностью до второго знака. Точные значения показателей преломления различных материалов содержатся в специальных справочниках [16].

Показатели преломления некоторых материалов могут быть рассчитаны в зависимости от длины волны по следующим эмпирическим формулам.

Таблица 4.4

Показатели преломления материалов, прозрачных  
в инфракрасной области спектра

Материал	Показатель преломления при длине волны, мкм				
	1	2	5	10	15
Хлористый натрий NaCl	1,53	1,52	1,52	1,49	1,45
Хлористый калий KCl	1,48	1,47	1,47	1,46	1,43
Хлористое серебро AgCl	2,02	2,00	1,99	1,98	1,95
Фтористый натрий NaF	1,32	1,32	1,30	1,24	1,09
Фтористый литий LiF	1,39	1,38	1,33	1,09	—
Фтористый кальций CaF <sub>2</sub>	1,43	1,42	1,40	—	—
Фтористый барий BaF <sub>2</sub>	1,47	1,46	1,45	1,40	—
Бромистый калий KBr	1,54	1,54	1,53	1,52	1,51
Бромистый цезий CsBr	1,68	1,67	1,67	1,66	1,65
Йодистый калий KI	1,64	1,63	1,63	1,62	1,61
Йодистый цезий CsI	1,76	1,74	1,74	1,74	1,73
Бромистый таллий — йодистый таллий	2,44	2,40	2,38	2,37	2,36
Бромистый таллий — хлористый таллий	2,24	2,21	2,19	2,18	2,15
Оксид магния MgO	1,72	1,71	1,63	—	—
Кварц кристаллический SiO <sub>2</sub>	1,53	1,52	—	—	—
Кварц плавленный	1,45	1,44	—	—	—
Сапфир Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	1,76	1,74	1,63	—	—
Шпинель MgO·Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	1,73	—	—	—	—
Двуокись титана TiO <sub>2</sub>	2,48	2,40	2,29	—	—
Титанат бария BaTiO <sub>3</sub>	2,40	2,40	2,40	—	—
Титанат стронция SrTiO <sub>3</sub>	2,31	2,21	2,10	—	—
Кальцит CaCO <sub>3</sub>	1,64	1,62	—	—	—
Дигидрофосфат калия KDP	1,46	—	—	—	—
Слюда	1,55	1,54	—	—	—
Кремний Si	3,57	3,46	3,42	3,42	—
Германий Ge	—	4,12	4,00	4,00	4,00
Селен (аморфный) Se	2,42	2,42	2,42	2,42	2,42
Селен (кристаллический)	—	—	—	2,78	2,78
Теллур Te	—	—	4,89	4,80	—
Алмаз	—	—	2,39	2,39	—
Сульфид свинца PbS	—	—	4,19	—	—
Селенид свинца PbSe	—	4,54	—	4,78(λ=8μкм)	—
Теллурид свинца PbTe	—	—	5,83	5,72(λ=8μкм)	—
Сульфид цинка ZnS	2,30	—	—	—	—
Сульфид кадмия CdS	2,33	—	—	—	—
Селенид кадмия CdSe	2,50	2,40	—	—	—
Теллурид кадмия CdTe	—	—	—	2,67	2,67
Антимонид индия InSb	—	—	—	3,95	3,88
Фосфид индия InP	—	—	3,05	3,00	2,95
Арсенид индия InAs	—	—	3,45	3,40	3,40
Фосфид галлия GaP	—	—	3,00	3,00	3,00
Арсенид галлия GaAs	—	—	3,20	3,14	2,73
Антимонид галлия GaSb	—	—	3,75	3,75	—
Антимонид алюминия AlSb	—	3,79	—	—	—
Теллурид висмута Bi <sub>2</sub> Te <sub>3</sub>	—	—	—	9,20	9,00

Материал	Показатель преломления при длине волны, мкм				
	1	2	5	10	15
Мышьяковистое трехсернистое стекло $As_2S_3$	2,48	2,41	2,41	2,38	—
Селенисто-мышьяковистое стекло Se (As)	2,58	2,50	2,48	2,48	—
Иртран-1	1,38	1,37	1,34	—	—
Иртран-2	2,29	2,26	2,24	2,20	—

Мышьяковистое трехсернистое стекло  $As_2S_3$ :

$$n^2 - 1 = \sum_{i=1}^5 \frac{k_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2}$$

$i$	$\lambda_i^2$	$k_i$
1	0,0255	1,89837
2	0,0625	1,92230
3	0,1225	0,87651
4	0,2025	0,11887
5	750	0,95699

Сульфид кадмия CdS:

$$\text{обыкновенный луч } n^2 = 5,235 + \frac{1,819 \cdot 10^7}{\lambda^2 - 1,651 \cdot 10^7}$$

$$\text{необыкновенный луч } n^2 = 5,239 + \frac{2,076 \cdot 10^7}{\lambda^2 - 1,651 \cdot 10^7}$$

Бромистый цезий CsBr:

$$n^2 = 5,64075 - 3,338 \cdot 10^6 \lambda^2 + \frac{1,8612 \cdot 10^8}{\lambda^2} - \frac{4,11105 \cdot 10^4}{\lambda^2 - 1,43904 \cdot 10^4} + \frac{0,0290764}{\lambda^2 - 0,024964}$$

Йодистый цезий CsI:

$$n^2 - 1 = \sum_{i=1}^5 \frac{k_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2}$$

$i$	$\lambda_i^2$	$k_i$
1	0,022957	0,00052701
2	0,1466	0,024916
3	0,1810	0,032761
4	0,2120	0,044944
5	161	25921

Плавленый кварц  $SiO_2$ :

$$n^2 = 2,97864 + \frac{8,77781 \cdot 10^3}{\lambda^2 - 0,010609} - \frac{84,06224}{96,000 - \lambda^2}$$

Оксид магния  $MgO$ :

$$n^2 = 2,95636 - 0,10624 \lambda^2 - 2,04968 \cdot 10^5 \lambda^4 - \frac{0,021958}{0,014283}$$

Бромистый калий KBr:

$$n^2 = 2,36132 - 3,11497 \cdot 10^3 \lambda^2 - 5,8613 \cdot 10^8 \lambda^4 + \frac{0,007676}{\lambda^2} - \frac{0,015657}{\lambda^2 - 0,0324}$$

Рутил:

обыкновенный луч  $n^2 = 5,913 + 2,441 \cdot 10^7 / (\lambda^2 - 0,803 \cdot 10^7)$ ;  
 необыкновенный луч  $n^2 = 7,197 + 3,322 \cdot 10^7 / (\lambda^2 - 0,843 \cdot 10^7)$ .

Хлористое серебро AgCl:

$$n^2 = 4,00804 - 8,5111 \cdot 10^4 \lambda^2 - 1,9762 \cdot 10^7 \lambda^4 + 0,079086 / (\lambda^2 - 0,04584)$$

Сульфид цинка ZnS:  $n^2 = 5,164 + 1,208 \cdot 10^7 / (\lambda^2 - 0,732 \cdot 10^7)$ .

Таллий бром-таллий йод KRS-5:

$$n^2 - 1 = \sum_{i=1}^5 \frac{k_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2};$$

<i>i</i>	$\lambda_i^2$	<i>k<sub>i</sub></i>
1	0,0225	1,82940
2	0,625	1,66756
3	0,1225	1,12104
4	0,2025	0,045134
5	27089,74	12,38023

Таблица 4.5

Значения постоянных *A*, *B*, *C*, *D* и *E* для расчета показателей преломления по интерполяционной формуле

Материал	Диапазон длин волн, мкм	<i>A</i>	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>
Плавленный кварц	0,5...4,3	1,44902	0,004604	-0,000381	-0,0025268	-0,00007722
Алюминат кальция IR-20	0,6...4,3	1,64289	0,007860	-0,000231	-0,0022133	-0,00001598
Титанат стронция	0,5...5,0	1,83450	0,011834	-0,000100	-0,0022268	-0,00001267
Окись магния	1,0...5,3	2,28355	0,035906	+0,001666	-0,0061335	-0,00001502
Сапфир	0,5...5,5	1,71960	0,006305	-0,000090	-0,0031356	-0,00000770
Фтористый литий	1,0...5,6	1,75458	0,007149	-0,001577	-0,0045380	-0,00002808
Итран-1	0,5...6,0	1,38761	0,001796	-0,000041	-0,0023945	-0,00000557
Фтористый литий	1,0...6,7	1,37770	0,001348	+0,000216	-0,0015041	-0,00000441
Фтористый кальций	0,6...8,3	1,42780	0,002267	-0,000069	-0,0011157	-0,00000162
Фтористый барий	0,5...11,0	4,46629	0,002867	+0,000064	-0,0006035	-0,00000046
Кремний	1,3...11,0	3,41696	0,138497	+0,013924	-0,0000209	+0,00000015
Мышьяково-сернистое стекло	0,6...12,0	2,41326	0,055720	+0,006177	-0,0003044	-0,00000023
Итран-2	1,0...13,5	2,25696	0,032586	+0,000679	-0,0005272	-0,00000080
Германий	2,0...12,5	3,99931	0,391707	+0,163492	-0,0000060	+0,00000005

Герцбергом и Зальцбергом предложена следующая интерполяционная формула для расчета показателей преломления [21]:

$$n = A + B\lambda + C\lambda^2 + D\lambda^3 + E\lambda^4,$$

где  $L = (\lambda^2 - 0,028)^{-1}$ , а значения постоянных  $A, B, C, D$  и  $E$  для различных материалов приведены в табл. 4.5.

### 4.3. ПОГЛОЩЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Для твердых веществ различают несколько видов поглощения излучения, главными из них являются: собственное (сплошное) поглощение, обусловленное взаимодействием электромагнитных волн с кристаллической решеткой, и характеристическое (избирательное) поглощение, возникающее вследствие колебаний и вращений молекул и приводящее к появлению полос поглощения.

Оптическую среду можно рассматривать как динамическую систему, молекулы которой испытывают вынужденные колебания под воздействием падающего излучения. В результате этого изменяются параметры электрического поля среды, а интенсивность проходящего через нее излучения уменьшается аналогично тому, как это происходит с электрическим сигналом при прохождении его через фильтр.

В классе полупроводников различают также внутреннее поглощение, возникающее за счет возбуждения электронов, пересекающих запретную зону, внешнее поглощение, вызываемое переходом электронов между примесными уровнями и зоной проводимости или валентной зоной, а также поглощение свободными (или почти свободными) электронами. На рис. 4.14 показана зависимость коэффициента поглощения от длины волны для полупроводникового материала. В области  $\lambda < \lambda_0$  падающие фотоны имеют еще достаточную энергию для возбуждения электронов, которые затем пересекают запретную зону. Это внутреннее поглощение столь велико, что даже тонкие слои полупроводника являются непрозрачными. Величина  $\lambda_0$  находится из соотношения

$$\lambda_0 = hc_0/\Delta E, \quad (4.26)$$

где  $\Delta E$  — ширина запретной энергетической зоны.

Для излучения с длинами волн  $\lambda > \lambda_0$  коэффициент поглощения падает до малых значений; это соответствует так называемому внешнему поглощению. На еще больших длинах волн поглощение заметно возрастает, что обусловлено взаимодействием между излучением и свободными электронами или дырками.

У диэлектриков, состоящих из цельного кристалла, характеристическое поглощение ограничивается спектральным диапазоном коротких видимых лучей. Поглощение свободными электронами незначительно, так как при комнатной температуре и ниже число их в диэлектрике весьма мало. Очень сильное поглощение инфракрасного излучения наблюдается в жидкостях. Спектральные характеристики органических жидкостей совпадают с характеристиками пластических материалов, которые имеют большое число полос поглощения, перекрывающихся во многих спектральных областях. Газы обладают в основном избирательным поглощением.

Как уже отмечалось, при распространении излучения в гомогенной изотропной среде имеет место уменьшение мощности согласно выражению (4.4). Величину

$$\alpha_\lambda = e^{-2\omega k z/c_0} = e^{-4\pi k z/\lambda} \quad (4.27)$$

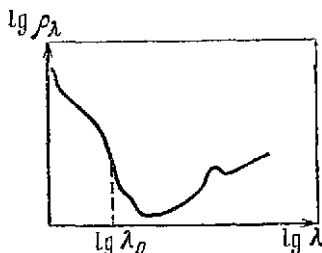


Рис. 4.14. Спектральная характеристика поглощения для полупроводника.

рис. 4.15. Индикатриса рассеяния частиц различных размеров,

рис. 4.16. Функция Страттона — Хаутона.

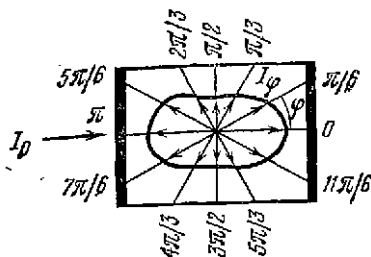


Рис. 4.15

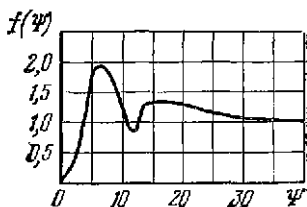


Рис. 4.16

называют спектральным коэффициентом поглощения (экстинкции) среды. Закон поглощения записывают в виде

$$F_{\alpha\lambda} = F_{0\lambda} \alpha_{\lambda} = F_{0\lambda} e^{-\frac{4\pi k}{\lambda} z}, \quad (4.28)$$

где  $F_{0\lambda}$  — монохроматический лучистый поток, поступающий в слой толщиной  $z$ ;  $F_{\alpha\lambda}$  — лучистый поток, поглощенный средой.

Аналогичный вид имеет закон рассеяния:

$$F_{m\lambda} = F_{0\lambda} m_{\lambda} = F_{0\lambda} e^{-r_{\lambda} z}, \quad (4.29)$$

где  $F_{m\lambda}$  — лучистый поток, рассеянный средой;  $r_{\lambda}$  — коэффициент ослабления потока за счет рассеяния.

Рассеяние инфракрасного излучения при прохождении через среду зависит от соотношения между длиной волны излучения и размером рассеивающих частиц, а также от концентрации частиц и их комплексного показателя преломления. Если размер частиц мал по сравнению с длиной волны излучения, а расстояние между частицами больше длины волны и частицы расположены беспорядочно, то имеет место так называемое рэлеевское рассеяние, подчиняющееся зависимости:

$$r_{\lambda} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2N\lambda^4} (1 - \cos^2 \varphi), \quad (4.30)$$

где  $n$  — показатель преломления вещества частицы;  $N$  — число частиц в единице объема;  $\varphi$  — угол между направлениями падающего и рассеянного излучения.

Рассеянный лучистый поток характеризуют индикатрисой рассеяния, представляющей распределение силы рассеянного излучения в пространстве. При рэлеевском рассеянии индикатриса симметрична и имеет максимумы при  $\varphi = 0$  и  $\varphi = \pi$  (рис. 4.15). В том случае, когда размеры рассеивающих частиц сравнимы с длиной волны излучения, характер рассеяния отличается от рэлеевского. Так, например, для диэлектрических частиц коэффициент ослабления потока за счет рассеяния определяется следующим выражением:

$$r_{\lambda} = 2\pi\rho^2 N f(\Psi), \quad (4.31)$$

где  $\rho$  — радиус частиц;  $N$  — число частиц в единице объема;  $\Psi = 2\pi\rho/\lambda$ ;  $f(\Psi)$  — функция Страттона—Хаутона, изображенная графически на рис. 4.16. При больших размерах рассеивающих частиц ( $\Psi \gg 25$ ) функция Страттона—Хаутона стремится к единице, т. е. рассеяние не зависит от длины волны.

#### 4.4. ПРОПУСКАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Различают направленное, направленно-рассеянное и диффузное пропускание (рис. 4.17). При направленном пропускании величина пространственного угла, в пределах которого распространяется излучение, не изменяется. При этом

$$\tau_{\lambda} = \frac{F_{\tau\lambda}}{F_{0\lambda}} = \frac{I_{\tau\lambda} \Omega_{\tau}}{I_{0\lambda} \Omega_0} = \frac{B_{\tau\lambda}}{B_{0\lambda}}, \quad (4.32)$$

т. е.

$$B_{\tau\lambda} = B_{0\lambda} \tau_{\lambda}. \quad (4.33)$$

Такой вид пропускания свойствен большинству оптических элементов (фильтры, защитные окна, линзы и т. п.).

Направленно-рассеянное и диффузное пропускание характеризуются увеличением пространственного угла, в котором распространяется пропущенное излучение. При диффузном пропускании пропущенное излучение распространяется в угле  $2\lambda$ , энергетическая сила света распределяется по закону косинуса, а энергетическая яркость поверхности для всех направлений одинакова, т. е.

$$I_{\alpha\lambda} = I_{0\lambda} \cos \alpha = \frac{E_{\lambda} \Delta S \tau_{\lambda}}{\pi} \cos \alpha; \quad (4.34)$$

$$B_{\alpha\lambda} = \frac{I_{\alpha\lambda}}{\Delta S \cos \alpha} = \frac{I_{0\lambda} \cos \alpha}{\Delta S \cos \alpha} = B_{0\lambda}; \quad (4.35)$$

$$\tau_{\lambda} = \frac{\pi I_{0\lambda}}{E_{\lambda} \Delta S} = \frac{\pi B_{0\lambda}}{E_{\lambda}}, \quad (4.36)$$

где  $E_{\lambda}$  — спектральная энергетическая освещенность пропускающей поверхности.

Иногда пропускание материалов характеризуют величиной  $D = \lg 1/\tau$ , называемой плотностью. Если излучение проходит через две среды с коэффициентами пропускания  $\tau_1$  и  $\tau_2$  и плотностями  $D_1$  и  $D_2$ , то общая плотность

$$D = D_1 + D_2, \quad (4.37)$$

в то время как общий коэффициент пропускания

$$\tau = \tau_1 \tau_2. \quad (4.38)$$

На рис. 4.18...4.48 изображены графики зависимости спектрального коэффициента пропускания  $\tau_{\lambda}$  от длины волны для большого количества оптических материалов, применяемых в инфракрасной технике [15]. В их число включены материалы для дальней инфракрасной области спектра и специальные пластики.

Для ограничения спектральной области и изменения спектрального состава излучения применяют оптические фильтры, которые в отличие от обычных оптических материалов должны иметь высокую контрастность ( $\tau_{\text{макс}}/\tau_{\text{мин}} \geq 20$ ), большую граничную крутизну ( $\Delta\lambda \leq 0,3$  мкм),

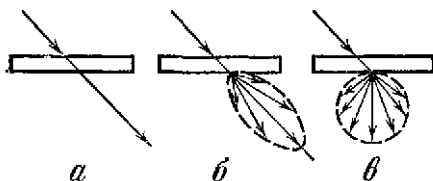


Рис. 4.17. Индикатрисы силы излучения при направленном (а), направленно-рассеянном (б) и диффузном (в) пропускании.



Рис. 4.18. Спектральные коэффициенты пропускания KRS-6, толщиной 3,5 мм (1), KRS-5, толщиной 2,4 мм (2) и KRS-13 толщиной 0,5 мм (3).

Рис. 4.19. Спектральные коэффициенты пропускания оптических материалов: 1 — Иртра-51 толщиной 2 мм; 2 — Иртра-2 толщиной 3,8 мм; 3 — Иртра-51 толщиной 2 мм; 4 — алмаз толщиной 1,8 мм.

Рис. 4.20. Спектральные коэффициенты пропускания оптических материалов: 1 — сапфир толщиной 1 мм; 2, 3, 4 — плавный кварц (при комнатной температуре) толщиной 0,064, 0,10 и 0,18 мм соответственно; 5 — кристаллический кварц толщиной 10 мм (обыкновенный луч).

Рис. 4.21. Спектральные коэффициенты пропускания оптических материалов: 1, 3, 6 — хлористый калий толщиной 0,1, 1,0 и 10 мм соответственно; 2, 5, 7 — хлористый натрий толщиной 0,1, 1,0 и 10 мм соответственно; 4 — хлористый таллий толщиной 7 мм.

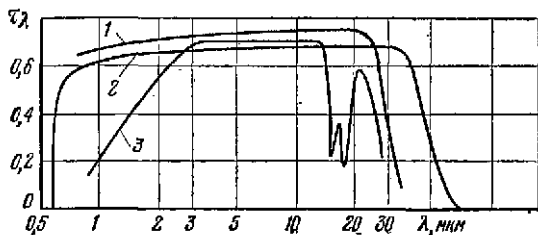


Рис. 4.18

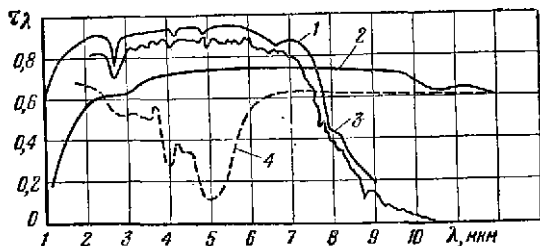


Рис. 4.19

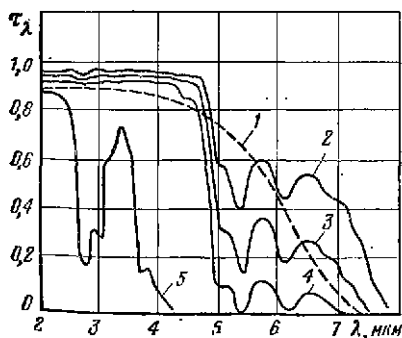


Рис. 4.20

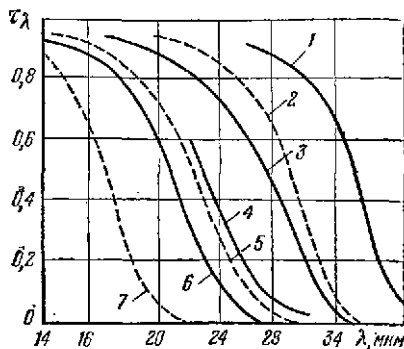


Рис. 4.21

Рис. 4.22. Спектральные коэффициенты пропускания хлористого серебра толщиной 5 мм (1), бромистой меди толщиной 2,92 мм (2) и хлористой меди толщиной 8,92 мм (3).

Рис. 4.23. Спектральные коэффициенты пропускания оптических материалов: 1 — бромистый калий толщиной 0,1 мм; 2 — бромистый цезий толщиной 6 мм; 3 — бромистый калий толщиной 1 мм; 4 — бромистый таллий толщиной 6 мм.

Рис. 4.24. Спектральные коэффициенты пропускания оптических материалов: 1 — фтористый барий толщиной 9 мм; 2 — фтористый свинец толщиной 10 мм; 3 — фтористый стронций толщиной 10 мм; 4 — фтористый кадмий толщиной 5 мм; 5 — фтористый магний толщиной 3 мм.

Рис. 4.25. Спектральные коэффициенты пропускания оптических материалов: 1, 2, 4 — фтористый литий толщиной 0,1, 1 и 10 мм соответственно, 3, 6 — фтористый кальций толщиной 1 и 10 мм соответственно; 5, 7, 8 — фтористый натрий толщиной 0,1, 1 и 10 мм соответственно.

Рис. 4.26. Спектральные коэффициенты пропускания оптических материалов: 1, 4 — азтимонид индия толщиной 0,15 мм при температуре 297 и 210 К соответственно; 2, 3 — поликристаллический фосфид галлия толщиной 0,386 и 0,13 мм соответственно (при комнатной температуре).

Рис. 4.27. Спектральные коэффициенты пропускания йодистого калия толщиной 0,83 мм (1) и германия толщиной 2 мм (2).

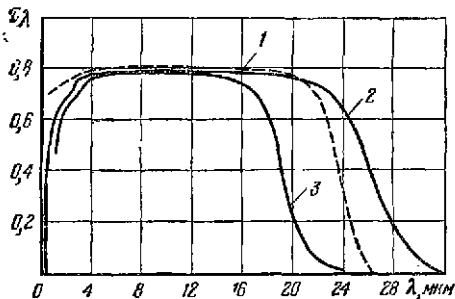


Рис. 4.22

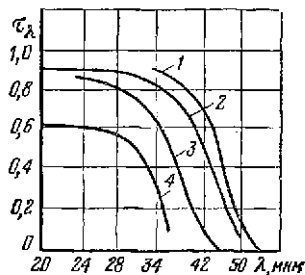


Рис. 4.23

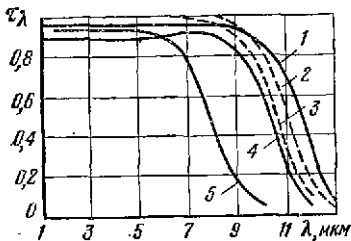


Рис. 4.24

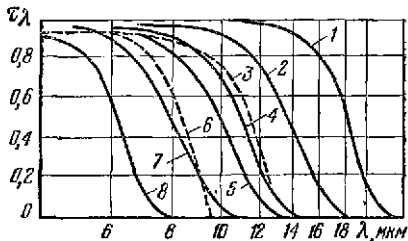


Рис. 4.25

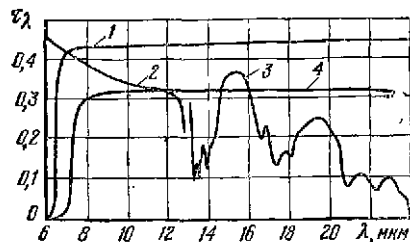


Рис. 4.26

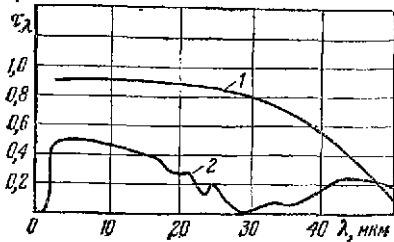


Рис. 4.27

Рис. 4.28. Спектральные коэффициенты пропускания теллурида кадмия (1), селенида кадмия (2) и теллурида кадмия (3).

Рис. 4.29. Спектральные коэффициенты пропускания оптических материалов: 1 — селен толщиной 0,4 мм; 2, 3, 4 — аморфный селен толщиной 0,54, 2,06 и 5,62 мм соответственно.

Рис. 4.30. Спектральные коэффициенты пропускания оптических материалов 1...4 — окись магния толщиной 0,408, 0,235, 0,124 и 0,076 мм соответственно; 5 — шпинель толщиной 5,44 мм; 6 — рутил толщиной 6 мм.

Рис. 4.31. Спектральные коэффициенты пропускания оптических материалов: 1 — титанат бария толщиной 0,094 мм; 2 — двуокись олова толщиной 0,5 мм; 3...6 — титанат стронция толщиной 1, 3, 5 и 10 мм соответственно.

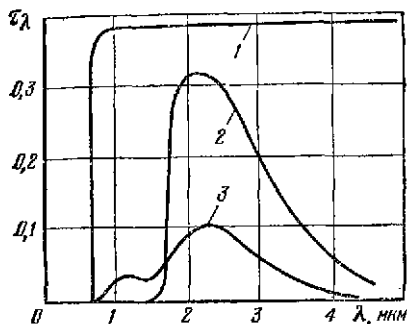


Рис. 4.28

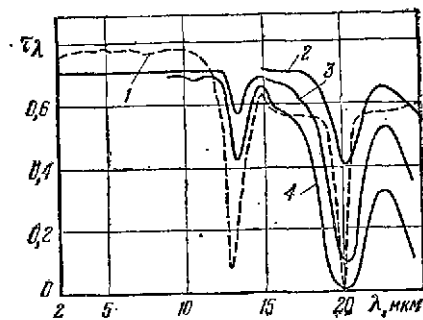


Рис. 4.29

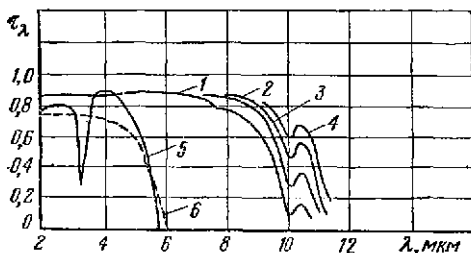


Рис. 4.30

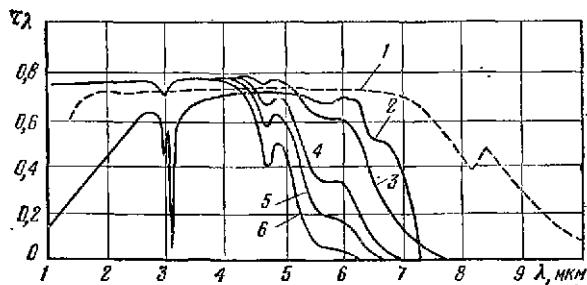


Рис. 4.31

Рис. 4.32. Спектральные коэффициенты пропускания оптических материалов: 1 — вольфрамат кальция толщиной 2,54 мм; 2 — сернистый кадмий толщиной 3,02 мм; 3 — арсенид галлия толщиной 0,89 мм.

Рис. 4.33. Спектральные коэффициенты пропускания ADP толщиной 8 мм (1), KDP толщиной 10 мм (2) и фосфатного стекла (3).

Рис. 4.34. Спектральные коэффициенты пропускания силикатных стекол, прозрачных в инфракрасной области спектра: 1 — толщина 1 мм; 2 — толщина 2 мм; 3 — толщина 10 мм.

Рис. 4.35. Спектральные коэффициенты пропускания стекол марки NBS: 1 — F998 толщиной 2,03 мм; 2 — 8752 толщиной 2 мм; 3 — F998 толщиной 8,04 мм; 4 — 0160 толщиной 2 мм.

Рис. 4.36. Спектральные коэффициенты пропускания стекол на основе аллюмината кальция толщиной 2 мм; 1 — R1R-11; 2 — R1R-20; 3 — R1R-2; 4 — R1R-10.

Рис. 4.37. Спектральные коэффициенты пропускания мышьяковистого трехсернистого стекла толщиной 6,05 мм (1) и селенисто-мышьяковистого стекла толщиной 2 мм (2).

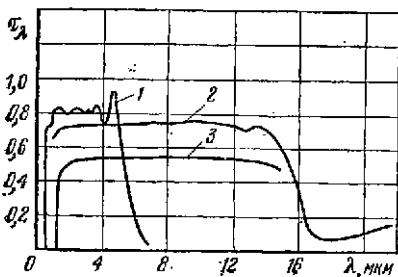


Рис. 4.32

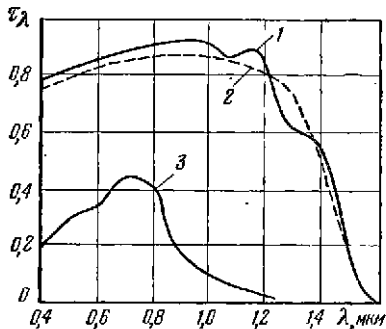


Рис. 4.33

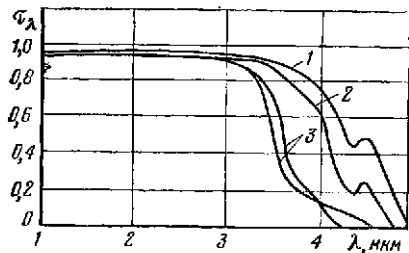


Рис. 4.34

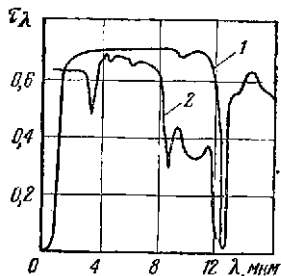


Рис. 4.35

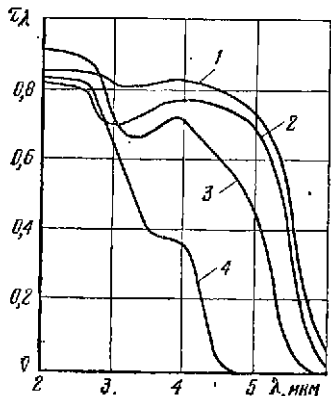


Рис. 4.36

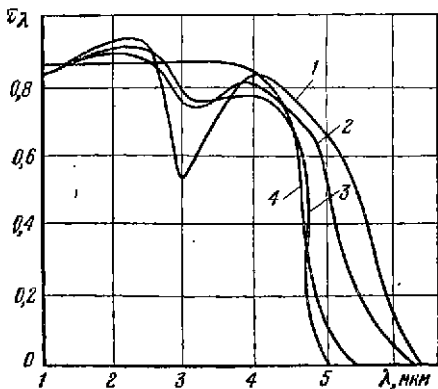


Рис. 4.37

Рис. 4.38. Спектральные коэффициенты пропускания стекол: 1 — английское инфракрасное стекло толщиной 0,74 мм; 2 — немецкое инфракрасное стекло толщиной 1,4 мм; 3 — стекло пирекс толщиной 1,4 мм

Рис. 4.39. Спектральные коэффициенты пропускания кобальтового стекла (1), крона толщиной 3 мм (2) и флинта толщиной 3 мм (3).

Рис. 4.40. Спектральный коэффициент пропускания свинцово-лантаново-германиевого стекла G-135 (58% PbO+6% La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>+3,6% GeO<sub>2</sub>), толщиной 2,15 мм.

Рис. 4.41. Спектральные коэффициенты пропускания слюды толщиной 0,03 (1) и 0,08 мм (2), вбонита толщиной 0,1 мм (3) и целлулоида толщиной 0,14 мм (4).

Рис. 4.42. Спектральные коэффициенты пропускания тефлона при комнатной температуре толщиной 0,025 мм (1), 0,13 мм (2), 0,25 мм (3) и 0,76 мм (4).

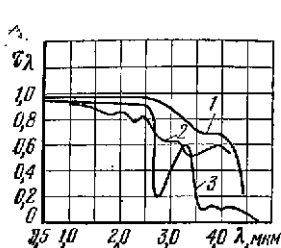


Рис. 4.38

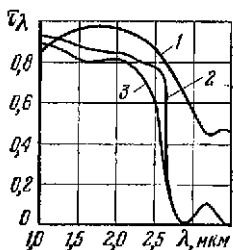


Рис. 4.39

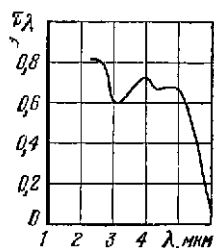


Рис. 4.40

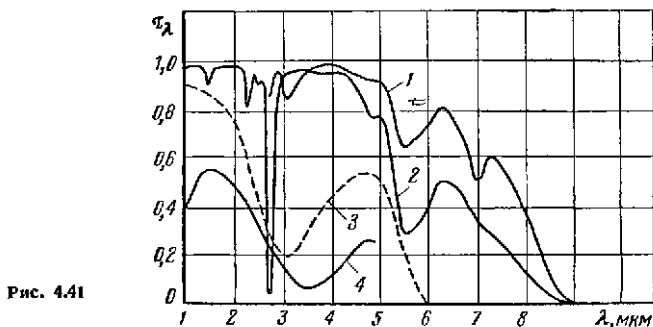


Рис. 4.41

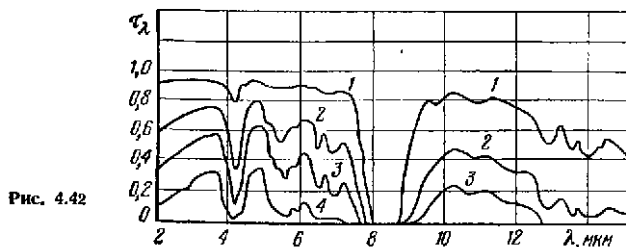


Рис. 4.42

Рис. 4.43. Спектральные коэффициенты пропускания полиэтилена толщиной 0,1 мм (а) и плексигласа толщиной 0,2 мм (б).

Рис. 4.44. Спектральные коэффициенты пропускания полиметилметакрилата (плексигласа) толщиной 0,02 мм (1) и политрихлорфторэтилена (фторпласта) толщиной 0,025 мм (1) и полиэтилена толщиной 0,25 мм (2).

Рис. 4.45. Спектральные коэффициенты пропускания полистирола толщиной 0,025 мм (1) и полиэтилена толщиной 0,25 мм (2).

Рис. 4.46. Спектральные коэффициенты пропускания черного целлофана: 1 — один лист толщиной 0,05 мм; 2 — четыре листа толщиной по 0,05 мм, наложенные друг на друга.

Рис. 4.47. Спектральные коэффициенты пропускания селеновой (1), теллуровой (2) и висмутовой (3) черни.

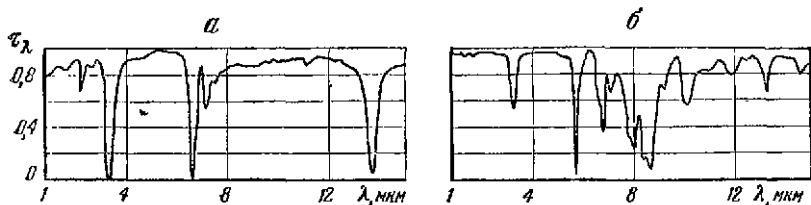


Рис. 4.43

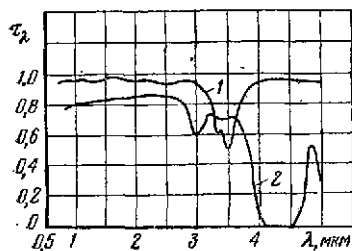


Рис. 4.44

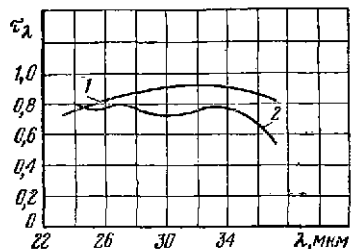


Рис. 4.45

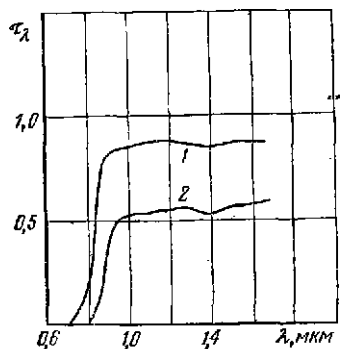


Рис. 4.46

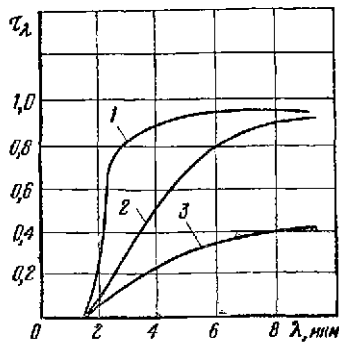


Рис. 4.47

Рис. 4.48. Спектральный коэффициент пропускания слоя воды толщиной 10 мм.

Рис. 4.49. Графики спектральных коэффициентов пропускания длинноволнового (1), полосового (2) и коротковолнового (3) фильтров.

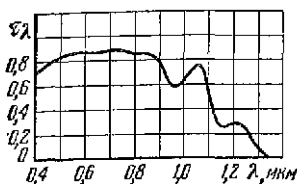


Рис. 4.48

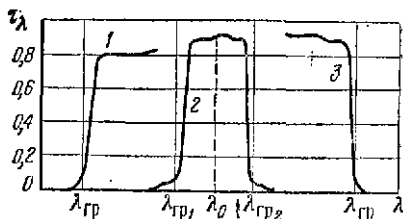


Рис. 4.49

высокий коэффициент пропускания ( $\tau_{\max} \geq 0,8$ ) и стабильность спектральной характеристики в заданных условиях. Различают три рода фильтров: длинноволновые, пропускающие излучение с длинами волн больше граничной, коротковолновые, пропускающие излучение с длинами волн меньше граничной, и полосовые фильтры, имеющие узкую полосу пропускания (рис. 4.49).

При классификации фильтров по физическому принципу взаимодействия с излучением учитывают не только оптические постоянные материала, но и отношение длины волны фильтрующего излучения к размерам конструктивных элементов фильтра. В простейшем случае, когда фильтр представляет собой плоскопараллельную пластину, различают *отражающие* и *поглощающие фильтры*. Когда размеры пластины в двух измерениях велики по сравнению с длиной волны (пленка), наблюдается интерференция волн в отраженном и прошедшем потоках. Система из таких пленок с соответствующими оптическими постоянными образует *интерференционный фильтр*. Система из пластин, у которых два измерения сравнимы с длиной волны (полоса, нить), представляет собой совокупность неоднородностей в поле излучения, образующих *дифракционный фильтр*. Наконец, если все три измерения пластины сравнимы с длиной волны, пластина обращается в частицу. Совокупность частиц, а также шероховатая поверхность раздела двух сред, размеры неоднородностей которых сравнимы с длиной волны, составляет *рассеивающий фильтр*. Если показатель преломления рассеивающих частиц совпадает с показателем преломления окружающей среды лишь для одной длины волны, то такая система представляет *рассеивающий дисперсионный фильтр* [1].

Для устранения видимого и ближнего инфракрасного излучений применяют три типа фильтров:

1) поглощающие фильтры из естественных материалов (германия, кремния), а также из пластмассы и стекла, окрашенных специальными красителями. Спектральные характеристики фильтров изображены на рис. 4.50 и 4.51; у фильтров этого типа трудно получить хорошие контрастность и крутизну;

2) поглощающие интерференционные фильтры, состоящие из нескольких диэлектрических слоев, наносимых поочередно; такие фильтры позволяют получать очень узкие полосы в инфракрасной области при приемлемых величинах  $\tau_{\max}/\tau_{\min}$  и  $\Delta\lambda$ ; типовые спектральные характеристики длинноволновых интерференционных фильтров изображены на рис. 4.52 ... 4,54;

3) отражающие интерференционные фильтры, состоящие из нескольких специальных пленок, наносимых на переднюю поверхность зеркальных объективов. На рис. 4.55 изображены спектральные характеристики фильтров, нанесенных на непрозрачный зеркальный слой алюминия. Фильтры срезают коротковолновую часть инфракрасного излучения и видимую область, вследствие чего такие зеркальные поверхности получили название «черных зеркал».

Рис. 4.50. Спектральные коэффициенты пропускания фильтров: 1 — германий (просветленный) толщиной 1 мм; 2 — кремний толщиной 5 мм (26° С); 3 — германий толщиной 1 мм (обе поверхности отполированы).

Рис. 51. Спектральные коэффициенты пропускания коротковолновых фильтров из окрашенной пластмассы.

Рис. 4.52. Спектральные коэффициенты пропускания интерференционных фильтров.

Рис. 4.53. Спектральные коэффициенты пропускания интерференционных фильтров фирмы «Баун и Ломб»: 1 — длинноволновый фильтр  $\lambda_{гр}=1,3$  мкм; 2 — полосовой фильтр  $\lambda_0=2,48$  мкм; 3 — полосовой фильтр  $\lambda_0=4,02$  мкм; 4 — длинноволновый фильтр  $\lambda_{гр}=3,4$  мкм.

Рис. 4.54. Спектральные коэффициенты пропускания интерференционных фильтров фирмы «Истмен Кодак»: 1 —  $\lambda_{гр}=1$  мкм; 2 —  $\lambda_{гр}=2$  мкм; 3 —  $\lambda_0=2,7$  мкм; 4 —  $\lambda_{гр}=3$  мкм; 5 —  $\lambda_0=4,5$  мкм.

Рис. 4.55. Спектральные коэффициенты отражения «черного зеркала» с различными отражательными пленками: 1 — стеклянная основа; 2 — непрозрачное алюминиевое покрытие; 3 — SiO<sub>2</sub>; 4 — полупрозрачное алюминиевое покрытие; 5 — германий.

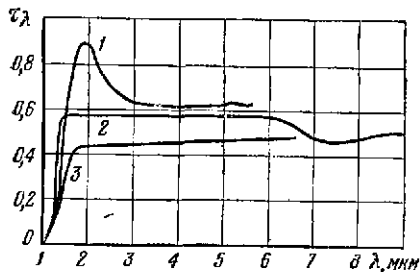


Рис. 4.50

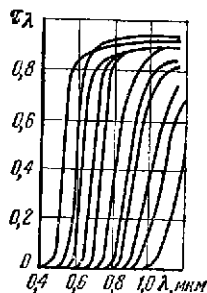


Рис. 4.51

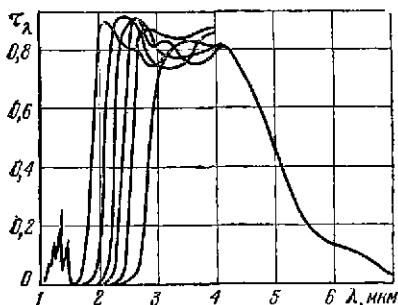


Рис. 4.52

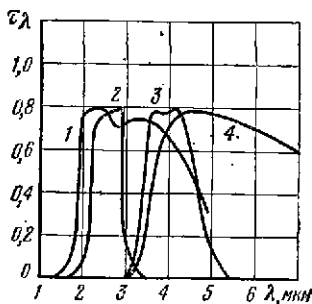


Рис. 4.53

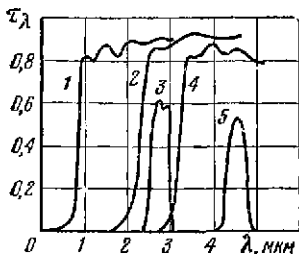


Рис. 4.54

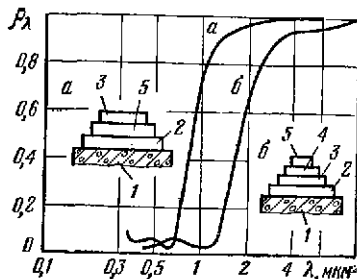


Рис. 4.55



Таблица 4.6

Коэффициенты пропускания  $\tau_\lambda$  коротковолновых фильтров, изготавливаемых отечественной промышленностью

$\lambda$ , мкм	ИКС-1		ИКС-2		ИКС-3	
	при толщине, мм					
	1	2	1	2	1	2
0,40	0,14	0,019	$< 10^{-4}$	$< 10^{-8}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-6}$
0,45	$< 10^{-3}$	$< 10^{-6}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-6}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-6}$
0,50	$< 10^{-3}$	$< 10^{-6}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-6}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-6}$
0,55	$< 10^{-3}$	$< 10^{-6}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-6}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-6}$
0,60	0,0059	$4 \cdot 10^{-6}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-6}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-6}$
0,65	0,013	0,0002	$< 10^{-3}$	$< 10^{-6}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-6}$
0,70	0,036	0,0014	0,0036	$9 \cdot 10^{-5}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-6}$
0,75	0,12	0,013	0,024	0,0007	0,0014	$2 \cdot 10^{-5}$
0,80	0,27	0,079	0,10	0,012	0,026	0,0006
0,85	0,47	0,24	0,19	0,042	0,12	0,013
0,90	0,63	0,44	0,40	0,17	0,30	0,10
0,95	0,74	0,60	0,58	0,36	0,49	0,26
1,00	0,81	0,72	0,69	0,52	0,63	0,44
1,50	0,89	0,87	0,84	0,78	0,85	0,80
2,10	0,89	0,87	0,85	0,79	0,85	0,80
2,70	0,83	0,76	0,82	0,74	0,82	0,74
3,00	0,72	0,57	0,68	0,50	0,68	0,50

Таблица 4.7

Коэффициенты пропускания  $\tau_\lambda$  теплозащитных фильтров, изготавливаемых отечественной промышленностью

$\lambda$ , мкм	СЗС-14		СЗС-5		СЗС-16 (теплоустойчивый)	
	при толщине, мм					
	2	5	2	5	2	5
0,40	0,88	0,83	0,80	0,65	0,72	0,51
0,45	0,83	0,58	0,80	0,65	0,76	0,57
0,50	0,86	0,79	0,80	0,65	0,80	0,65
0,55	0,86	0,78	0,76	0,57	0,76	0,57
0,60	0,82	0,70	0,60	0,32	0,66	0,41
0,65	0,72	0,51	0,46	0,16	0,52	0,23
0,70	0,60	0,32	0,27	0,046	0,36	0,091
0,75	0,42	0,13	0,17	0,014	0,23	0,029
0,80	0,27	0,09	0,11	0,0046	0,15	0,010
0,85	0,16	0,01	0,078	0,0018	0,105	0,004
0,90	0,09	0,003	0,060	0,001	0,076	0,0018
0,95	0,05	0,0005	0,055	0,0007	0,066	0,0013
1,00	0,03	0,0001	0,046	0,0005	0,0055	0,0008
1,50	0,02	0,0001	0,14	0,008	0,22	0,026
2,00	0,09	0,002	0,25	0,036	0,35	0,081
2,50	0,15	0,01	0,25	0,036	0,46	0,16
3,00	0,03	0,0003	0,09	0,003	0,21	0,023

Длинноволновое излучение может быть срезано с помощью поглощающих фильтров из кварца, сапфира и некоторых марок стекол. Полосовые фильтры чаще всего выполняют в виде многослойных интерференционных фильтров, кварцевых рассеивающих фильтров или стекол, покрытых растворами цветной пластмассы [1]. В табл. 4.6 и 4.7 даны коэффициенты пропускания некоторых фильтров, выпускаемых отечественной промышленностью.

#### 4.5. ПРОХОЖДЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ КРИСТАЛЛЫ

Особенностью кристаллической среды является различие в величинах показателя преломления для разных направлений в кристалле, так называемая анизотропия. Оптически свойства кристаллической среды характеризуют тремя показателями преломления  $n_x$ ,  $n_y$  и  $n_z$ . Если отложить по осям симметрии монокристалла отрезки, численно равные показателям преломления, то геометрическое место концов этих отрезков образует поверхность второго порядка, называемую *оптической индикатрисой*.

Для анизотропной среды оптическая индикатриса представляет эллипсоид, описываемый уравнением

$$(x/n_x)^2 + (y/n_y)^2 + (z/n_z)^2 = 1. \quad (4.39)$$

Оптически изотропная среда характеризуется одним показателем преломления  $n_0 = n_x = n_y = n_z$ . В этом случае эллипсоид показателей преломления вырождается в шар, а оптические свойства среды не зависят от направления луча. Линия, перпендикулярная к круговому сечению показателей преломления, называется оптической осью кристалла.

У многих кристаллов эллипсоид показателей преломления является эллипсоидом вращения; такие кристаллы характеризуют двумя показателями преломления  $n_x = n_y$  и  $n_z$  и называют одноосными; ось вращения эллипсоида является кристаллографическая ось  $z$ . Плоскость, проходящая через направление луча, падающего на одноосный кристалл, и оптическую ось, проходящую через точку падения, называется главной осью кристалла.

При падении светового луча на одноосный кристалл возникает явление двойного лучепреломления, заключающееся в том, что на выходе из кристалла появляется два луча: один луч (называемый *обыкновенным*) распространяется без преломления и служит продолжением первичного луча, а второй (называемый *необыкновенным*) преломляется. Оба луча поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях (рис. 4.56). Напомним, что плоскостью поляризации называют плоскость, проходящую через направление луча и перпендикулярную плоскости световых колебаний.

Для света, распространяющегося в кристалле, характерно эллиптическое сечение индикатрисы, проходящее через центр эллипсоида перпендикулярно направлению распространения света. Так, на рис. 4.57 показан луч света  $SO$ , падающий на кристалл и эллиптическое сечение  $ABCD$  индикатрисы, перпендикулярное к лучу. Полуоси эллипса равны показателям преломления кристалла для лучей, направления которых совпадают с направлениями полуосей эллипса.

Одна из полуосей любого эллиптического сечения всегда равна радиусу кругового сечения. Это означает, что один луч (обыкновенный) из любой пары лучей, образованных вследствие двойного лучепреломления, всегда имеет один и тот же показатель преломления  $n_0 = \overline{OB} = \overline{OE} = \overline{OD} = \overline{OF}$  (рис. 4.57). Показатель преломления для второго (необыкновенного) луча может принимать все значения от  $n_0$  до  $n_e = \overline{OG} = \overline{OH}$  в зависимости от направления падающего луча.

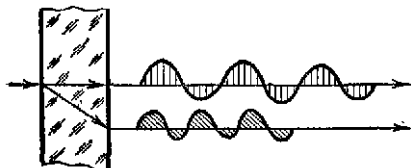


Рис. 4.56. Ход лучей в кристалле.

Так как показатель преломления является величиной, обратной скорости распространения света в среде, то на выходе из кристалла между колебаниями обыкновенного и необыкновенного лучей возникает разность фаз

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} l (n_1 - n_2), \quad (4.40)$$

где  $l$  — толщина кристалла;  $n_1$  и  $n_2$  — показатели преломления обоих лучей.

В одноосных кристаллах наибольшая величина разности  $n_1 - n_2$  возникает, когда свет распространяется перпендикулярно оптической оси  $OZ'$  ( $n_1 = n_e$ ;  $n_2 = n_o$ ), а наименьшая величина — когда направление распространения света совпадает с направлением оси  $OY'$  ( $n_1 = n_2 = n_o$ ). Таким образом, для обыкновенного луча одноосный кристалл является изотропной средой, показатель преломления которой не зависит от направления распространения луча, а для необыкновенного луча — анизотропной средой и лишь вдоль оптической оси обыкновенный и необыкновенный лучи распространяются с одинаковой скоростью.

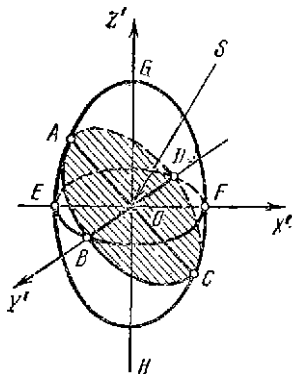
При падении монохроматического плоскополяризованного луча перпендикулярно поверхности пластины одноосного кристалла, вырезанной параллельно оптической оси, возникают обыкновенный и необыкновенный лучи, распространяющиеся в пластине в одном направлении, но с различной скоростью. В результате этого между колебаниями обоих лучей образуется разность фаз, причем колебания обыкновенного луча отстают по фазе от колебаний необыкновенного луча. Амплитуды колебаний также различаются между собой. Вектор электрического поля необыкновенного луча направлен вдоль оптической оси кристалла, а обыкновенного луча — перпендикулярно оси.

При сложении колебаний, отличающихся амплитудами и фазами, образуется эллиптически-поляризованный луч, результирующий вектор колебаний которого описывает эллипс с угловой частотой, равной частоте исходных колебаний. Если толщина пластины составляет четверть длины волны монохроматического излучения, а световой луч направлен на пластину так, что его плоскость поляризации составляет угол  $45^\circ$  с главной плоскостью, то на выходе из пластины будет луч с круговой поляризацией.

Показатели преломления среды могут зависеть от внешнего воздействия, например от приложенного электрического поля. Связь между изменениями показателей преломления и параметрами внешнего электрического поля определяется матрицей электрооптических констант  $r_{ij}$ , которая для твердых тел имеет вид

	$E_x$	$E_y$	$E_z$
$\epsilon'_{11}$	$r_{11}$	$r_{12}$	$r_{13}$
$\epsilon'_{22}$	$r_{21}$	$r_{22}$	$r_{23}$
$\epsilon'_{33}$	$r_{31}$	$r_{32}$	$r_{33}$
$\epsilon'_{23}$	$r_{41}$	$r_{42}$	$r_{43}$
$\epsilon'_{13}$	$r_{61}$	$r_{62}$	$r_{63}$
$\epsilon'_{12}$	$r_{61}$	$r_{62}$	$r_{63}$

Рис. 4.57. Оптическая индикатриса одноосного кристалла.



где  $E_x, E_y, E_z$  — компоненты вектора электрического поля;  $e_{ij}$  — поляризационные константы кристалла, связанные с показателями преломления следующими соотношениями:

$$\begin{aligned}
 e'_{11} &= \frac{\alpha_1^2}{n_x^2} + \frac{\beta_1^2}{n_y^2} + \frac{\gamma_1^2}{n_z^2}; \\
 e'_{22} &= \frac{\alpha_2^2}{n_x^2} + \frac{\beta_2^2}{n_y^2} + \frac{\gamma_2^2}{n_z^2}; \\
 e'_{33} &= \frac{\alpha_3^2}{n_x^2} + \frac{\beta_3^2}{n_y^2} + \frac{\gamma_3^2}{n_z^2}; \\
 e'_{23} &= \frac{\alpha_2 \alpha_3}{n_x^2} + \frac{\beta_2 \beta_3}{n_y^2} + \frac{\gamma_2 \gamma_3}{n_z^2}; \\
 e'_{13} &= \frac{\alpha_1 \alpha_3}{n_x^2} + \frac{\beta_1 \beta_3}{n_y^2} + \frac{\gamma_1 \gamma_3}{n_z^2}; \\
 e'_{12} &= \frac{\alpha_1 \alpha_2}{n_x^2} + \frac{\beta_1 \beta_2}{n_y^2} + \frac{\gamma_1 \gamma_2}{n_z^2}
 \end{aligned}
 \tag{4.41}$$

В этих выражениях  $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i$  — косинусы углов между кристаллографическими осями  $X, Y, Z$  и главными осями оптической индикатрисы  $X', Y', Z'$ , определяемые в соответствии со следующей матрицей направляющих косинусов преобразования системы координат:

	$X$	$Y$	$Z$
$X'$	$\alpha_1$	$\alpha_2$	$\alpha_3$
$Y'$	$\beta_1$	$\beta_2$	$\beta_3$
$Z'$	$\gamma_1$	$\gamma_2$	$\gamma_3$

т. е.

$$\alpha_i = \cos(X, \hat{X}'); \quad \beta_i = \cos(X, \hat{Y}'); \quad \gamma_i = \cos(X, \hat{Z}').$$

Максимально возможное число электрооптических констант равно 18, но большая часть этих коэффициентов тождественно равна нулю.

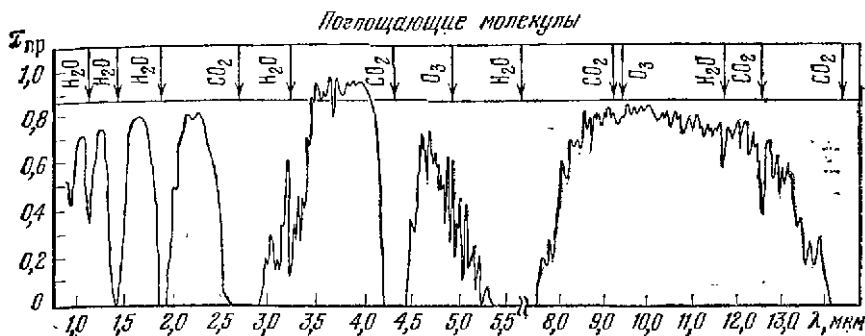
При наложении внешнего электрического поля уравнение эллипсоида показателей преломления принимает следующий вид

$$\begin{aligned}
 (e_x + e'_{11})x^2 + (e_y + e'_{22})y^2 + (e_z + e'_{33})z^2 + 2e'_{23}yz + 2e'_{13}xz + 2e'_{12}xy = 1; \tag{4.42} \\
 e_x = 1/n_x^2; \quad e_y = 1/n_y^2; \quad e_z = 1/n_z^2.
 \end{aligned}$$

#### 4.6. ПРОХОЖДЕНИЕ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ

К основным процессам, сопровождающим распространение инфракрасного излучения в атмосфере, относится селективное поглощение парами воды, углекислым газом, озоном, метаном, а также рассеяние мельчайшими частицами, находящимися во взвешенном состоянии в атмосфере. В диапазоне длин волн свыше 1 мкм и в диапазоне высот до 12 км наибольшее значение имеет селективное поглощение излучения молекулами водяных паров и углекислого газа.

Рис. 4.58. Пропускание атмосферы на горизонтальной трассе протяженностью 1,8 км на уровне моря при толщине слоя осаждаемой воды 17 мм.



Концентрация водяных паров в атмосфере является переменной; она зависит от географического положения, высоты, времени года, местных метеорологических условий и находится в пределах 0,001 ... 4% (по объему). С увеличением высоты содержание водяного пара в атмосфере резко уменьшается; считают, что на высотах, превышающих 12 км, количество водяных паров в атмосфере пренебрежимо мало.

Концентрация углекислого газа на высотах до 20 ... 25 км изменяется от 0,03 до 0,05% по объему. Концентрация озона по высотам неравномерна. Основная часть атмосферного озона находится на высотах 15 ... 40 км и имеет максимум на высоте около 30 км (более  $10^{-3}\%$ ). В нижних слоях атмосферы концентрация озона составляет  $10^{-6}$  ...  $10^{-5}\%$ , а на высотах 65 ... 70 км обнаруживаются только его следы.

Относительно сильные полосы поглощения инфракрасного излучения соответствуют следующим интервалам длин волн, мкм:

— для паров воды 0,498 ... 0,5114; 0,542 ... 0,5478; 0,567 ... 0,578; 0,586 ... 0,606; 0,682 ... 0,7304; 0,926 ... 0,978; 1,095 ... 1,165; 1,319 ... 1,948; 1,762 ... 1,977; 2,520 ... 2,845; 4,24 ... 4,4; 5,25 ... 7,5;

— для углекислого газа 1,38 ... 1,50; 1,52 ... 1,67; 1,92 ... 2,1; 2,64 ... 2,87; 4,63 ... 4,95; 5,05 ... 5,35; 12,5 ... 16,4;

— для озона 0,6; 4,63 ... 4,95; 8,3 ... 10,6; 12,1 ... 16,4.

Окись углерода имеет полосу поглощения в области 4,7 мкм; у закиси азота заметна слабая полоса поглощения при 4 мкм и сильные полосы поглощения при 4,5 и 7,8 мкм. У метана две линии поглощения на участке от 3,1 до 3,5 мкм и узкая полоса при 7,7 мкм. Для большинства практических целей поглощение инфракрасного излучения этими газами может не приниматься во внимание.

На рис. 4.58 изображена кривая, характеризующая спектральное пропускание атмосферы на горизонтальной трассе протяженностью 1,8 км на уровне моря. В верхней части рисунка показано, молекулами каких газов поглощается инфракрасное излучение. Участки, характеризующиеся высоким пропусканием, называют «атмосферными окнами». Наибольшие значения в современной инфракрасной технике имеют окна 0,95 ... 1,05; 1,15 ... 1,35; 1,5 ... 1,8; 2,1 ... 2,4; 3,3 ... 4,2; 4,5 ... 5,1 и 8 ... 13 мкм.

Главным компонентом атмосферы, поглощающим инфракрасное излучение, как уже отмечалось, является водяной пар. Для расчета поглощения излучения водяным паром введено понятие количества осаждаемой воды, обозначаемое  $w$  и измеряемое толщиной слоя воды (мм), которое получится, если при заданном сечении слоя весь содержащийся в атмосфере водяной пар превратить в воду. Величина  $w$  характеризует условия поглощения излучения на трассе и может быть рассчитана по формуле  $w = \omega_0 L$ , где  $L$  — тол-

## Упругость насыщающих паров в зависимости от температуры воздуха

$t_b, ^\circ\text{C}$	$e, \text{Па}$	$t_b, ^\circ\text{C}$	$e, \text{Па}$	$t_b, ^\circ\text{C}$	$e, \text{Па}$
-50	$6,356 \cdot 10^{-6}$	-15	$1,912 \cdot 10^{-4}$	20	$2,337 \cdot 10^{-3}$
-45	$1,111 \cdot 10^{-5}$	-10	$2,863 \cdot 10^{-4}$	25	$3,167 \cdot 10^{-3}$
-40	$1,891 \cdot 10^{-5}$	-5	$4,215 \cdot 10^{-4}$	30	$4,243 \cdot 10^{-3}$
-35	$3,139 \cdot 10^{-5}$	0	$6,108 \cdot 10^{-4}$	35	$5,624 \cdot 10^{-3}$
-30	$5,088 \cdot 10^{-5}$	5	$8,719 \cdot 10^{-4}$	40	$7,377 \cdot 10^{-3}$
-25	$8,070 \cdot 10^{-5}$	10	$1,227 \cdot 10^{-3}$	45	$9,585 \cdot 10^{-3}$
-20	$1,254 \cdot 10^{-4}$	15	$1,704 \cdot 10^{-3}$	50	$1,234 \cdot 10^{-2}$

щина поглощающего слоя атмосферы;  $\omega_0$  — количество осажденной воды (мм) на длине 1 км, равное

$$\omega_0 = \frac{2,167 \cdot 10^4}{T_B} f e. \quad (4.43)$$

Здесь  $f$  — относительная влажность воздуха (%) — отношение количества водяных паров, содержащихся в воздухе, к максимальному количеству, которое при данной температуре может содержаться в насыщенном воздухе;  $e$  — упругость насыщающих паров (Па), определяемая по табл. 4.8, принятой в 1946 г. международным соглашением как стандартная [23];  $T_B$  — температура воздуха, К.

Величина  $\omega_0$  может быть также определена при помощи табл. 4.9, составленной для влажности воздуха  $f = 100\%$ . Значения, взятые из табл. 4.9 для данной температуры воздуха  $t_b$ , следует умножить на  $f\%/100$ .

На рис. 4.59 приведена номограмма, позволяющая по заданным значениям температуры и относительной влажности найти количество осаж-

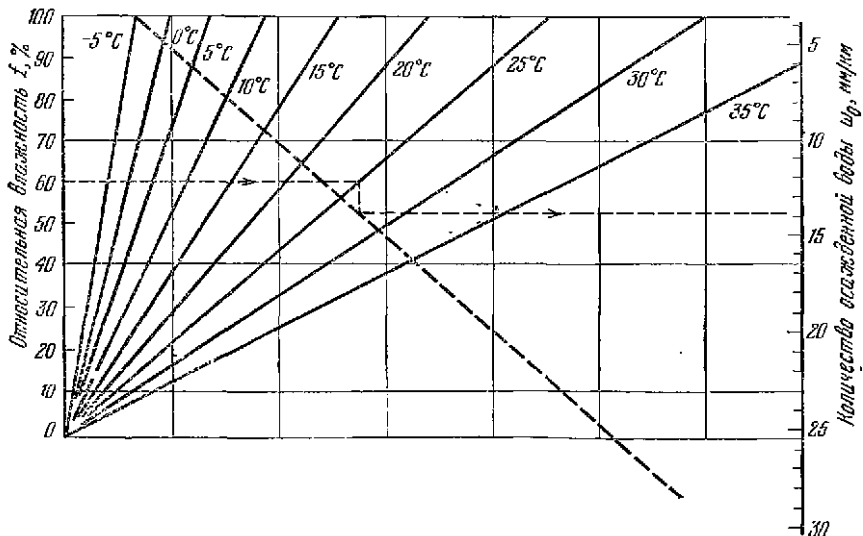


Рис. 4.59. Номограмма для определения количества осажденной воды  $\omega_0$  (мм/км) при разной температуре.

Таблица 4.9

Количество осаждаемой воды при 100%-ной влажности  
воздуха и различной температуре

$t_{в}, ^\circ\text{C}$	$\omega_0, \text{мм/км}$	$t_{р}, ^\circ\text{C}$	$\omega_0, \text{мм/км}$	$t_{р}, ^\circ\text{C}$	$\omega_0, \text{мм/км}$	$t_{в}, ^\circ\text{C}$	$\omega_0, \text{мм/км}$
-29,8	0,45	-20,8	1,01	-11,8	2,06	-2,8	4,00
-29,6	0,46	-20,6	1,03	-11,6	2,09	-2,6	4,06
-29,4	0,48	-20,4	1,04	-11,4	2,13	-2,4	4,11
-29,2	0,49	-20,2	1,06	-11,2	2,16	-2,2	4,17
-29,0	0,50	-20,0	1,08	-11,0	2,19	-2,0	4,23
-28,8	0,51	-19,8	1,10	-10,8	2,23	-1,8	4,29
-28,6	0,52	-19,6	1,12	-10,6	2,26	-1,6	4,35
-28,4	0,52	-19,4	1,13	-10,4	2,30	-1,4	4,41
-28,2	0,53	-19,2	1,15	-10,2	2,33	-1,2	4,47
-28,0	0,54	-19,0	1,17	-10,0	2,37	-1,0	4,53
-27,8	0,55	-18,8	1,19	-9,8	2,41	-0,8	4,60
-27,6	0,56	-18,6	1,21	-9,6	2,44	-0,6	4,66
-27,4	0,57	-18,4	1,23	-9,4	2,48	-0,4	4,73
-27,2	0,58	-18,2	1,25	-9,2	2,51	-0,2	4,79
-27,0	0,59	-18,0	1,27	-9,0	2,55	0	4,86
-26,8	0,60	-17,8	1,29	-8,8	2,59	0,2	4,93
-26,6	0,61	-17,6	1,31	-8,6	2,63	0,4	5,00
-26,4	0,63	-17,4	1,33	-8,4	2,66	0,6	5,07
-26,2	0,64	-17,2	1,35	-8,2	2,70	0,8	5,14
-26,0	0,65	-17,0	1,37	-8,0	2,74	1,0	5,21
-25,8	0,66	-16,8	1,39	-7,8	2,78	1,2	5,28
-25,6	0,67	-16,6	1,42	-7,6	2,82	1,4	5,35
-25,4	0,68	-16,4	1,44	-7,4	2,87	1,6	5,43
-25,2	0,69	-16,2	1,47	-7,2	2,91	1,8	5,50
-25,0	0,70	-16,0	1,49	-7,0	2,95	2,0	5,57
-24,8	0,71	-15,8	1,51	-6,8	3,00	2,2	5,65
-24,6	0,72	-15,6	1,54	-6,6	3,04	2,4	5,73
-24,4	0,74	-15,4	1,56	-6,4	3,09	2,6	5,80
-24,2	0,75	-15,2	1,59	-6,2	3,13	2,8	5,88
-24,0	0,76	-15,0	1,61	-6,0	3,18	3,0	5,96
-23,8	0,78	-14,8	1,64	-5,8	3,23	3,2	6,04
-23,6	0,79	-14,6	1,66	-5,6	3,27	3,4	6,12
-23,4	0,81	-14,4	1,69	-5,4	3,32	3,6	6,21
-23,2	0,82	-14,2	1,71	-5,2	3,36	3,8	6,29
-23,0	0,84	-14,0	1,74	-5,0	3,41	4,0	6,37
-22,8	0,85	-13,8	1,77	-4,8	3,46	4,2	6,46
-22,6	0,87	-13,6	1,80	-4,6	3,51	4,4	6,55
-22,4	0,88	-13,4	1,82	-4,4	3,57	4,6	6,63
-22,2	0,90	-13,2	1,85	-4,2	3,62	4,8	6,72
-22,0	0,91	-13,0	1,88	-4,0	3,67	5,0	6,81
-21,8	0,93	-12,8	1,91	-3,8	3,72	5,2	6,90
-21,6	0,94	-12,6	1,94	-3,6	3,78	5,4	7,00
-21,4	0,96	-12,4	1,97	-3,4	3,83	5,6	7,09
-21,2	0,97	-12,2	2,00	-3,2	3,89	5,8	7,19
-21,0	0,99	-12,0	2,03	-3,0	3,94	6,0	7,28

$t_b, ^\circ\text{C}$	$\omega_0, \text{мм/км}$	$t_b, ^\circ\text{C}$	$\omega_0, \text{мм/км}$	$t_b, ^\circ\text{C}$	$\omega_0, \text{мм/км}$	$t_b, ^\circ\text{C}$	$\omega_0, \text{мм/км}$
6,2	7,38	12,2	10,82	18,2	15,58	24,2	22,06
6,4	7,48	12,4	10,95	18,4	15,76	24,4	22,31
6,6	7,58	12,6	11,09	18,6	15,95	24,6	22,55
6,8	7,68	12,8	11,22	18,8	16,13	24,8	22,80
7,0	7,78	13,0	11,36	19,0	16,32	25,0	23,05
7,2	7,88	13,2	11,50	19,2	16,52	25,2	23,32
7,4	7,98	13,4	11,65	19,4	16,72	25,4	23,59
7,6	8,08	13,6	11,79	19,6	16,92	25,6	23,86
7,8	8,18	13,8	11,94	19,8	17,12	25,8	24,13
8,0	8,28	14,0	12,08	20,0	17,32	26,0	24,40
8,2	8,39	14,2	12,23	20,2	17,53	26,2	24,67
8,4	8,51	14,4	12,38	20,4	17,73	26,4	24,95
8,6	8,62	14,6	12,53	20,6	17,94	26,6	25,22
8,8	8,74	14,8	12,68	20,8	18,14	26,8	25,50
9,0	8,85	15,0	12,83	21,0	18,35	27,0	25,77
9,2	8,96	15,2	12,99	21,2	18,57	27,2	26,07
9,4	9,07	15,4	13,16	21,4	18,79	27,4	26,36
9,6	9,19	15,6	13,32	21,6	19,01	27,6	26,66
9,8	9,30	15,8	13,49	21,8	19,23	27,8	26,95
10,0	9,41	16,0	13,65	22,0	19,45	28,0	27,25
10,2	9,53	16,2	13,82	22,2	19,63	28,2	27,55
10,4	9,65	16,4	13,99	22,4	19,91	28,4	27,85
10,6	9,78	16,6	14,15	22,6	20,13	28,6	28,15
10,8	9,90	16,8	14,32	22,8	20,36	28,8	28,46
11,0	10,02	17,0	14,49	23,0	20,59	29,0	28,76
11,2	10,15	17,2	14,67	23,2	20,83	29,2	29,08
11,4	10,28	17,4	14,85	23,4	21,08	29,4	29,41
11,6	10,42	17,6	15,03	23,6	21,32	29,6	29,73
11,8	10,55	17,8	15,21	23,8	21,57	29,8	30,06
12,0	10,68	18,0	15,39	24,0	21,81	30,0	30,39

денной воды  $\omega_0$  на 1 км длины трассы. Так, например, при температуре воздуха  $t_b = 25^\circ\text{C}$  и относительной влажности  $f = 60\%$  толщина слоя осажденной воды составляет 13,8 мм/км. Такая же величина получится при использовании табл. 4.9 и формулы (4.43):

$$\omega_0 = \frac{216,7}{273+25} \cdot \frac{60}{100} \cdot 3,167 \cdot 10^{-3} \cdot 10^4 \approx 13,8 \text{ мм/км.}$$

Литература, посвященная различным моделям поглощения излучения водяным паром, насчитывает десятки наименований. Практический интерес представляют рассчитанные на ЭВМ таблицы поглощения, в основу которых положены экспериментальные данные. В табл. 4.10 приведены спектральные коэффициенты пропускания излучения парами воды для количества осажденной воды, меняющейся от 0,1 до 1000 мм и диапазона длин волн 0,5...13,9 мкм [21, 22].

Аналогичная таблица (табл. 4.11) составлена для спектральных коэффициентов пропускания излучения углекислым газом. Процентное содержание углекислого газа в атмосфере постоянно и составляет около 0,032%, поэтому





λ, мкм	Толщина слоя осажденной воды, мм												
	0,1	0,2	0,5	1	2	5	10	20	50	100	200	500	1000
6,0	0,180	0,058	0,003	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6,1	0,260	0,112	0,012	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6,2	0,652	0,524	0,313	0,153	0,043	0,001	0	0	0	0	0	0	0
6,3	0,552	0,401	0,182	0,060	0,008	0	0	0	0	0	0	0	0
6,4	0,317	0,157	0,025	0,002	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6,5	0,164	0,049	0,002	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6,6	0,138	0,042	0,001	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6,7	0,322	0,162	0,037	0,002	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6,8	0,361	0,196	0,040	0,004	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6,9	0,416	0,250	0,068	0,010	0	0	0	0	0	0	0	0	0

λ, мкм	Толщина слоя осажденной воды, мм									
	0,2	0,5	1	2	5	10	20	50	100	200
7,0	0,569	0,245	0,060	0,004	0	0	0	0	0	0
7,1	0,716	0,433	0,188	0,035	0	0	0	0	0	0
7,2	0,782	0,640	0,292	0,086	0,002	0	0	0	0	0
7,3	0,849	0,664	0,441	0,194	0,017	0	0	0	0	0
7,4	0,922	0,817	0,666	0,444	0,132	0,018	0	0	0	0
7,5	0,947	0,874	0,762	0,582	0,258	0,066	0	0	0	0
7,6	0,922	0,817	0,666	0,444	0,132	0,018	0	0	0	0
7,7	0,978	0,944	0,884	0,796	0,564	0,328	0,102	0,003	0	0
7,8	0,974	0,937	0,878	0,771	0,523	0,273	0,074	0,002	0	0
7,9	0,982	0,959	0,920	0,842	0,658	0,433	0,187	0,015	0	0
8,0	0,990	0,975	0,951	0,904	0,777	0,603	0,365	0,080	0,006	0
8,1	0,994	0,986	0,972	0,945	0,869	0,754	0,568	0,244	0,059	0,003
8,2	0,993	0,982	0,964	0,930	0,834	0,696	0,484	0,163	0,027	0
8,3	0,995	0,988	0,976	0,953	0,887	0,786	0,618	0,300	0,090	0,008
8,4	0,995	0,987	0,975	0,950	0,880	0,774	0,599	0,278	0,077	0,006
8,5	0,994	0,986	0,972	0,944	0,866	0,750	0,562	0,237	0,056	0,003
8,6	0,996	0,992	0,982	0,965	0,915	0,837	0,702	0,411	0,169	0,029
8,7	0,996	0,992	0,983	0,966	0,916	0,839	0,704	0,416	0,173	0,030
8,8	0,997	0,993	0,983	0,966	0,917	0,841	0,707	0,421	0,177	0,031
8,9	0,997	0,992	0,983	0,966	0,918	0,843	0,709	0,425	0,180	0,032
9,0	0,997	0,992	0,984	0,968	0,921	0,848	0,719	0,440	0,193	0,037
9,1	0,997	0,992	0,985	0,970	0,926	0,858	0,735	0,464	0,215	0,046
9,2	0,997	0,993	0,985	0,971	0,929	0,867	0,744	0,478	0,228	0,052
9,3	0,997	0,993	0,986	0,972	0,930	0,863	0,750	0,489	0,239	0,057
9,4	0,997	0,993	0,986	0,973	0,933	0,870	0,756	0,498	0,248	0,061
9,5	0,997	0,993	0,987	0,973	0,934	0,873	0,762	0,507	0,257	0,066
9,6	0,997	0,993	0,987	0,974	0,936	0,876	0,766	0,516	0,265	0,070
9,7	0,997	0,993	0,987	0,974	0,937	0,878	0,770	0,521	0,270	0,073
9,8	0,997	0,994	0,987	0,976	0,938	0,880	0,773	0,526	0,277	0,077
9,9	0,997	0,994	0,987	0,976	0,939	0,882	0,777	0,532	0,283	0,080
10,0	0,998	0,994	0,988	0,975	0,940	0,883	0,780	0,538	0,289	0,083
10,1	0,998	0,994	0,988	0,975	0,940	0,883	0,780	0,538	0,289	0,083
10,2	0,998	0,994	0,988	0,975	0,940	0,883	0,780	0,538	0,289	0,083
10,3	0,998	0,994	0,988	0,976	0,940	0,884	0,781	0,540	0,292	0,085
10,4	0,998	0,994	0,988	0,976	0,941	0,885	0,782	0,542	0,294	0,086
10,5	0,998	0,994	0,988	0,976	0,941	0,886	0,784	0,544	0,295	0,087
10,6	0,998	0,994	0,988	0,976	0,942	0,887	0,786	0,548	0,300	0,089
10,7	0,998	0,994	0,988	0,976	0,942	0,887	0,787	0,550	0,302	0,091
10,8	0,998	0,994	0,988	0,976	0,941	0,886	0,784	0,544	0,295	0,087
10,9	0,998	0,994	0,988	0,976	0,940	0,884	0,781	0,540	0,292	0,085



Продолжение табл. 4.11

λ, мкм	Протяженность трассы, км										
	0,1	0,2	0,5	1	2	5	10	20	50	100	200
4,4	0,481	0,319	0,115	0,026	0,002	0	0	0	0	0	0
4,5	0,957	0,949	0,903	0,863	0,807	0,699	0,585	0,439	0,222	0,084	0,014
4,6	0,995	0,993	0,989	0,985	0,978	0,966	0,951	0,931	0,891	0,845	0,783
4,7	0,995	0,993	0,989	0,985	0,978	0,966	0,951	0,931	0,891	0,845	0,783
4,8	0,976	0,966	0,945	0,922	0,891	0,828	0,759	0,664	0,492	0,331	0,169
4,9	0,975	0,964	0,943	0,920	0,886	0,822	0,750	0,652	0,468	0,313	0,153
5,0	0,999	0,998	0,997	0,995	0,994	0,990	0,986	0,979	0,968	0,954	0,935
5,1	1	0,999	0,999	0,998	0,998	0,996	0,994	0,992	0,988	0,984	0,976
5,2	0,986	0,980	0,968	0,955	0,936	0,899	0,857	0,799	0,687	0,569	0,420
5,3	0,997	0,995	0,993	0,989	0,984	0,976	0,966	0,951	0,923	0,891	0,846
5,4...6,4	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
6,4...6,9	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
7,0...9,0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
9,1	—	1	1	0,999	0,999	0,998	0,995	0,991	0,978	0,955	0,914
9,2	—	1	1	0,999	0,998	0,995	0,991	0,982	0,955	0,913	0,834
9,3	—	0,999	0,997	0,995	0,990	0,975	0,951	0,904	0,776	0,605	0,363
9,4	—	0,993	0,982	0,965	0,931	0,837	0,700	0,491	0,168	0,028	0,001
9,5	—	0,993	0,983	0,967	0,935	0,842	0,715	0,512	0,187	0,035	0,001
9,6	—	0,996	0,980	0,980	0,961	0,906	0,821	0,675	0,363	0,140	0,029
9,7	—	0,995	0,986	0,973	0,947	0,873	0,761	0,680	0,256	0,065	0,004
9,8	—	0,997	0,992	0,984	0,969	0,924	0,858	0,730	0,455	0,206	0,043
9,9	—	0,998	0,995	0,989	0,979	0,948	0,897	0,811	0,585	0,342	0,123
10,0	—	1	1	0,999	0,997	0,994	0,989	0,978	0,945	0,892	0,797
10,1	—	1	0,999	0,998	0,996	0,990	0,980	0,960	0,902	0,814	0,663
10,2	—	0,997	0,994	0,988	0,977	0,943	0,890	0,792	0,558	0,312	0,097
10,3	—	0,997	0,994	0,987	0,975	0,939	0,881	0,777	0,532	0,283	0,080
10,4	—	1	1	0,999	0,998	0,995	0,991	0,982	0,955	0,913	0,834
10,5	—	1	1	0,999	0,998	0,998	0,995	0,991	0,978	0,955	0,914
10,6	—	1	1	0,999	0,999	0,998	0,995	0,991	0,978	0,955	0,914
10,7	—	1	1	0,999	0,999	0,999	0,997	0,995	0,986	0,973	0,947
10,8	—	1	1	0,999	0,998	0,998	0,995	0,991	0,978	0,955	0,914
10,9	—	1	0,999	0,999	0,997	0,993	0,986	0,973	0,934	0,872	0,761
11,0	—	0,999	0,999	0,997	0,993	0,986	0,973	0,934	0,872	0,761	0,633
11,1	—	0,999	0,998	0,997	0,992	0,984	0,969	0,923	0,855	0,726	0,552
11,2	—	0,999	0,998	0,995	0,989	0,978	0,955	0,892	0,796	0,633	0,438
11,3	—	0,999	0,997	0,994	0,985	0,971	0,942	0,862	0,742	0,552	0,399
11,4	—	0,999	0,998	0,997	0,993	0,983	0,966	0,934	0,842	0,709	0,503
11,5	—	0,999	0,998	0,996	0,992	0,980	0,960	0,921	0,814	0,661	0,438
11,6	—	0,999	0,998	0,995	0,991	0,977	0,955	0,912	0,794	0,632	0,399
11,7	—	0,999	0,998	0,995	0,991	0,977	0,955	0,912	0,794	0,632	0,399
11,8	—	0,999	0,998	0,997	0,993	0,983	0,966	0,934	0,842	0,709	0,503
11,9	—	1	0,999	0,998	0,995	0,989	0,978	0,955	0,892	0,796	0,633
12,0	—	1	1	0,999	0,999	0,997	0,993	0,986	0,966	0,934	0,872
12,1	—	1	1	0,999	0,998	0,998	0,995	0,991	0,978	0,955	0,914
12,2	—	1	1	0,999	0,998	0,998	0,995	0,991	0,978	0,955	0,914
12,3	—	0,998	0,995	0,990	0,981	0,952	0,907	0,823	0,614	0,376	0,142
12,4	—	0,994	0,985	0,970	0,941	0,859	0,738	0,545	0,218	0,048	0,002
12,5	—	0,987	0,968	0,936	0,877	0,719	0,517	0,268	0,037	0,001	0
12,6	—	0,980	0,950	0,903	0,815	0,599	0,358	0,129	0,006	0	0
12,7	—	0,996	0,989	0,979	0,959	0,899	0,809	0,654	0,346	0,120	0,015
12,8	—	0,990	0,974	0,949	0,901	0,770	0,592	0,351	0,072	0,005	0
12,9	—	0,985	0,962	0,925	0,856	0,677	0,458	0,210	0,020	0	0
13,0	—	0,991	0,977	0,955	0,912	0,794	0,630	0,397	0,099	0,010	0
13,1	—	0,990	0,974	0,949	0,900	0,768	0,592	0,348	0,071	0,005	0
13,2	—	0,978	0,946	0,895	0,801	0,575	0,330	0,109	0,004	0	0
13,3	—	0,952	0,884	0,782	0,611	0,292	0,085	0,007	0	0	0
13,4	—	0,935	0,846	0,715	0,512	0,187	0,035	0,001	0	0	0
13,5	—	0,901	0,767	0,598	0,352	0,070	0,005	0	0	0	0
13,6	—	0,901	0,792	0,627	0,351	0,097	0,009	0	0	0	0
13,7	—	0,916	0,803	0,644	0,415	0,110	0,012	0	0	0	0
13,8	—	0,858	0,681	0,464	0,215	0,021	0	0	0	0	0
13,9	—	0,778	0,534	0,286	0,082	0,002	0	0	0	0	0

входным параметром в табл. 4.11 является толщина  $L$  поглощающего слоя атмосферы. Поправку на температуру и давление вычисляют по формуле

$$L_{\text{эвб}} = \frac{p_{\text{в}}}{1,3 \cdot 760 \cdot 10^{-6}} \left( \frac{273}{T_{\text{в}}} \right) L, \quad (4.44)$$

где  $p_{\text{в}}$  — давление воздуха, Па;  $T_{\text{в}}$  — температура воздуха, К;  $L_{\text{эвб}}$  — эквивалентная толщина поглощающего слоя, с которой надо входить в табл. 4.11.

Коэффициент пропускания атмосферы на некоторой длине волны представляет собой произведение коэффициентов пропускания для паров воды и углекислого газа, взятых из табл. 4.10 и 4.11, т. е.  $\tau_{\lambda} = \tau_{\text{вп}} \tau_{\text{уг}}$ . Однако данные этих таблиц применимы лишь к горизонтальным трассам на уровне моря. На больших высотах линии и полосы поглощения становятся уже из-за уменьшения давления и пропускание излучения увеличивается. Это учитывают поправочными коэффициентами  $k_{\text{вп}}$  и  $k_{\text{уг}}$ , графики изменения которых в зависимости от высоты изображены на рис. 4.60.

Величину спектральных коэффициентов пропускания излучения парами воды для горизонтальной трассы на высоте  $H$  рассчитывают по соотношению

$$\tau_{\lambda H} = (1 - k_{\text{вп}}) \tau_{\text{вп}} \quad (4.45)$$

где  $\tau_{\text{вп}}$  — коэффициенты, взятые из табл. 4.10.

С учетом коэффициента  $k_{\text{уг}}$  берут толщину поглощающего слоя атмосферы при определении по табл. 4.11 спектральных коэффициентов пропускания излучения углекислым газом. Так, например, толщина слоя атмосферы  $L$  на высоте 6000 м ( $k_{\text{уг}} = 0,3$ ) эквивалентна толщине слоя на уровне моря, равной 0,3  $L$ ; с этой величиной следует входить в табл. 4.11.

Другой способ расчета коэффициентов  $\tau_{\text{вп}}$  и  $\tau_{\text{уг}}$  для горизонтальной трассы на заданной высоте основан на использовании формулы

$$L_{\text{эвб}} = L_H (p_H/p_0)^m, \quad (4.46)$$

где  $L_{\text{эвб}}$  — эквивалентная длина трассы на уровне моря;  $L_H$  — истинная длина трассы на высоте  $H$ ;  $p_H/p_0$  — отношение давления на высоте  $H$  к давлению на уровне моря;  $m = 0,5$  для паров воды и 1,5 для углекислого газа.

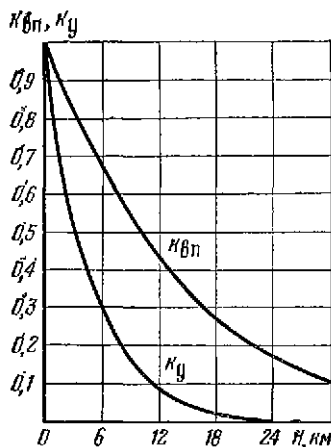
В табл. 4.12 приведены значения поправочного множителя  $p_H/p_0$  для разных высот. Для примера на рис. 4.61 изображены графики коэффициента  $\tau_{\lambda}$ , полученные расчетным путем для горизонтальных трасс разной длины на высоте 4,6 км при количестве осаждаемой воды 2,4 мм/км.

Уменьшение температуры с ростом высоты также вызывает небольшое увеличение пропускания излучения, но им пренебрегают.

Расчет пропускания излучения на наклонной трассе значительно сложнее, чем на горизонтальной вследствие непрерывного изменения давления воздуха. Приближенный метод заключается в разделении трассы на ряд участков и в применении к этим участкам табличных данных с введением поправки на высоту. Перемножение результатов вычислений для каждого участка дает приближенное значение пропускания на всей трассе.

Кроме поглощения, лучистый поток рассеивается молекулами воздуха (молекулярное рассеяние) и различными частицами, присутствующими

Рис. 4.60. Графики поправочных коэффициентов для расчета спектральных коэффициентов пропускания излучения водяными парами и углекислым газом на высоте.



Поправки  $(P_H/P_0)^m$  на высоту при расчете спектральных коэффициентов пропускания излучения водяными парами и углекислым газом

Высота $H$ , км	Для водяных паров	Для угле-кислого газа	Высота $H$ , км	Для водяных паров	Для угле-кислого газа	Высота $H$ , км	Для водяных паров	Для угле-кислого газа	Высота $H$ , км	Для водяных паров	Для угле-кислого газа
0,3	0,981	0,940	1,8	0,886	0,699	4,5	0,739	0,404	18	0,272	0,020
0,6	0,961	0,833	2,1	0,869	0,660	6	0,670	0,299	21	0,214	0,010
0,9	0,942	0,840	2,4	0,852	0,620	9	0,552	0,168	24	0,167	0,005
1,2	0,923	0,774	2,7	0,835	0,580	12	0,441	0,085	27	0,134	0,002
1,5	0,904	0,743	3,0	0,819	0,548	15	0,348	0,042	30	0,105	0,001

в атмосфере — кристаллами солей, пылинками, поднятыми ветром с поверхности Земли, остатками продуктов сгорания, каплями воды и кристаллами льда (аэрозольное рассеяние). В то время как коэффициенты пропускания атмосферой монохроматического лучистого потока с учетом молекулярного рассеяния могут быть рассчитаны достаточно точно, расчет коэффициентов пропускания потока с учетом аэрозольного рассеяния практически невозможен, так как для этого необходимо знать количество, размеры, форму и состав вещества аэрозольных частиц, на которых происходит рассеяние излучения. Поэтому рассеяние лучистого потока в окнах пропускания атмосферы учитывают на основании результатов экспериментальных исследований, которые показывают, что коэффициент  $\tau_p$  пропускания атмосферой монохроматического лучистого потока с учетом молекулярного и аэрозольного рассеяния зависит от длины волны излучения и метеорологической дальности видимости  $l$ .

Метеорологическая дальность видимости характеризует замутненность атмосферы и представляет собой наибольшую дальность видимости днем темных предметов с угловыми размерами, большими  $30'$ , проектирующихся на фоне неба у горизонта (табл. 4.13).

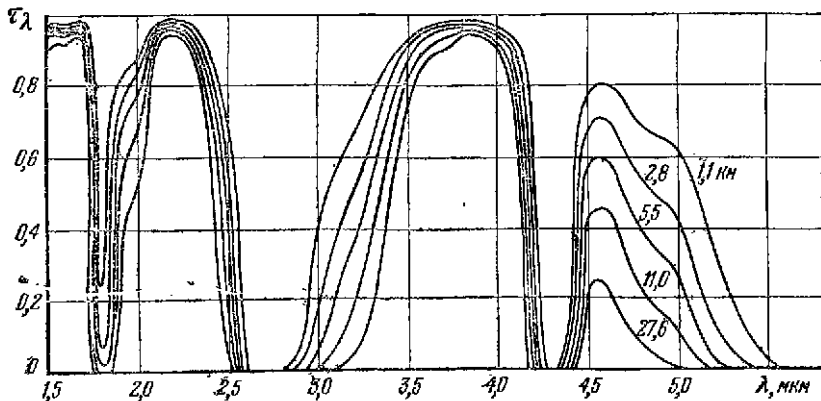


Рис. 4.61. Спектральный коэффициент пропускания атмосферы (без учета рассеяния излучения) для горизонтальных трасс разной длины на высоте 4,6 км при количестве осадочной воды 2,4 мм/мм.

## Международная шкала видимости

Балл	Характеристика видимости	Метеорологическая дальность видимости $l$ , км	Условия наблюдения
0	Очень плохая	$< 0,05$	Очень сильный туман
1		$0,05 \dots < 0,2$	Сильный туман, очень густой снег
2		$0,2 \dots 0,5$	Умеренный туман или сильный снег
3	Плохая	$0,5 \dots 1$	Слабый туман, умеренный снег или сильная дымка
4		$1 \dots 2$	Умеренный снег, очень сильный дождь или умеренная дымка
5	Средняя	$2 \dots 4$	Слабый снег, сильный дождь или слабая дымка
6		$4 \dots 10$	Умеренный дождь, очень слабый снег или слабая дымка
7	Хорошая	$10 \dots 20$	Без осадков или слабый дождь
8	Очень хорошая	$20 \dots 50$	Без осадков
9	Исключительная	$> 50$	Совершенно чистый воздух

Значения коэффициента  $\tau_{р\lambda}$  при различных  $\lambda$  и  $l$  берут из графика на рис. 4.62. Он построен для случая, когда длина поглощающего слоя атмосферы составляет 1,83 км, а количество осаждающей воды равно 17 мм. Если реальная длина слоя составляет не 1,83, а  $L$  км, а количество осаждающей воды  $w$  отличается от 17 мм, то коэффициенты  $\tau_p$  рассчитывают по соотношению:

$$\tau_p = (\tau_{р\lambda})^{L/1,83} 0,998^{-(17-w)}. \quad (4.47)$$

Окончательно получаем следующее выражение для спектрального коэффициента пропускания атмосферы на высоте  $H$ :

$$\tau_{\lambda H} = \tau_{\text{вп}}^H \tau_{\text{уг}}^H \tau_p. \quad (4.48)$$

## Пример 7.

Рассчитать спектральный коэффициент пропускания атмосферы для горизонтальных трасс длиной 10, 20 и 40 км на высоте  $H = 9$  км при температуре воздуха у Земли  $t_{\text{в}} = -25^\circ \text{C}$ , относительной влажности  $f = 70\%$  и метеорологической дальности видимости  $l = 20$  км в диапазоне длин волн 2 ... 6 мкм.

К расчету спектральных коэффициентов пропускания атмосферы (пример 7)

$\lambda$ , мкм	$L=10$ км					$L=20$ км				
	$\tau_{вп}^0$	$\tau_{вп}^H$	$\tau_{уг}^H$	$\tau_p$	$\tau_{\lambda H}$	$\tau_{вп}^0$	$\tau_{вп}^H$	$\tau_{уг}^H$	$\tau_p$	$\tau_{\lambda H}$
2,0	0,894	0,941	0,91	0,58	0,50	0,851	0,919	0,87	0,32	0,25
2,2	0,986	0,993	1,00		0,58	0,980	0,989	1,00		0,32
2,4	0,860	0,923	1,00		0,54	0,802	0,891	1,00		0,29
2,6	0	0,450	1,00		0,26	0	0,450	1,00		0,14
2,8	0	0,450	0,44	0,65	0,11	0	0,450	0,30	0,02	
3,0	0,184	0,551	1,00		0,32	0,060	0,483	1,00	0,15	
3,2	0,506	0,729	1,00		0,47	0,347	0,641	1,00	0,26	
3,4	0,811	0,896	1,00		0,58	0,735	0,854	1,00	0,35	
3,6	0,958	0,976	1,00	0,78	0,64	0,947	0,970	1,00	0,40	
3,8	0,986	0,991	1,00		0,65	0,980	0,989	1,00	0,41	
4,0	0,977	0,988	0,99		0,64	0,970	0,984	0,99	0,40	
4,2	0,958	0,976	0,06		0,05	0,947	0,970	0,04	0,02	
4,4	0,860	0,924	0,002	0,93	0,01	0,802	0,891	0	0	
4,6	0,723	0,848	0,92		0,65	0,617	0,790	0,97	0,44	
4,8	0,595	0,777	0,90		0,55	0,452	0,700	0,85	0,34	
5,0	0,451	0,698	0,99		0,54	0,286	0,607	0,99	0,35	
5,2	0,168	0,542	0,95	0,81	0,48	0,062	0,479	0,92	0,36	
5,4	0,013	0,457	1,00		0,43	0	0,450	1,00	0,37	
5,6	0	0,450	1,00		0,42	0	0,450	1,00	0,37	
5,8	0	0,450	1,00		0,42	0	0,450	1,00	0,37	
6,0	0	0,450	1,00	0,42	0	0,450	1,00	0,37		

Решение.

1. По формуле (4.43) определяем количество осажденной воды на длине 1 км:

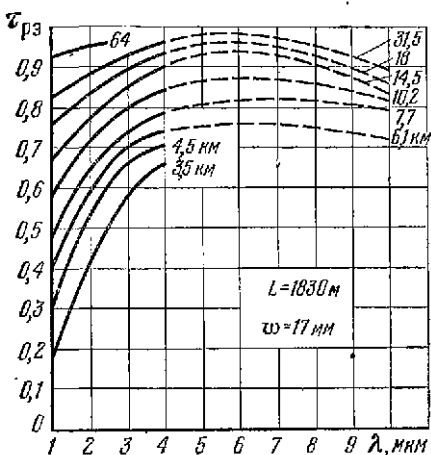


Рис. 4.62. Экспериментальные значения спектрального коэффициента рассеяния атмосферы при разных метеорологических дальностях видимости,

$$\omega_0 = \frac{2,167 \cdot 10^4}{T_B} \text{ г/с}$$

при  $t_B = -25^\circ \text{C}$   $e = 8,070 \cdot 10^{-5}$  Па (см. табл. 4.8), так что  $\omega_0 = \frac{216,7}{273 - 25} \cdot \frac{1}{100} \cdot 8,070 \cdot 10^{-5} \times 10^3 \approx 0,50$  мм/км.

(Такую же величину получим при использовании табл. 4.9:  $\omega_0 = 0,70 \times 0,7 \approx 0,50$  мм/км.)

2. Находим количество осажденной воды для поглощающего слоя толщиной 10, 20 и 40 км:

$$\omega_{10} = \omega_0 \cdot 10 = 5 \text{ мм};$$

$$\omega_{20} = \omega_0 \cdot 20 = 10 \text{ мм};$$

$$\omega_{40} = \omega_0 \cdot 40 = 20 \text{ мм}.$$

3. Используя табл. 4.10, найдем спектральные коэффициенты пропускания излучения парами воды в диапазоне длин волн 2 ... 6 мкм (без учета поправок на высоту);



Таблица 4.14

L=40				
$\tau_{вп}^0$	$\tau_{вп}^H$	$\tau_{уг}^H$	$\tau_p$	$\tau_{\lambda H}$
0,790	0,885	0,81		0,15
0,972	0,994	1,00		0,21
0,723	0,848	1,00	0,21	0,18
0	0,450	1,00		0,10
0	0,450	0,15		0
0,008	0,454	1,00		0,10
0,184	0,554	1,00		0,14
0,633	0,797	1,00		0,20
0,916	0,965	1,00	0,25	0,24
0,972	0,986	1,00		0,24
0,960	0,978	0,98		0,24
0,916	0,955	0		0
0,723	0,848	0		0
0,478	0,713	0,96	0,42	0,29
0,289	0,608	0,80		0,20
0,132	0,522	0,99		0,22
0,006	0,453	0,89		0,28
0	0,450	1,00		0,32
0	0,450	1,00		0,39
0	0,450	1,00	0,70	0,32
0	0,450	1,00		0,32

значения коэффициентов вписываем в табл. 4.14 (графы  $\tau_{вп}^0$ ).

4. По графику рис. 4.60 определяем коэффициенты поправок для высоты  $H = 9$  км:

$$k_{вп} = 0,55; \quad k_{уг} = 0,17.$$

5. По формуле (4.45) рассчитываем спектральные коэффициенты пропускания излучения парами воды на заданной высоте и результаты расчета вносим в табл. 4.14 (графы  $\tau_{вп}^H$ ).

6. Находим эквивалентные толщины поглощающего слоя атмосферы

$$L_1 = 1,7 \text{ км}; \quad L_2 = 3,4 \text{ км};$$

$$L_3 = 6,8 \text{ км},$$

и с помощью табл. 4.11 определяем спектральные коэффициенты пропускания излучения углекислым газом (графы  $\tau_{уг}^H$  в табл. 4.14).

7. По графику на рис. 4.62 находим экспериментальные значения спектрального коэффициента рассеяния, соответствующего дальности видимости  $l = 20$  км; принимаем  $\tau_{р}$  равным средним значениям в диапазонах 2 ... 3, 3 ... 4, 4 ... 5 и 5 ... 6 мкм и по формуле (4.47) находим значение  $\tau_p$ , соответствующее длине слоя  $L$  10, 20 и 40 км

и количеству осажденной воды  $w$  5, 10 и 20 мм. Результаты расчета вносим в табл. 4.14 (графы  $\tau_p$ ).

8. По формуле (4.48) рассчитываем и вносим в табл. 4.14 требуемые по заданию значения спектральных коэффициентов пропускания атмосферы (графы  $\tau_{\lambda H}$ ).

Туман и облака сильно рассеивают излучение и по существу непрозрачны для инфракрасных лучей. При толщине облачности свыше 20 м, когда Солнце не просматривается через облака, инфракрасное излучение также через них не проходит. Экспериментальные исследования пропускания перистых, высококучевых и кучевых облаков показывают, что они пропускают длинноволновое излучение несколько лучше, чем коротковолновое. В диапазоне 3 ... 5 мкм наблюдается меньшее пропускание, чем на более коротких волнах. Коэффициент пропускания излучения с длиной волны 1,67 мкм для перистых облаков составляет 0,6 ... 0,9, перистослоистых — 0,3 ... 0,9, высококучевых — 0,05 ... 0,7, высокослоистых — 0,3 ... 0,9, кучевых — около 0,7. Все эти экспериментальные данные недостаточно надежны, так как они не сопровождаются сведениями о толщине облачности, которая является определяющей для коэффициента пропускания.

Дождь, в отличие от тумана и облаков, сравнительно хорошо пропускает инфракрасное излучение. Так, например, коэффициент пропускания инфракрасного излучения на трассе длиной 1,8 км при слабом дожде равен 0,88, при среднем — 0,74, при сильном — 0,65 и при ливне — 0,38 [22]. В этих условиях возможна работа инфракрасной аппаратуры на пониженных дальностях.

Для оценки поглощения атмосферой когерентного излучения лазеров необходимо знать с высокой точностью положение линий в спектрах атмосферных газов, так как ширина линий излучения лазеров весьма мала.

Так, например, на рис. 4.63 изображен «тонкий» спектр молекулярного поглощения солнечного излучения в диапазоне длин волны рубинового лазера (0,6934 ... 0,6943 мкм). Там же показана шкала температур кристалла и соответствующая ей шкала длин волн излучения лазера. Общее представление о тонкой структуре спектра поглощения земной атмосферы в спектральных участках излучения лазера можно составить на основе данных, приведенных в [7].

Высокая монохроматичность, малая расходимость и большая плотность излучения лазеров создают особые условия его распространения в атмосфере. Затухание излучения лазера подчиняется закону Бугера—Беера:

$$F = F_0 e^{-\alpha L}, \quad (4.49)$$

где  $L$  — длина пути, проходимого излучением в атмосфере, км;  $\alpha$  — показатель затухания, км<sup>-1</sup>.

Затухание обусловлено поглощением и рассеянием оптического излучения, поэтому  $\alpha = \alpha_{\text{п}} + \alpha_{\text{р}}$ , где  $\alpha_{\text{п}}$  и  $\alpha_{\text{р}}$  — показатели поглощения и рассеяния соответственно.

При конструировании прибора, предназначенного для работы в атмосфере, выбирают лазер с длиной излучения, находящейся в одном из «атмосферных окон». Поэтому  $\alpha_{\text{п}} \ll \alpha_{\text{р}}$  и можно считать  $\alpha \approx \alpha_{\text{р}}$ .

Показатель затухания связан с метеорологическими параметрами атмосферы, которые меняются во времени и в пространстве. Обычно показатель затухания определяют, учитывая его корреляцию с метеорологической дальностью видимости  $l$ , которая легко определяется экспериментально и систематически фиксируется метеорологами.

Для чистой атмосферы, когда  $l > 10$  км,

$$\alpha(\lambda) = \frac{3,91}{l} (\lambda/0,55)^{-n}, \quad (4.50)$$

где  $n = 0,585 l^{1/3}$ .

В условиях дымки и тумана показатели затухания определяют по табл. 4.15 и 4.16, где  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  — показатели затухания излучения с длиной волны 10,6 и 1,06 мкм соответственно;  $\omega^*$  — водность, мг/м<sup>3</sup> [8].

Для дождя показатель затухания ориентировочно рассчитывают по формуле Поляковой:

$$\alpha = 0,9 J^{0,24} \text{ дБ/км}, \quad (4.51)$$

где  $J$  — интенсивность дождя, мм/ч. Коэффициент  $\alpha$  в этом случае не зависит от длины волны излучения  $\lambda$ , так как радиус рассеивающих частиц  $r \gg \lambda$ .

При распространении излучения лазера в атмосфере, помимо его затухания, имеет место искривление световых пучков (качание луча), случайные

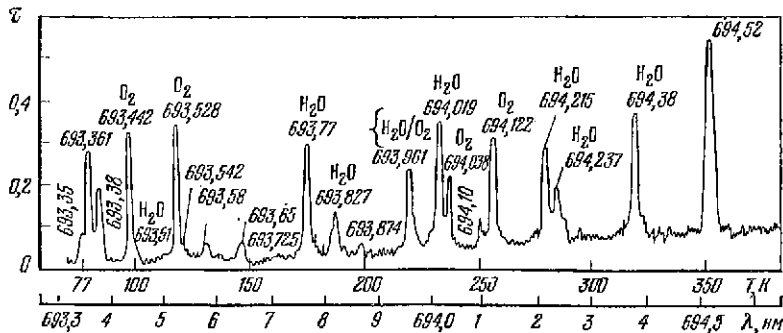


Рис. 4.63. «Тонкий» спектр поглощения в атмосфере солнечного излучения в диапазоне длин волн 693,3...694,6 нм.

Зависимость показателя затухания от метеорологической дальности видимости (в условиях дымки)

$l$ , км	>10	9...10	8...9	7...8	6...7	5...6	4...5	3...4	2...1	1...2	0,5...1	<0,5
$\alpha_1$ , км <sup>-1</sup>	<0,04	0,043	0,045	0,055	0,064	0,078	0,095	0,13	0,193	3,4	11	>11
$\alpha_2$ , км <sup>-1</sup>	<0,7	0,78	0,87	0,9	1,1	1,4	1,7	2,3	3,5	10	27	>27

изменения фазы колебаний, флуктуации поляризации излучения и другие явления. Они обусловлены турбулентностью атмосферы, которая вызывает колебания температуры, влажности и плотности воздуха, а следовательно, и его коэффициента преломления. Области скачков показателя преломления (неоднородности) могут иметь протяженность от нескольких миллиметров до сотен метров.

В условиях сильной турбулентности нижних слоев атмосферы присутствуют неоднородности различных масштабов и различной структуры. Поэтому при исследовании влияния турбулентности на распространение лазерного излучения используют так называемые структурные функции, введенные А. Н. Колмогоровым. Так, для показателя преломления среды пространственная структурная функция имеет вид

$$D_n(r) = [n(r_2) - n(r_1)]^2 = \Delta n(r)^2, \quad (4.52)$$

где  $r = r_2 - r_1$  — расстояние между точками.

Для локально изотропной и однородной турбулентности справедлив закон двух третей Колмогорова—Обухова:

$$D_n(r) = c_n r^{2/3}, \quad (4.53)$$

где  $c_n$  — структурная постоянная показателя преломления, определяемая по формуле  $c_n^2(h) = k_0 h^{-1/3} e^{-h/h_0}$ ;  $h$  — высота слоя, км;  $h_0 = 3,2$  км — приведенная высота;  $l_0 < r < L_0$ ;  $l_0 = 1 \dots 2$  мм — внутренний масштаб турбулентности;  $L_0 = 5 \dots 10$  м — внешний масштаб турбулентности. Вблизи Земли можно принять  $c_n^2 \approx 10^{-4} \text{ м}^{-2/3}$ . Способы определения структурной постоянной показателя преломления основаны на использовании данных о средних значениях характеристик метеорологических полей [8].

Таблица 4.16

Зависимость показателя затухания от водности и метеорологической дальности видимости (в условиях тумана)

$l$ , км	0,75	0,55	0,35	0,25	0,15
$w^*$ , мг/м <sup>3</sup>	5	10	20	90	180
$\alpha_1$ , км <sup>-1</sup>	0,9	1,8	5,0	10,0	20,0
$\alpha_2$ , км <sup>-1</sup>	4,0	5,5	8,5	12,0	20,0

Турбулентность атмосферы приводит к флуктуации фазы как вдоль, так и поперек луча, в результате чего снижается временная и пространственная когерентность излучения.

При горизонтальном распространении плоских волн степень фазовой когерентности по сечению луча оценивают величиной  $r_0$ , называемой размером когерентности. При горизонтальном распространении плоских волн

$$r_0 = 0,184\lambda^{5/6} / (L^{3/5} c_n^{6/5}). \quad (4.54)$$

Величина  $r_0$  изменяется в пределах от единиц до десятков сантиметров.

Флуктуации угла прихода излучения  $\Delta\beta$ , вызванные турбулентностью атмосферы, оценивают по соотношению

$$(\overline{\Delta\beta})^2 = 1,46D_{\text{опт}}^{-1/3} c_n^2 L, \quad (4.55)$$

где  $D_{\text{опт}}$  — диаметр входного зрачка оптической системы. На реальных трассах среднее квадратическое значение флуктуаций угла прихода излучения составляет от единиц до десятков угловых секунд.

Флуктуации интенсивности приходящего оптического сигнала характеризуют величиной

$$\sigma^2 = \overline{(\ln I - \mu)^2}, \quad (4.56)$$

где  $I$  — интенсивность в безразмерных единицах;  $\mu = \overline{\ln I}$ .

Для однородной турбулентности атмосферы и слабых флуктуаций величину  $\sigma^2$  определяют по формуле [8]

$$\sigma_0^2 = 1,23 c_n^2 v^{7/6} L^{11/6}, \quad (4.57)$$

где  $v = 2\pi/\lambda$ ;  $L$  — длина трассы.

Для сильных флуктуаций В. И. Татарским [18] предложена формула

$$\sigma^2 = 1 - (1 + 6\sigma_0^2)^{-1/6}, \quad (4.58)$$

которая хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Формула (4.58) справедлива для малых значений радиуса входного зрачка приемного устройства. При увеличении радиуса входного зрачка величина  $\sigma$  падает вследствие усреднения, но не более, чем на 30% от его значения для точечного приемника.

Изменения плотности воздуха, вызванные малыми температурными градиентами в атмосфере, приводят к изменениям коэффициента преломления среды, в результате чего искривляются направления световых пучков.

Зависимость изменения показателя преломления воздуха от изменения температуры имеет вид

$$\Delta n = -\frac{n-1}{T} \Delta T, \quad (4.59)$$

Если показатель преломления воздуха  $n = 1,0003$ ,  $T = 300$  К и  $\Delta T = 1$  К, то  $\Delta n \approx 10^{-6}$ . Изменение показателя преломления  $\Delta n$  является случайной функцией пространственных координат и времени. Зависимость среднего квадратического значения изменения показателя преломления от высоты  $H$  описывается эмпирической зависимостью

$$\overline{\Delta n^2} = 10^{-12} e^{-H/1600}, \quad (4.60)$$

где  $H$  — выражено в метрах.

Исследованиями установлено, что максимальное значение  $\overline{\Delta n^2}$  наблюдается на высоте 300 ... 400 м ( $\sqrt{\overline{\Delta n^2}} \approx 10^{-6}$ ). При длине трассы  $L = 30$  км такое изменение показателя преломления воздуха вызывает угловое отклонение луча, среднее квадратическое значение которого  $\sqrt{\overline{\Delta\theta^2}} \approx 1$  мрад. Соответствующее линейное отклонение равно 30 м.

Распространение в атмосфере оптического излучения гигантской импульсной мощности ( $\sim 10^{11}$  Вт) с длительностью около  $10^{-8}$  с сопровождается рядом нелинейных эффектов: просветлением атмосферы, изменением прямолинейности распространения излучения, тепловой дефокусировкой луча, вызванной повышением температуры в канале просветления, и самофокусировкой излучения в результате кинетического охлаждения атмосферы. Для описания затухания мощного лазерного излучения в атмосфере закон Бугера—Бера неприменим.

Известно, что облако или туман состоит из мелких водяных капель диаметром 5...20 мкм. Под действием мощного оптического излучения происходит уменьшение объема капель во времени, вызванное процессом испарения. В результате этого происходит просветление канала луча. Скорость просветления определяется темпом испарения капель. Если плотность тумана велика ( $0,5 \cdot 10^{-6}$  г/см<sup>3</sup>), то при плотности оптического излучения  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup> скорость распространения фронта просветления составляет приблизительно  $6,7 \cdot 10^8$  м/с. Этот результат справедлив только для таких оптических трасс, когда поглощение излучения в атмосфере определяется процессами испарения жидких капель, преобладающими над поглощением парами воды и углекислым газом.

Поглощенная атмосферой энергия оптического излучения вызывает перемешивание газа в вертикальном направлении в поле силы веса. Этот эффект конвективного перемешивания приводит к расширению луча. Если длительность импульса сравнима с временем конвективного переноса  $t_K = d/V_K$ , где  $d$  — диаметр луча, а  $V_K$  — скорость конвекции, то влияние конвекции оказывается заметным.

Величину  $V_K$  находят из выражения [14]:

$$V_K = \left( \frac{2\alpha F g}{\rho c_p T} \right)^{1/3}, \quad (4.61)$$

где  $\rho$  — плотность атмосферы, г/см<sup>3</sup>;  $\alpha$  — коэффициент молекулярного поглощения парами воды, см<sup>-1</sup>;  $F$  — мощность излучения лазера, Вт;  $g = 981$  см/с<sup>2</sup>;  $c_p$  — теплоемкость атмосферы при постоянном давлении, Дж/(г · К);  $T$  — температура атмосферы, К.

Так, например, при распространении излучения лазера на уровне моря, имеем:  $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-6}$  см<sup>-1</sup>;  $\rho = 1,2 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>;  $c_p \approx 1,0$  Дж/(г · К);  $T = 320$  К. Если  $F = 5 \cdot 10^{10}$  Вт и  $d = 100$  см, то  $V_K \approx 10^8$  см/с;  $t_K = d/V_K = 0,1$  с, т. е. время конвективного переноса больше длительности импульса ( $t_{\text{им}} = 10^{-8}$  с) и влиянием конвективного перемешивания можно пренебречь. Его надо учитывать при условии

$$t_{\text{им}} > d \left( \frac{\rho c_p T}{2\alpha F g} \right)^{1/3}. \quad (4.62)$$

Капли тумана, поглощая энергию оптического излучения, испаряются, что обуславливает нагрев межкапельной среды атмосферы. Повышение температуры газовой среды сопровождается ее тепловым расширением. Если интенсивность излучения лазера убывает от оси к краю луча, полидисперсная среда приобретает свойства рассеивающей тепловой линзы, что приводит к падению плотности мощности излучения в канале луча.

Исследования показывают, что выражение для угла дефокусировки излучения, в котором распределение энергии по сечению подчиняется закону Гаусса [ $W = W_0 \exp(-\rho^2/R^2)$ ], имеет вид [14]:

$$\theta = \theta_0 + f \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial T}, \omega_0, \varepsilon_0, \alpha, R \right), \quad (4.63)$$

где  $\theta_0$  — начальное расхождение;  $\omega_0$  — начальная плотность тумана;  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость невозмущенной среды;  $\alpha$  — показатель аэрозольного ослабления;  $\partial \varepsilon / \partial T$  — добавка к диэлектрической проницае-

мости, вызванная повышением температуры газовой среды ( $\partial\epsilon/\partial T \approx -4 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ).

При распространении излучения лазера до высот порядка 12 км значительный вклад в расширение пучка вносят турбулентные пульсации, которые возникают при неоднородном нагреве атмосферы мощным оптическим излучением. При этом критическое значение числа Рейнольдса  $Re_{\text{крит}} < 30$ , что на три порядка меньше величины  $Re_{\text{крит}}$ , получаемой в различных газодинамических задачах. Отмеченный эффект изучен еще недостаточно и предварительные оценки показывают, что он может иметь значительный эффект лишь на больших трассах ( $\sim 1000$  км).

Исследования кинетики резонансного поглощения излучения с длиной волны 10,6 мкм молекулами  $\text{CO}_2$  выявили наличие эффекта «кинетического» охлаждения атмосферы, приводящего к самофокусировке мощных пучков.

Кинетические уравнения, описывающие динамику изменения температуры и населенности верхнего уровня  $\text{CO}_2$  в зависимости от мощности излучения лазера, показали, что «кинетическое» охлаждение для плотности мощности  $10^6 \text{ Вт/см}^2$  создается спустя  $5 \cdot 10^{-4}$  с после прихода переднего фронта оптического излучения и существует в течение  $10^{-2}$  с. Изменение температуры при этом достигает 0,06 К. Таким образом, импульс излучения лазера длительностью в одну миллисекунду при прохождении в верхних слоях атмосферы будет самофокусироваться. На основании оценочных данных американских специалистов миллисекундный импульс с апертурой 1 м и плотностью мощности  $10^9 \text{ Вт/см}^2$ , выходящий из слоя атмосферы с повышенной влажностью (туман, дымка) на высоте 3 км, по достижении высоты 30 км уменьшит свои размеры до 0,5 ... 0,8 м, что приведет к повышению плотности мощности до  $(1 \dots 5) \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$  [14].

Явление самофокусировки мощного оптического излучения возникает также вследствие эффектов Керра и магнитострикции. Эффект Керра связан с ориентацией дипольных моментов молекул по направлению электрического поля, что приводит к анизотропии свойств преломляющей среды. Эффект электрострикции заключается в возникновении добавочного объемного давления в области действия излучения.

Пороговая мощность самофокусировки  $F_{\text{пор}}$ , вызванной эффектами Керра и магнитострикции, тем меньше, чем меньше длина волны излучения и составляет десятки тысяч киловатт.

Экспериментальные исследования подтвердили наличие самофокусировки луча лазера и показали, что наряду с этим явлением имеет место образование тонких нитей внутри луча.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисевич Н. А., Верещагин В. Г., Валидов М. А. Инфракрасные фильтры. Минск, «Наука и техника», 1971.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Пер. с англ. М., «Мир», 1970.
3. Гарбуни М. Физика оптических явлений. Пер. с франц. М., «Энергия», 1967.
4. Гертнер Г. Прозрачность замутненной атмосферы для инфракрасных лучей. Пер. с англ. М., Госэнергоиздат, 1949.
5. Дерибере М. Практические применения инфракрасных лучей. Пер. с франц. М., Госэнергоиздат, 1959.
6. Дитчерн Р. Физическая оптика. Пер. с англ. М., «Наука», 1965.
7. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных лучей в атмосфере. М., «Сов. радио», 1970.
8. Зборовский А. А., Смирнов В. А. Влияние состояния атмосферы на затухание оптического излучения в наземных каналах связи. — «Радиотехника», 1975, № 11.
9. Иванов А. П. Оптика рассеивающих сред. Минск, «Наука и техника», 1969.
10. Каган В. К., Кондратьев К. Я. Основы информационной теории видимости в атмосфере. Л., Гидрометеиздат, 1968.

11. Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф. Инфракрасные системы. М., «Сов. радио», 1968.
12. Крылова Т. Н. Интерференционные покрытия. Л., «Машиностроение», 1973.
13. Куштин И. Ф. Рефракция световых лучей в атмосфере. М., «Недра», 1971.
14. Магдич А. Б. Распространение мощного лазерного излучения в атмосфере. — «Зарубежная электронная техника», 1973, № 2.
15. Оптические материалы для инфракрасной техники. М., «Наука», 1965. Авт.: Воронкова Е. М., Гречушников Б. Н., Дистлер Г. И., Петров И. П.
16. Пришивалко А. П. Отражение света от поглощающих сред. Минск, Изд. АН БССР, 1963.
17. Росс М. Лазерные приемники. Пер. с англ. М., «Мир», 1969.
18. Татарский В. И. Теория флюктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере. М., АН СССР, 1967.
19. Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света. Сборник под ред. Б. И. Степанова и А. П. Иванова. Минск, «Наука в техника», 1971.
20. Фабелинский И. Л. Молекулярное рассеяние света. М., «Наука», 1965.
21. Физика и техника инфракрасного излучения. Пер. с англ. М., «Сов. радио», 1965. Авт.: Джемиссон Дж. Э., Мак-Фи Р. Х., Плагс Дж. Н., Грубе Р. Г., Ричардс Р. Дж.
22. Хадсон Р. Инфракрасные системы. Пер. с англ. М., «Мир», 1972.
23. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. М., Физматгиз, 1958.
24. Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. Пер. с англ. М., ИЛ, 1961.
25. Шаронов В. В. Измерение и расчет видимости далеких предметов. М.-Л., Гостехиздат, 1947.
26. Шерклифф У. Поляризованный свет. Пер. с англ. М., «Мир», 1965.
27. Шишловский А. А. Прикладная физическая оптика. М., Физматгиз, 1961.
28. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. М., Гостехиздат, 1951.
29. Якушенков Ю. Г. Оптические системы фотоэлектрических устройств. М., «Машиностроение», 1966.
30. Adel A. The Atmospheric Windows of 6,3 $\mu$  and 16 to 24 $\mu$ . — «Infrared Phys.», 1962, № 2.
31. Burch D. E., Gryvnak D. A., Patty R. B. Absorption of Infrared Radiation by CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O. — «JOSA», 1967, № 57.
32. Burch D. E., Williams D. Tests of Theoretical Absorption Band Model Approximations. — «Appl. Opt.», 1964, № 3.
33. Elder T., Strong J. The Infrared Transmission of Atmospheric Windows. — «J. Franklin Inst.», 1953, v. 255.
34. Gebbie H. A., et al. Atmospheric Transmission in the 1 to 14 $\mu$  Region. — «Proc. Roy. Soc.», 1950, v. 206 A.
35. Godson A. The Computation of Infrared Transmission by atmospheric Water Vapor. — «J. Meteorol.», 1955, № 3.
36. Green A. E. S., Griggs M. Infrared Transmission Through The Atmosphere. — «Appl. Opt.», 1963, № 2.
37. Howard J. N., Burch D. E., Williams D. Infrared Transmission of Synthetic Atmospheres. — «JOSA», 1956, v. 46.
38. Howard J. N., Garing J. S. The Transmission of the Atmosphere in the Infrared. — «Infrared Phys.», 1962, № 2.
39. Kametson J. A. et al. Infrared physics and engineering. New-York — Toronto—London, 1963.
40. Kurnick S. W., Zitter R. N., Williams D. B. Attenuation of Infrared Radiation by Fogs. — «JOSA», 1960, v. 50.
41. Rank D. H. et al. Abundance of N<sub>2</sub>O to the Atmosphere. — «JOSA», 1962, v. 52.

## ФОКУСИРОВКА И СКАНИРОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

---

### 5.1. ФОКУСИРУЮЩИЕ СИСТЕМЫ

Фокусирующие системы инфракрасных приборов используют для совместной работы с источниками или приемниками излучения. В тех случаях, когда фокусирующая система работает с источником излучения, она служит для концентрации излучения в определенном телесном угле, т. е. для создания пучков заданной формы. При работе с приемником излучения фокусирующая система концентрирует излучение на чувствительную площадку приемника и значительно повышает ее энергетическую освещенность.

Фокусирующие системы инфракрасных устройств и оптических приборов, работающих в видимой области спектра, во многом идентичны, но имеют два главных различия. Во-первых, многие материалы, прозрачные для видимых лучей, не прозрачны для инфракрасных лучей; существуют материалы, которые прозрачны в различных областях инфракрасного спектра, но не прозрачны для видимых лучей. Второе отличие связано с дифракционными ограничениями качества изображения, которые определяются длиной волны излучения.

Рассмотрим вначале фокусирующие системы, используемые для совместной работы с приемниками излучения.

Большинство теплоизлучающих целей имеет ненаправленное излучение; лучистый поток от этих целей распространяется в широком телесном угле. Поэтому приемник, имеющий небольшие размеры чувствительной площадки, может уловить лишь ничтожную долю энергии, излучаемой целью.

В самом деле, предположим, что приемник излучения (ПИ) расположен на значительном расстоянии  $L$  от точечной теплоизлучающей цели, имеющей энергетическую силу света  $I$  (рис. 5.1, а).

Величина лучистого потока  $F$ , падающего на чувствительную площадку приемника площадью  $q_{\Pi}$ , в этом случае приблизительно равна  $F \approx I \omega_{\Pi}$ , где  $\omega_{\Pi}$  — телесный угол, охватываемый чувствительной площадкой приемника и равный  $\omega_{\Pi} = q_{\Pi}/L^2$ .

Общий же лучистый поток  $F_{\Pi}$ , излучаемый целью,  $F_{\Pi} = I \omega_{\Pi}$ , где  $\omega_{\Pi}$  — телесный угол, в котором равномерно распространяется излучение цели.

Очевидно,

$$F = F_{\Pi} \omega_{\Pi} / \omega_{\Pi}. \quad (5.1)$$

На больших дальностях отношение  $\omega_{\Pi}/\omega_{\Pi}$  очень мало, поэтому отношение  $F/F_{\Pi}$  получается ничтожным. Увеличение угла  $\omega_{\Pi}$  за счет увеличения площади  $q_{\Pi}$  нецелесообразно, так как это ведет к ухудшению характеристик приемника.

Задача фокусирующей системы заключается в том, чтобы увеличить отношение  $F/F_{\Pi}$ . Если перед приемником поставить объектив (рис. 5.1, б), фокусирующий лучи на чувствительную площадку, то поток  $F_{об}$  «улавливаемый» объективом,

$$F_{об} = F_{\Pi} \omega_{об} / \omega_{\Pi}. \quad (5.2)$$



В идеальном случае весь этот поток будет восприниматься приемником. Разделив (5.2) на (5.1), получим  $F_{об} = F_{об0}/\omega_{об} = k_{об}F$ .

Величина  $k_{об}$ , равная отношению потока, падающего на приемник, установленный в фокальной плоскости, к потоку, который упал бы на приемник при отсутствии фокусирующей системы, называется коэффициентом усиления последней. Значения  $k_{об}$  изменяются в широких пределах (от 25 до 5000).

Фокусирующие системы инфракрасных приборов должны удовлетворять ряду требований; они должны иметь:

а) малые габариты, определяемые жесткими требованиями к габаритам прибора в целом;

б) максимально возможное относительное отверстие, равное отношению диаметра объектива к его фокусному расстоянию;

в) определенный угол поля зрения, зависящий от назначения прибора;

г) минимальные потери для длин волн, соответствующих выбранному диапазону;

д) минимальные размеры изображения в фокальной плоскости объектива без существенных искажений при перемещении цели к краю поля зрения;

е) малое риньетирование при перемещении цели к краю поля зрения;

ж) стабильность оптических свойств при различных климатических условиях, а также при работе в условиях тряски и вибрации.

Основным элементом фокусирующей системы является *объектив* — совокупность линз или зеркал, создающих изображения на чувствительной площадке приемника излучения. В инфракрасных приборах, применяют три типа фокусирующих систем: *линзовую, зеркальную и зеркально-линзовую*. Линзовая фокусирующая система состоит из объектива и конденсора. Если представить объектив в виде эквивалентной линзы, то схема прохождения лучей через эту линзу имеет вид, показанный на рис. 5.2.

При отклонении направления на цель на угол  $\varphi_{макс}$  по отношению к оптической оси линзы изображение цели в фокальной плоскости линзы переместится из точки *а* в точку *б*. Поскольку цель может находиться в любой точке пространства, ограниченного телесным углом  $\omega_{об}$ , характеризующимся плоским углом  $\varphi_{макс}$ , то изображение цели может находиться в любой точке окружности радиуса *r*. Диаметр этой окружности называется *линейным полем зрения* фокусирующей системы.

Для индикации цели необходимо приемник излучения перемещать в соответствующие положения (в нашем случае из точки *а* в точку *б*) или иметь размеры чувствительной площадки, равные размерам линейного поля зрения. Так как цель может находиться в любой, заранее не известной точке пространства, то перемещение приемника в соответствующую точку фокальной плоскости практически неосуществимо. Увеличение же размеров чувствительной площади приемника ведет к ухудшению его характеристик. Поэтому приходится прибегать к установке дополнительной линзы — конденсора. Последняя выполняет еще одну функцию. В некоторых инфракрасных приборах в фокальной плоскости размещают модулирующую диафрагму. Поэтому чувствительную площадку приемника излучения приходится располагать на некотором удалении от фокуса (рис. 5.3, *а*). Если при этом направление лучей не совпадает с оптической осью, то часть энергии не воспринимается

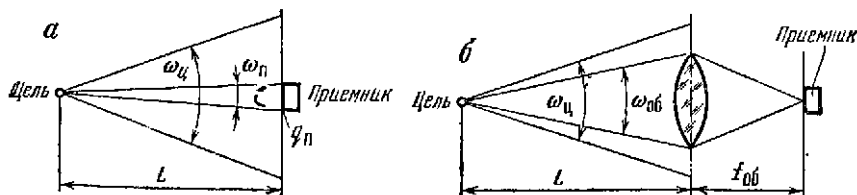


Рис. 5.1. К определению коэффициента усиления оптической системы.



приемником. Благодаря конденсору весь лучистый поток попадает на приемник и равномерно распределяется по всему чувствительному слою (рис. 5.3, б), что устраняет также влияние неодинаковой чувствительности фотослоя по его поверхности.

Конструктивно конденсор выполняют в виде одной или нескольких линз (рис. 5.4, а), или в виде «световой ловушки», представляющей собой стеклянный цилиндр с внутренней зеркальной полостью специальной формы (рис. 5.4, б). Применяют также иммерсионные конденсоры, после которых лучи попадают непосредственно на приемник, минуя воздушный промежуток (рис. 5.4, в). В качестве материала для конденсора используют германий, имеющий большой коэффициент преломления ( $n = 4$ ). Между конденсором из германия и приемником находится тонкая пленка из материала, прозрачного для инфракрасных лучей, выполняющая роль изоляционной прокладки.

Величина лучистого потока, проходящего через оптическую систему, и угол поля зрения определяются диафрагмами, расположенными по ходу лучей. Различают *апертурные диафрагмы*, которые ограничивают общую величину лучистого потока, проходящего через оптическую систему, и *диафрагмы поля зрения*, ограничивающие поле зрения.

Апертурные диафрагмы могут быть расположены в любом месте на пути лучей, но чаще всего их располагают вблизи входа в объектив. Изображение апертурной диафрагмы в пространстве объектов называется входным зрачком системы, а изображение этой же диафрагмы в пространстве изображений — выходным зрачком.

Диафрагму поля зрения располагают обычно в плоскости изображения. Обозначая  $r$  радиус отверстия этой диафрагмы и  $2\beta$  — угол поля зрения системы, имеем очевидное соотношение  $\operatorname{tg} \beta = r/f_{об}$ .

Схематическое изображение линзовой фокусирующей системы в главных плоскостях представлено на рис. 5.5, где обозначено:

$f_{об}$  и  $D_{об}$  — фокусное расстояние и диаметр объектива;  $f_{к}$  и  $D_{к}$  — фокусное расстояние и диаметр конденсора;  $d_{м}$  — диаметр модулирующей диафрагмы;  $d_{п}$  — диаметр рабочей площадки приемника;  $l_{п}$  — расстояние между конденсором и рабочей площадкой приемника;  $\Delta$  — расстояние между фокальной плоскостью объектива и фокальной плоскостью конденсора.

Входным зрачком системы является объектив, выходным зрачком — окно приемника излучения. Так как центры обоих зрачков являются сопряженными точками относительно главных плоскостей конденсора, то имеют место следующие соотношения:

$$(l_{п} - f_{к}) (f_{об} - \Delta) = f_{к}^2 \cdot \frac{d_{п}}{D_{об}} = \frac{l_{п}}{f_{об} + f_{к} - \Delta},$$

откуда находим

$$l_{п} = \frac{f_{об} + f_{к} - \Delta}{f_{об} - \Delta} f_{к}; \quad \frac{d_{п}}{D_{об}} = \frac{f_{к}}{f_{об} - \Delta}.$$

Кроме того, для определения свободного диаметра конденсора имеем условие

$$d_{к} = D_{об} (f_{к} - \Delta) / f_{об} + 2 \operatorname{tg} \beta (f_{об} + f_{к} - \Delta).$$

Из приведенных формул следует, что минимальные поперечные габариты фокусирующей системы получаются, если принять  $f_{к} = \Delta$ . В этом случае имеем

$$l_{п} = f_{об} f_{к} / (f_{об} - f_{к}); \quad d_{п} / D_{об} = f_{к} / (f_{об} - f_{к}); \quad d_{к} = f_{об} 2 \operatorname{tg} \beta.$$

Условие  $f_{к} = \Delta$  выполнить точно практически не удается, так как в фокальной плоскости объектива размещена модулирующая диафрагма. Последние формулы могут служить лишь для ориентировочных расчетов.

Диаметр конденсора  $d_{к}$  зависит от угла поля зрения  $2\beta$ ; лучшими, с точки зрения уменьшения габаритов системы при данном угле  $2\beta$ , будут те по-

ложения конденсора, при которых изображение цели находится между конденсором и его передним фокусом.

Энергетическая освещенность в плоскости изображения от удаленного на большое расстояние объекта определяется следующей формулой:

$$E = \frac{\pi B \tau_{\phi}}{4 (f_{об}/D_{об})^2},$$

где  $B$  — энергетическая яркость объекта;  $\tau_{\phi}$  — коэффициент пропускания фокусирующей системы;  $f_{об}$  и  $D_{об}$  — фокусное расстояние и диаметр объектива.

Для увеличения освещенности в плоскости изображения целесообразно уменьшать отношение  $f_{об}/D_{об}$ , но при этом следует иметь в виду, что изображение удаленного точечного объекта получается в виде конечного пятна рассеивания, размеры которого также зависят от отношения  $f_{об}/D_{об}$ . Рассмотрим этот вопрос несколько подробнее. Известно, что даже хорошо скорректированные оптические системы имеют погрешности (абберации), вследствие которых изображение удаленной точечной цели в плоскости изображения представляет собой пятно рассеивания.

Напомним, что основными видами аббераций являются:

— *сферическая абберация*, заключающаяся в том, что пучок лучей от светящейся точки, находящейся на оси линзы, собирается ею не в одной точке (фокусе), а на некотором участке (рис. 5.6, а); величина сферической абберации зависит от кривизны поверхностей линзы и показателя преломления материала, из которого она изготовлена; вследствие сферической абберации светящаяся точка дает на экране изображение в виде кружка рассеивания, освещенного неравномерно; отличительной особенностью сферической абберации является то, что она сохраняется даже при положении светящейся точки на оптической оси, когда все остальные абберации (для монохроматического пучка) исчезают;

— *хроматическая абберация* — искажение, в силу которого даже для парааксиальных лучей некогерентный пучок имеет целую совокупность фокусов; в связи с этим светящаяся точка на оси изображается в виде кружка, образованного (для видимого участка спектра) цветными кольцами (рис. 5.6, б);

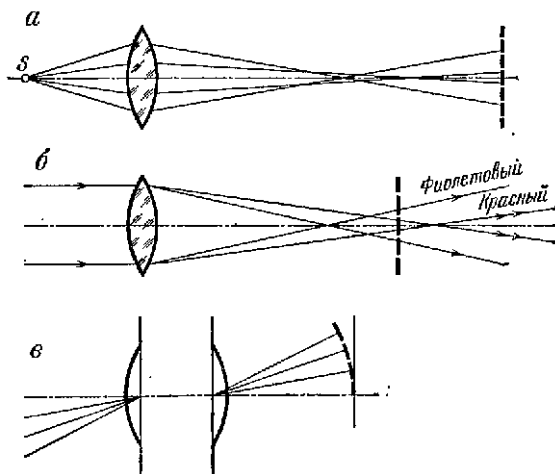


Рис. 5.6. Абберации фокусирующей системы: а — сферическая абберация; б — хроматическая абберация; в — искривление плоскости изображения.

— *астигматизм*, заключающийся в том, что пучок лучей, исходящий из точки и составляющий некоторый угол с осью оптической системы, может терять гомоцентричность, т. е. после прохождения через фокусирующую систему не сходится в одну точку; светящаяся точка изображается пятном рассеяния, форма которого зависит от положения экрана;

— *кома* — искажение, из-за которого светящаяся точка, находящаяся не на оси системы и посылающая широкий пучок лучей, дает изображение на экране в виде неравномерно освещенного пятна, напоминающего комету (кома — прядь волос; комета — волосатая звезда);

— *искривление плоскости изображения*, когда изображение представляет собой не плоскость, перпендикулярную оптической оси, а изогнутую поверхность (рис. 5.6, в).

Для расчета радиуса  $\rho$  пятна рассеяния простейших фокусирующих систем служат следующие формулы:

$$\text{сферическая aberrация } \rho = \frac{1}{8} k_1 \left( \frac{D_{об}}{f_{об}} \right)^2 \beta;$$

$$\text{хроматическая aberrация } \rho = k_2 \frac{D_{об}}{f_{об}} \beta;$$

$$\text{астигматизм } \rho = k_3 \frac{D_{об}}{f_{об}} \beta^2;$$

кома

$$\rho = \frac{1}{4} k_4 \left( \frac{D_{об}}{f_{об}} \right)^2 \beta;$$

искривление плоскости изображения  $\rho = \frac{1}{4} k_5 \left( \frac{D_{об}}{f_{об}} \right)^2 \beta^2$ , где  $D_{об}$  и  $f_{об}$  — диаметр и фокусное расстояние объектива;  $\beta$  — угол поля зрения;  $k_i$  — коэффициенты aberrаций.

Теоретическим пределом диаметра пятна рассеяния является эффективный диаметр центрального пятна в дифракционной картине изображения точки, угловой размер которого, приведенный к фокусу объектива, рассчитывается по формуле

$$\Delta_\lambda = 2,44\lambda/D_{об}.$$

Величина  $\Delta_\lambda$  измеряется в радианах, а длина волны  $\lambda$  и диаметр объектива  $D_{об}$  — в одинаковых единицах.

Угловой размер  $\Delta$  изображения цели, создаваемого простейшей линзой, образованной двумя сферическими поверхностями с радиусами  $r_1$  и  $r_2$ , выражается следующей формулой:  $\frac{\Delta}{2} = \frac{7,8 \cdot 10^{-3}}{(f_{об}/D_{об})^3} A$ , где  $\Delta$  — выражено в угловых величинах (радианах);

$$A = \frac{(n+2)\sigma^2}{n(n-1)^2} - \frac{4(n+1)\sigma}{n(n-1)} + \frac{3n+2}{n} + \frac{n^2}{(n-1)^2}; \quad \sigma = \frac{r_1+r_2}{r_2-r_1};$$

$n$  — показатель преломления материала линзы.

Множитель  $A$  зависит только от величины  $n$  и отношения  $r_1/r_2$ . Минимальное значение  $A$  и, следовательно, наименьший размер изображения

цели соответствуют условию  $\frac{r_2}{r_1} = \frac{2n^2+n}{2n^2-n-4}$ .

Конденсор хорошо работает, если лучи параллельны оптической оси или составляют с ней малый угол; при больших углах рассогласования (на краю поля зрения) часть лучей не попадает на приемник излучения, что приводит к снижению чувствительности прибора.

При расчетах максимальной дальности действия прибора это учитывают коэффициентом виньетирования  $\eta_v(\varphi)$ , являющимся функцией угла визиования.

Оптические материалы, применяемые для изготовления объективов и конденсоров, должны обладать высоким коэффициентом пропускания в инфракрасной области спектра, быть прочными и иметь стабильные оптические свойства при различных климатических условиях. Основные данные оптических материалов, применяемых для изготовления объективов и конденсоров инфракрасных приборов, приведены в табл. 5.1, а в табл. 5.2. . . 5.4 даны основные параметры одноэлементных и многоэлементных объективов для инфракрасной области спектра. Соответствующие табл. 5.3 эскизы многоэлементных объективов приведены на рис. 5.7.

Перейдем к рассмотрению зеркальных и зеркально-линзовых фокусирующих систем. К преимуществам зеркальных систем относят компактность и дешевизну конструкции, отсутствие хроматических aberrаций и высокий коэффициент отражения. Основной их недостаток состоит в экранировке потока вторичным зеркалом, что приводит к снижению общего коэффициента усиления.

Простейшая зеркальная фокусирующая система, состоящая из обтекателя, первичного и вторичного зеркал, показана на рис. 5.8, а. Обтекатель, помимо функции защиты элементов системы от пыли, осадков и набегающего воздушного потока, служит также для уменьшения aberrаций. Обтекатель должен быть изготовлен из прочного материала, прозрачного для инфракрасных лучей. В качестве материалов для обтекателей применяют синтетический сапфир, стекло из алюмината кальция, окис магния, плавный кварц и германий. Характеристики этих материалов приведены в табл. 5.5.

За рубежом ведутся исследования по применению для обтекателей щелочно-галогидных соединений, которые, как видно из табл. 5.6, представляют особый интерес для длинноволновых систем. Кристаллы этих соединений могут быть получены размерами до  $190 \times 125$  мм.

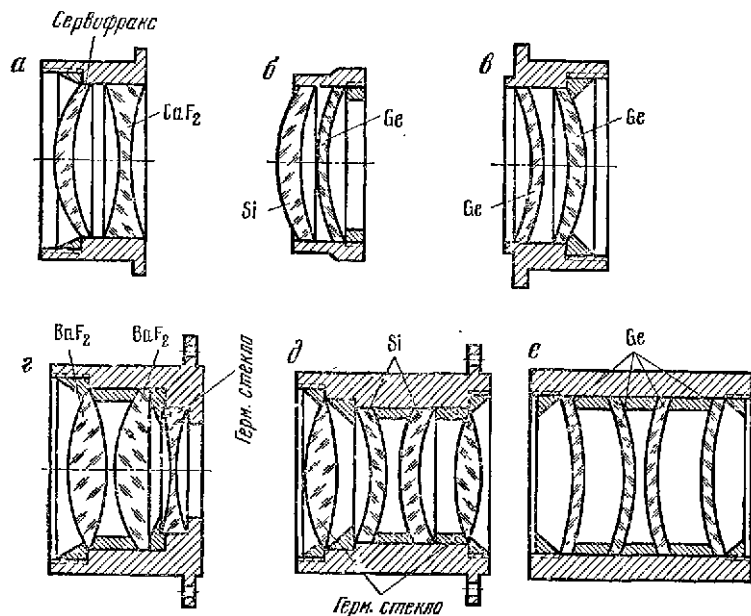


Рис. 5.7. Многоэлементные объективы для инфракрасной области спектра.

нные оптических материалов, применяемых для  
и объективов и конденсаторов инфракрасных приборов

Длина волновой графика про- пускания, мкм	Средний коэффициент пропускания	Средний показатель преломления	Раствори- мость в хо- лодной воде, г/100 мл	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Температура плавления или размяг- чения, °С	Максималь- ный размер, объектива	Характерные особе материала
38	0,70	2,63	0,02	—	420	150...200 мм	Красные кубические Не раскалывается. Труд ся. Обладает большим том теплового расшире
23	0,72	2,35	0,1...0,3	7,19	423,5	200 мм	Бесцветные кубические Токсичен
21	0,90	1,47...1,49	34,7	2,0	776	200 мм	Бесцветные кубические Гигроскопичен. Раскалы ко парает
12 ...15	0,75	2,5	0,000	3,20	196	Не ограни- чен	Однороден. Краснов Устойчив. Нетоксичен. при 195° С. Не подверж
>15	0,50...0,95	4,05	0,000	5,32	958	150 мм	Кубические кристаллы валяется, как стекло. В 40 мкм имеет несколько и минимумов в характ пускания
5...7	0,75	2,2	0,000	5,13	2080	500 кар	Кубические кристаллы
6	0,95	2,45	—	4,26	1825	500 кар	Анизотропный матери

Таблица 5.2

Одноэлементные объективы для инфракрасной области спектра фирмы «Servo Corporation of America»

Рабочий диапазон длин волн $\Delta\lambda$ , мкм	Расчетная длина волны $\lambda_p$ , мкм	Фокусное расстояние номинальное и при длине волны $\lambda_p$ , мм	$f_{об}$	Диаметр кружка рассеяния, мм		Материал
				при длине волны $\lambda_p$	в пределах $\Delta\lambda$	
0,7...1,5	1,1	101,6	4	0,152	0,279	Плавленый кварц
		50,8	2	0,610	0,585	
		101,6	2	1,192	1,390	
0,7...2,0	1,4	50,8	2	0,685	0,760	CaF <sub>2</sub>
		101,6	2	1,345	1,520	
		101,6	4	0,178	0,279	
0,7...3,0	1,8	50,8	2	0,558	0,712	BaF <sub>2</sub>
		101,6	4	0,152	0,279	
		101,6	2	1,116	1,390	
2,0...5,0	3,5	19,0	1	0,610	0,686	Сервофракс
		38,1	3	0,076	0,127	
		50,8	4	0,0152	0,063	
		50,8	2	0,127	0,228	
		91,5	1,2	1,116	1,280	
		101,6	4	0,025	0,127	
		101,6	2	0,250	0,433	
		139,5	1	4,480	4,810	
		203,2	4	0,063	0,250	
203,2	2	0,525	0,940			
228,6	3	0,483	0,760			
2...11	6,5	50,8	2	0,076	0,152	Кремний
		101,6	2	0,152	0,304	
		101,6	4	0,025	0,127	
6...10	8,0	50,8	2	0,127	0,228	Сервофракс
		101,6	2	0,250	0,433	
		101,6	4	0,025	0,152	
6...16	11,0	50,8	2	0,063	0,076	Германий
		101,6	2	0,127	0,152	
		101,6	4	0,0127	0,025	



Таблица 5.3

Многоэлементные объективы для инфракрасной области спектра фирмы «Servo Corporation of America»

Рабочий диапазон длин волн $\Delta\lambda$ , мкм	Расчетная длина волны $\lambda_p$ , мкм	Фокусное расстояние $f_{об}$ , мм	$\frac{f_{об}}{D_{об}}$	Диаметр кружка рассеяния $d_0$ , мм	Поле зрения $\gamma^\circ$	Угловая разрешающая способность $\Delta\gamma$ , мрад	Эскиз объектива
2,0...5,0	3,5	50,8	1,2	0,102	1,0	2,24	Рис. 5.7, а
					2,0	2,63	
					4,0	3,87	
					6,0	5,72	
2,0...5,0	3,5	101,6	1,2	0,204	1,0	2,24	Рис. 5.7, а
					2,0	2,63	
					4,0	3,87	
					6,0	5,72	
2,0...5,0	3,5	203,2	2	0,076	1,0	0,43	Рис. 5.7, а
					2,0	0,50	
					4,0	0,75	
					6,0	0,90	
3,5...5,0	4,5	120,0	1,2	0,066	1,0	0,69	Рис. 5.7, б
					2,0	0,90	
					4,0	1,56	
					6,0	2,52	
6,0...16,0	11,0	101,6	3	—	9,0	0,6	Рис. 5.7, в
1,2...4,0	2,5	76,2	2	—	6,0	0,8	Рис. 5.7, г
1,2...2,0	1,6	95,5	1,6	—	6,0	1,6	Рис. 5.7, д
					9,0	2,2	
6,0...16,0	11,0	56,0	1,5	—	—	—	Рис. 5.7, е

Таблица 5.4

Параметры многоэлементных объективов для инфракрасной области спектра

Тип объектива	Фокусное расстояние $f_{об}$ , мм	Сферическая аберрация, мм $f_{об}/1,0$	Кома, мм $f_{об}/1,0$	Минимальный диаметр кружка рассеяния (мм) при угле поля зрения					Астигматизм (мм) при угле поля зрения			
				0°	5°	10°	15°	20°	5°	10°	15°	20°
Дублет из кремния	118,43	-0,0855	0,0006	0,025	0,015	0,065	0,189	0,410	-0,25	-0,99	-2,19	-3,79
Триплет из кремния	119,35	-0,227	-0,00246	0,04	0,032	0,042	0,067	0,285	-0,27	-1,03	-2,39	-3,94
Триплет из «Ир-крайя-2»	118,61	-0,00476	+0,00241	0,001	0,049	0,143	0,330	0,667	-0,24	-0,97	-2,15	-3,75
Дублет из кремния с плоско-выпуклой линзой из сапфира	70,24	-0,165	-0,00248	0,047	0,026	0,061	0,120	0,274	+0,06	+0,29	+0,66	+0,71

Основные оптические материалы, применяемые для изготовления обтекателей фокусирующих систем

Наименование материала Химическая формула	Длиноволновая граница пропускания, мкм	Средний коэффициент пропускания	Средний показатель преломления	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Температура плавления или размягчения, °С	Коэффициент теплового расширения, $\alpha \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$	Максимальные размеры	Характерные особенности материала
Сапфир Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	5,5	0,85	1,75	3,98	2030	6,7	Ø 140 мм	Шестигранные кристаллы. Высокая механическая прочность. Прозрачен. Не раскалывается.
Кальций фторид CaF <sub>2</sub>	5,0	0,85	1,62	3,07	—	8,1	~1100 см <sup>3</sup>	Большая твердость. Высокая устойчивость к влажности.
Перилит (перилит)	6,8	0,90	1,68	3,59	2080	13	30×15 мм	—
Кварц SiO <sub>2</sub>	4,5	0,95	1,43	2,20	1667	0,55	500 мм	Обладает хорошими механическими и термическими свойствами.
Фторид магния MgF <sub>2</sub>	10	0,90	1,35	3,18	1255	11,5	—	Поликристалл. Растворим в воде.
Селен Se	15	0,75	2,21	4,09	800	6,6...7,5	—	Поликристалл. Не растворяется в воде.

Возвращаясь к схеме простейшей зеркальной оптической системы, изображенной на рис. 5.8, а, заметим, что первичное сферическое зеркало имеет сферическую aberrацию, кому и астигматизм. Обтекатель вносит сферическую aberrацию, противоположную по знаку той, которую дает первичное зеркало. При проектировании зеркальной оптической системы стремятся к тому, чтобы aberrации обтекателя были равны (по абсолютному значению) aberrациям первичного зеркала.

Для улучшения разрешающей способности простейшей зеркальной оптической системы применяют сложные первичные и вторичные зеркала и корректирующие линзы. В частности, используют зеркало, отражающий слой которого нанесен на заднюю поверхность. С помощью такого зеркала можно устранить кому, а так как сферическая aberrация только частично может быть исправлена обтекателем, для устранения остаточной сферической aberrации необходимо применение специальной корректирующей линзы.

Фокусирующая система, изображенная на рис. 5.8, б, состоит из обтекателя, изготовленного из алюмината кальция, первичного зеркала из трехсернистого мышьяковистого стекла с задней отражающей поверхностью, обеспечивающей максимально возможную оптическую силу системы, плоского вторичного зеркала, которое, меняя направление хода лучей, уменьшает размеры системы и корректирующей линзы, изготовленной из трехсернистого мышьяковистого стекла. Разрешающая способность этой системы для пучков, наклоненных к оси под углом  $2^\circ$ , равна приблизительно 2 мрад. Несмотря на то, что первичное зеркало с задней отражающей поверхностью

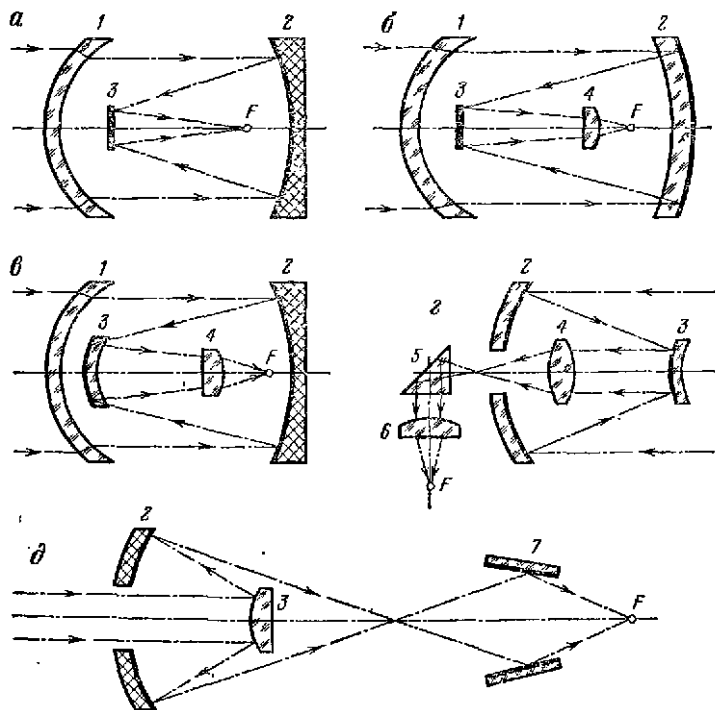


Рис. 5.8. Схемы зеркальных и зеркально-линзовых фокусирующих систем: 1 — обтекатель; 2 — первичное зеркало; 3 — вторичное зеркало; 4 — корректирующая линза; 5 — призма; 6 — фокусирующая линза; 7 — зеркало.

Таблица 5.6

Основные данные материалов на основе щелочно-галогидных соединений

Название материала	Длинно-волновая граница пропускания, мкм	Коэффициент пропускания при наличии покрытия	Средний показатель преломления	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Температура плавления или размягчения, °С	Коэффициент теплового расширения, 10 <sup>-6</sup> /°С
Бромистый калий	27	0,92	1,53	2,75	728	41
Йодистый калий	31	0,85	1,63	3,12	723	43
Бромистый цезий	40	0,82	1,66	4,43	636	48
Йодистый цезий	50	0,88	1,74	4,53	621	50

вносит значительную хроматическую aberrацию, ухудшающую разрешающую способность на 1 мрад, это все же намного лучше простой системы зеркало—обтекатель, разрешающая способность которой превышает 6 мрад.

Изучение системы, состоящей из первичного зеркала и вторичного зеркала с задней отражающей поверхностью (рис. 5.8, а), показало, что сферическая aberrация сильно изменяется в зависимости от радиуса кривизны линзы. Применение зеркала с отражающей задней поверхностью устраняет остаточную сферическую aberrацию и тогда обтекатель можно выбирать без учета вносимых им искажений. Для уменьшения комы может быть использована корректирующая линза.

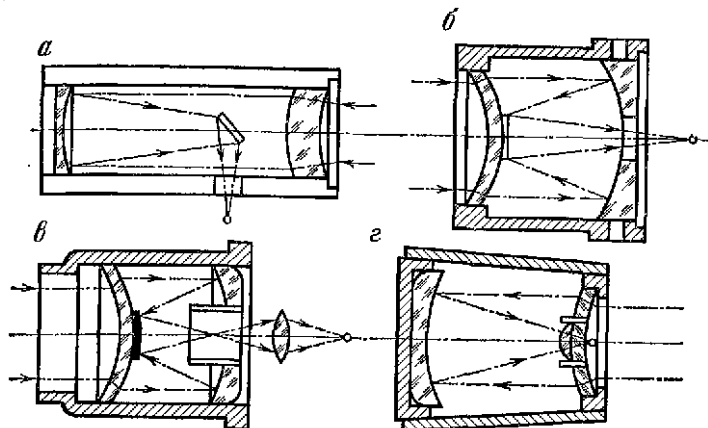
Зеркально-линзовая фокусирующая система, показанная на рис. 5.8, в, состоит из обтекателя, изготовленного из плавленого кварца, сферического, первичного зеркала, вторичного зеркала из трехсернистого мышьяка, на заднюю поверхность которого нанесен слой серебра, и корректирующей линзы из трехсернистого мышьяка. Для пучков, наклоненных к оси под углом 4°, разрешающая способность этой системы около 4 мрад. Хроматическая aberrация увеличивает размер пятна не более чем на 0,5 мрад.

Исследования зеркально-линзовых оптических систем показали, что подбором места расположения корректирующей линзы и выбором ее кривизны и оптической силы первичная кома и астигматизм могут быть уменьшены до нуля. В широком диапазоне изменения положения линзы оптимальное отношение  $f_{об}/D_{об}$  составляет 1,25. Для получения нулевой кривизны фокальной поверхности корректирующей линза должна находиться от зеркала на расстоянии, составляющем 20% от эффективного фокусного расстояния. Это приводит к благоприятным геометрическим соотношениям, так как корректирующая линза помещается вблизи фокальной плоскости.

Для изготовления зеркал с наружным покрытием применяют серебро, золото, медь и алюминий. Средний коэффициент отражения всех четырех металлов в диапазоне 1 ... 10 мкм лежит в пределах 0,95 ... 0,98 и мало зависит от длины волны. Наиболее часто применяют алюминий высокой чистоты, осаждаемый в вакууме. По сравнению с другими металлами, имеющими высокий коэффициент отражения, алюминий легко испаряется и обладает лучшей адгезией к стеклу и пластмассам.

Для обеспечения надежной защиты зеркального слоя его покрывают специальными пленками, например монооксидом кремния SiO. Второй способ создания защитного слоя на испаренном алюминии заключается в применении анодного процесса, с помощью которого увеличивается до необходимой

Рис. 5.9. Зеркально-линзовые фокусирующие системы для инфракрасной области спектра.



степени толщина пленки окиси алюминия, образующейся в естественных условиях.

В табл. 5.7 приведены основные параметры зеркально-линзовых фокусирующих систем для инфракрасной области спектра (фирм «Servo Corporation Amerg.» и «Barnes Engineering Comp.»). Соответствующие этой таблице эскизы фокусирующих систем показаны на рис. 5.9.

Минимальный угловой размер  $\Delta$  пятна остаточных aberrаций, образуемого на оси сферическим зеркалом, выражается приближенной формулой

$$[34] \quad \frac{\Delta}{2} \approx 7,8 \cdot 10^{-8} (f_{об}/D_{об})^{-3} \text{ рад, или (в угловых секундах) } \Delta \approx 1600 (f_{об}/D_{об})^{-3}.$$

Ошибка приближения не превышает 3% даже для светосильного зеркала ( $f_{об}/D_{об} = 1$ ), а у более длиннофокусных систем приближение к истинному значению еще меньше.

Для расчета составляющих величины  $\Delta$  при различных углах визирования для простейшей зеркальной фокусирующей системы (без обтекателя)

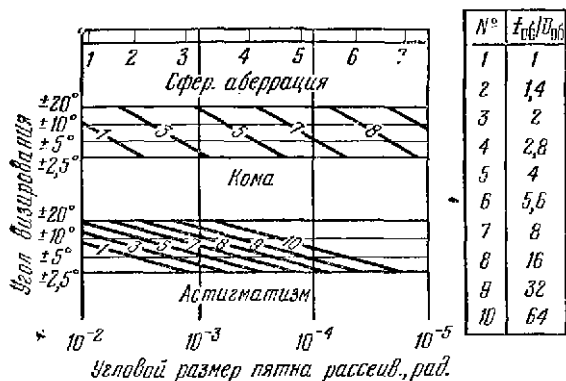
Таблица 5.7

Зеркально-линзовые фокусирующие системы для инфракрасной области спектра

Диапазон длин волн $\Delta\lambda$ , мкм	Расчетная длина волны $\lambda_p$ , мкм	Фокусное расстояние $f_{об}$ , мм	$\frac{f_{об}}{D_{об}}$	Угловая разрешающая способность, мрад	Номер рисунка с эскизом
0,4...0,2	1,2	254	1,6	0,88	5.9, а
1,0...4,0	2,5	244	1,6	2,61	5.9, б
1,0...3,0	2,0	152	1,8	1,5	
1,0...3,0	2,0	104	1,4	1 при 0° 8 при 10°	5.9, г
				1 при 0° 8 при 10°	

Примечание: 0° и 10° — углы наклона пучков.

Рис. 5.10. Номограмма для расчета углового размера пятна остаточных aberrаций простейшей зеркальной фокусирующей системы без объектива (см. рис. 5.8, а).



используют номограмму, изображенную на рис. 5.10. Так, например, для сферического рефлектора эффективным диаметром  $D_{об} = 127$  мм и фокусным расстоянием  $f_{об} = 254$  мм ( $f_{об}/D_{об} = 2$ ) при угле визирования  $\pm 10^\circ$  сферическая aberrация составляет  $10^{-3}$  рад, кома  $2,7 \cdot 10^{-3}$  рад и астигматизм  $7,6 \cdot 10^{-3}$  рад. Суммарный угловой размер пятна остаточных aberrаций  $\Delta = 11,4$  рад.

Применяют также следующие формулы для расчета составляющих углового размера пятна остаточных aberrаций зеркальных фокусирующих систем (сферическое зеркало).

Дифракционный предел  $\Delta = 2,44\lambda/D_{об}$ , где  $\lambda$  — длина волны излучения;  $D_{об}$  — эффективный диаметр зеркала.

Сферическая aberrация  $\Delta/2 = 0,0078 (f_{об}/D_{об})^{-2}$ ;

кома  $\Delta/2 = 0,0625 \varphi (f_{об}/D_{об})^{-2}$ ;

астигматизм  $\Delta/2 = 0,5\varphi^2 (f_{об}/D_{об})^{-1}$ , где  $\varphi$  — угол визирования.

Для фокусировки излучения лазера служат линзовые, отражательные и смешанные оптические системы. Примером системы первого типа является телескопическая система, изображенная на рис. 5.11, а. Ее основными элементами являются двухлинзовый объектив 7 и двояковыпуклая линза 8. Лучи, проходящие через линзу, падают нормально на интерференционный

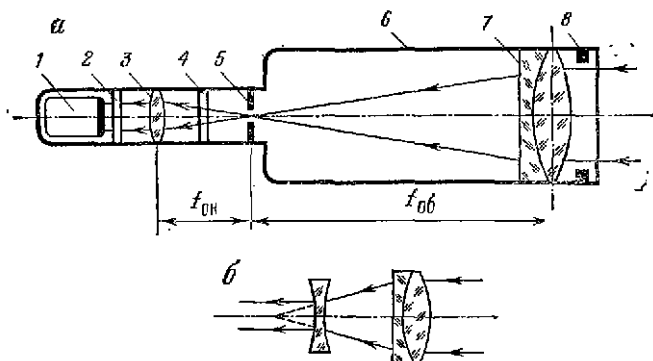


Рис. 5.11. Схемы линзовых телескопических систем.

фильтр 2 и направляются на чувствительную площадку приемника излучения 1. Элементы оптической системы заключены в корпус 6.

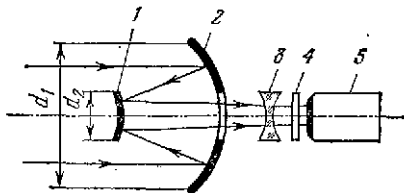
В фокальной плоскости объектива и второй линзы, т. е. в точке пересечения лучей, находится диафрагма поля зрения 5, позволяющая регулировать телесный угол, в пределах которого пучки лучей попадают на приемник. Вблизи этой диафрагмы расположен еще один фильтр 4, подавляющий излучение фона. Угол падения лучей для этого фильтра не является критичным. Перед объективом расположена апертурная диафрагма 3, которая ограничивает величину лучистого потока, проходящего через оптическую систему.

Для уменьшения габаритов фокусирующей системы применяют комбинацию из объектива и двояковогнутой линзы (рис. 5.11, б). Такая система дает прямое изображение объекта, но отличается малым полем зрения.

Входным зрачком системы, изображенной на рис. 5.11, а, является апертурная диафрагма, выходным — изображение апертурной диафрагмы в пространстве изображений. Увеличение системы равно отношению диаметров входного и выходного зрачков.

Оптическая система смешанного типа, состоящая из двух зеркал и двояковогнутой линзы, показана на рис. 5.12. Первичное зеркало 2 направляет принимаемое излучение на вторичное зеркало 1, которое отражает лучи в направлении двояковогнутой линзы 3. Последняя преобразует сходящиеся лучи в параллельные, что необходимо для функционирования интерференционного фильтра 4, расположенного за линзой.\* Пройдя фильтр, лучи попадают на чувствительную площадку приемника излучения 5.

Рис. 5.12. Схема зеркально-линзовой телескопической системы.



## 5.2. СКАНИРУЮЩИЕ ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА

Теплоизлучающий объект и окружающий его фон образуют тепловое поле, характеристики которого изменяются в пространстве и во времени. Для обнаружения теплоизлучающего объекта необходимо осуществлять просмотр (сканирование) теплового поля и его анализ.

В современных инфракрасных приборах применяют сканирующие устройства пассивного типа, которые осуществляют просмотр теплового поля по заранее заданной неизменной программе. Не исключено применение сканирующих устройств активного типа с самонастраивающейся программой просмотра поля, которая должна быть оптимальной для поиска зоны, имеющей заданные параметры. Как активные, так и пассивные сканирующие устройства могут просматривать тепловое поле непрерывно, по всем его точкам или дискретно, с разрывом во времени или в пространстве.

Ввиду того, что информация об объекте может возникать в различных участках поля, большое значение имеет выбор оптимальной последовательности съема информации. Если существует некоторая закономерность появления объекта в определенной зоне поля, то сканирующее устройство должно осуществлять сканирование «с большей подробностью» тех областей поля, в которых вероятность появления объекта велика, и «с меньшей подробностью» тех областей, в которых вероятность появления объекта мала. В этом отношении сканирующее устройство должно быть построено на принципах, используемых в зрительном аппарате человека, прошедшем длительное развитие [9].

\* Если лучи падают на интерференционный фильтр под углом  $\Delta\varphi$  к нормали, то длина волны, соответствующая максимуму коэффициента пропускания фильтра, смещается на величину  $\Delta\lambda = \lambda\Delta\varphi$ .

Наиболее простым устройством для обзора теплового поля является устройство с одним приемником излучения. Просматриваемый участок теплового поля определяется углом обзора, который в данном случае равен углу зрения фокусирующей оптической системы. Для увеличения угла обзора используют набор одноэлементных приемников излучения (мозаику), расположенных в линию или квадратом.

Угол обзора можно увеличить и при использовании одноэлементного приемника, если в каждый момент времени направлять на него лучистый поток с определенного участка теплового поля. Для этого на пути распространения лучистого потока устанавливают призму или зеркало, которые при помощи электромеханических элементов меняют по определенному закону положение оси в пространстве и перемещают изображение сканируемого поля относительно неподвижного приемника излучения.

Возможно и другое решение задачи, когда приемник и оптическую систему устанавливают на специальном механическом устройстве, которое изменяет по определенному закону пространственное положение оптической оси. Основным недостатком таких систем является малая допустимая скорость сканирования, так как пространственное движение совершает механическое устройство, имеющее сравнительно большую массу.

В зависимости от формы сканируемой области поля выбирают соответствующие траектории сканирования: строчную, телевизионную, спиральную, розеточную и др. (рис. 5.13).

Рассмотрим несколько схем сканирующих устройств, осуществляющих различные траектории сканирования. Для сканирования теплового поля прямоугольной формы применяют плоское зеркало, совершающее колебательные движения относительно двух взаимно перпендикулярных осей (при одноэлементном приемнике излучения) или относительно одной оси (при многоэлементном линейном приемнике излучения). На рис. 5.14, *a* приведена схема сканирующего устройства для одноэлементного приемника с расположением плоского зеркала перед объективом — в параллельном пучке лучей. Электродвигатель 1 приводит во вращение через редуктор 2 кулачки 3 и 9 строчной развертки и кулачок 6 кадровой развертки. Кулачки входят в соприкосновение с шаровыми опорами 4, 7 и 10, установленными на плоском отражающем зеркале 11. Зеркало во время движения прижато к кулачкам пружинами 5 и 8 и координируется от смещения центральным заостренным штифтом, поджимаемым к зеркалу пружиной (на рисунке не показано). При вращении кулачков зеркало перемещается в пространстве, осуществляя строчное сканирование луча.

Устройство для сканирования поля круглой формы по спиральной траектории изображено на рис. 5.14, *б*. Плоское зеркало 11 укреплено на валу электродвигателя 1 так, что может наряду с вращением совершать некоторые отклонения в плоскости вала. Двигатель 1 приводит также во вращение через передачу 2 кулачок 15, скорость вращения которого значительно меньше скорости вращения зеркала. На зеркале установлен ролик 16, перемещающийся при вращении зеркала по кулачку 15 и прижимающийся к поверхности кулачка пружиной 17. При вращении вала зеркало совершает вращательно-колебательное движение, осуществляя сканирование по спиральной траектории.

В случае использования многоэлементного (линейного) приемника излучения конструкция сканирующего устройства упрощается, так как в этом случае плоское зеркало должно совершать колебательное движение относительно одной оси (*y* на рис. 5.15, *a*).

В сканирующем устройстве, изображенном на рис. 5.15, *б*, фокусировка излучения осуществляется сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 250 мм и диаметром 100 мм, имеющим пятно остаточных aberrаций порядка 250 мкм. Расстояние между фокусирующим и сканирующим зеркалами составляет 350 мм. Частота колебаний сканирующего зеркала (20 Гц) определяется его моментом инерции и жесткостью крутильной пружины, на которой оно подвешено. При движении зеркала неконтактный датчик выдает сигнал, соответствующий перемещению зеркала вперед или назад. Этот сигнал уси-



Рис. 5.13. Траектории сканирования: а — строчная; б — розеточная; в — телевизионная; г — спиральная; д — циклондальная.

Рис. 5.14. Оптико-механические устройства для сканирования по строчной (а) и спиральной (б) траекториям с расположением плоского зеркала в параллельном пучке лучей.

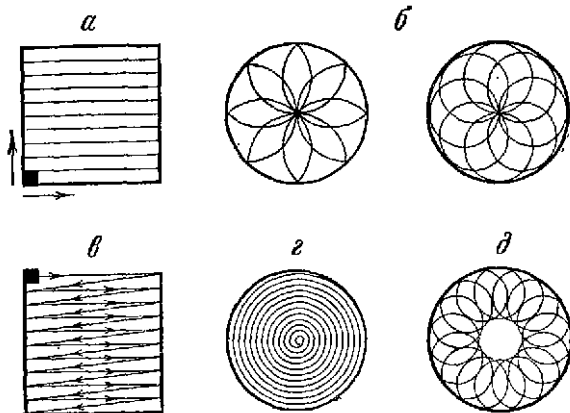


Рис. 5.13

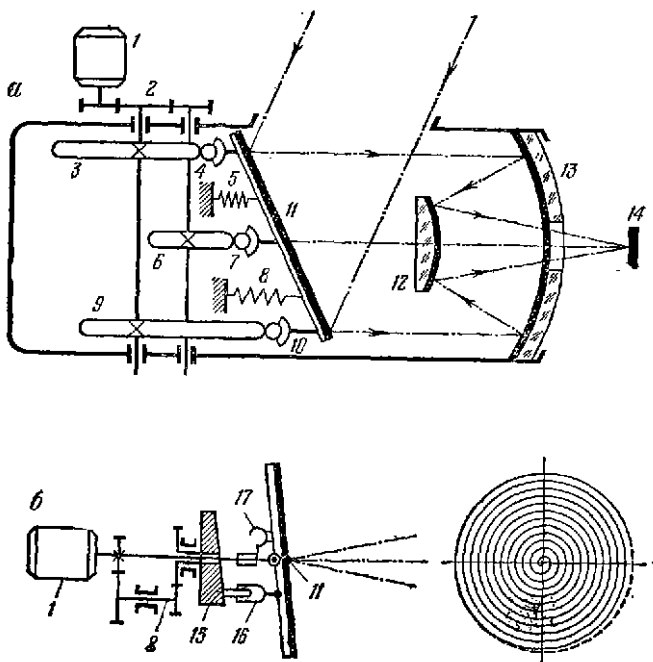


Рис. 5.14

ливается усилителем мощности и подается на обмотку электромагнита, воздействующего на легкую железную арматуру, прикрепленную к зеркалу. Фаза сигнала обратной связи выбрана такой, чтобы обеспечить незатухающие колебания зеркала.

Более желательным было бы сканирование зеркала по пилообразному закону, чтобы избежать потери времени на обратный ход, однако практически такой закон движения зеркала сравнительно большого диаметра реализовать не удастся вследствие возникающих вибраций.

Многоэлементный приемник выполнен в виде линейки из 100 элементов InSb размером  $250 \times 250$  мкм, охлаждаемых до 77 К. Угловое разрешение сканирующего устройства 1 мрад; поле зрения 260 мрад ( $15^\circ$ ) по горизонтали и 100 мрад ( $6^\circ$ ) по вертикали.

Расположение сканирующего зеркала в параллельном пучке лучей (перед объективом) не вносит дополнительных aberrаций, но приводит к большим размерам подвижного элемента и к жестким допускам на качество изготовления его отражающей поверхности. Если зеркало наклонено под большим углом к оптической оси объектива (а этот угол чаще всего близок к  $45^\circ$ ), то плохое качество отражающей поверхности зеркала вызывает астигматизм в изображении точечного источника.

В целях уменьшения размеров сканирующего устройства качающееся плоское зеркало располагают в сходящемся пучке лучей между объективом и приемником излучения, но при этом неизбежно увеличение пятна остаточных aberrаций, так как при наличии aberrаций объектива и при повороте зеркала поверхность изображения получается не плоской, а сферической.

Пусть кривая  $I$  на рис. 5.16, а соответствует сечению поверхности изображения при исходном положении сканирующего зеркала, когда рассматриваемый объект находится на оси.

При повороте зеркала на угол  $\psi$  фокус  $F$  переместится в точку  $F'$ , и сечение поверхности изображения выразится кривой  $II$ ; в плоскость чувствительной площадки попадут участки поверхности изображения, расположенные не в точке  $F$ , а в точке  $F''$  на кривой  $II$ . Получающееся при этом увеличение размера кружка рассеяния на чувствительной площадке приемника рассчитывается по следующей приближенной формуле:

$$\Delta = D_{об} f_{об} \frac{\text{tg}^2 \gamma}{2} \left( \frac{1}{R_{кр}} - \frac{1}{s} \right), \quad (5.3)$$

где  $\gamma$  — угол зрения прибора в плоскости сканирования;  $R_{кр}$  — радиус кривизны изображения объектива;  $s$  — расстояние между сканирующим зеркалом и приемником излучения.

Так, например, для объектива с  $D_{об} = 200$  мм и  $f_{об} = 320$  мм при  $\gamma = 5^\circ$  увеличение кружка рассеяния достигает нескольких миллиметров.

Оптическая схема системы сканирования с плоским зеркалом, расположенным в сходящемся пучке лучей, приведена на рис. 5.16, б. Тепловое излучение объекта фо-

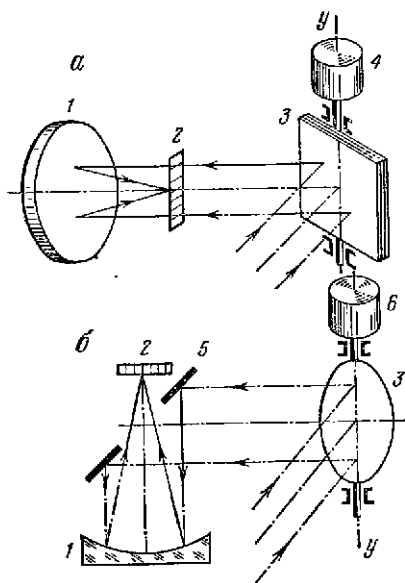
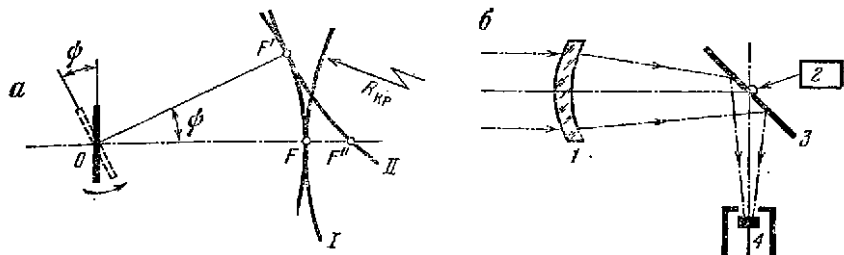


Рис. 5.15. Оптико-механические устройства для сканирования с многоэлементным приемником излучения и расположением плоского зеркала в параллельном пучке лучей: 1 — фокусирующее зеркало; 2 — линейка приемников излучения; 3 — колеблющееся плоское зеркало; 4 — электродвигатель привода зеркала; 5 — отражательное зеркало; 6 — электромагнит.

Рис. 5.16. К расчету кружка рассеяния в устройстве сканирования с качающимся плоским зеркалом (а) и схема сканирующего устройства (б): 1 — объектив из трехсернистого мышьяка; 2 — электромагнитный механизм; 3 — качающееся плоское зеркало; 4 — приемник излучения.



кусируется на приемник при помощи линзы 1 из трехсернистого мышьяка диаметром 95 мм со светосилой 1 : 2. Между линзой и приемником находится сканирующее зеркало 3 установленное под углом  $45^\circ$ . Развертка поля зрения  $2,7 \times 2,7^\circ$  осуществляется колебаниями зеркала под действием электромагнитного устройства 2 с частотой 800 Гц в горизонтальной плоскости и 10 Гц в вертикальной плоскости. Частота развертки всего раstra, состоящего из 80 горизонтальных линий, составляет 20 кадров в секунду. Ширина полосы видеочастоты, требующейся для этой скорости развертки, равна 22 кГц.

Следующий тип сканирующего устройства основан на использовании вращающихся оптических клиньев. Клинь с преломляющим углом  $\alpha$ , помещенный перед объективом, вызывает отклонение пучка лучей на угол  $\beta$ , приближенно равный  $\beta = (n - 1) \alpha$ , где  $n$  — показатель преломления материала клина. При вращении клина с угловой скоростью  $\omega$  вокруг оси  $OO'$ , совпадающей с осью объектива (рис. 5.17, а), луч, прошедший через клин, описывает коническую поверхность, а точка встречи луча с фокальной плоскостью — окружность в пределах угла  $\pm \beta$ .

Текущие координаты точки  $y = a \cos \omega t$ ;  $z = a \sin \omega t$ .

Если два одинаковых клина вращать с разными скоростями  $\omega_1$  и  $\omega_2$  в противоположных направлениях, то точка будет перемещаться по кривой, описываемой системой уравнений:

$$\left. \begin{aligned} y &= y_1 + y_2 = a_1 \cos \omega_1 t + a_2 \cos \omega_2 t; \\ z &= z_1 + z_2 = a_1 \sin \omega_1 t + a_2 \sin \omega_2 t. \end{aligned} \right\} \quad (5.4)$$

Переходя от декартовых координат к полярным ( $\rho$ ,  $\varphi$ ), находим

$$\rho = \sqrt{y^2 + z^2} = \sqrt{(a_1 \cos \omega_1 t + a_2 \cos \omega_2 t)^2 + (a_1 \sin \omega_1 t + a_2 \sin \omega_2 t)^2}.$$

В зависимости от отношений  $a_1/a_2$  и  $\omega_1/\omega_2$  получаются различные виды траекторий сканирования, что иллюстрируется табл. 5.8 [12].

К недостаткам сканирующего устройства с вращающимися клиньями относятся нелинейность развертки во времени и размытие кружка рассеяния, обусловленное движением клиньев. Конструкция устройства представлена на рис. 5.17, б. Призмы диаметром 120 мм вращаются в одном направлении с частотами 100 и 101  $\text{с}^{-1}$ . Это позволяет получить спиральную развертку содержащую 50 витков. Так как призмы несимметричны, они должны быть механически сбалансированы. Для этой цели служит вспомогательная балансная призма, имеющая форму диска. Оправы призм связаны с валом электродвигателя мощностью 600 Вт. Объектив — зеркальный и состоит из первичного параболического и вторичного плоского зеркал. Параболическое зеркало имеет диаметр 120 мм и фокусное расстояние 100 мм. Размер изображения в фокусе 0,4 мм, что меньше размера чувствительной площадки приемника излучения (1 мм).

Приемником служит сурьмянисто-индиевый фоторезистор, работающий при температуре жидкого азота; пары азота подаются под давлением через отверстие к чувствительной площадке приемника, находящейся в сосуде Дьюара. Для предотвращения вибрации система охлаждения помещена в корпус из виброзащитного материала (полнуретановая пена). Частота кадров  $2 \text{ с}^{-1}$ , угол зрения  $32^\circ$ . Габариты устройства: длина 500 мм, диаметр 200 мм; масса около 35 кг.

Особую группу составляют сканирующие устройства инфракрасных приборов, устанавливаемых на перемещающихся в пространстве платформах (самолетах, вертолетах, космических летательных аппаратах). В этих устройствах применяют обычно строчную или коническую системы обзора земной поверхности. На рис. 5.18, а изображено сканирующее устройство со строчной разверткой. При помощи барабана с зеркальными гранями последовательно просматриваются участки земной поверхности, ширина  $l$  которых определяется мгновенным углом зрения, а длина — углом обзора. Перемещение с одной строки на другую происходит благодаря движению носителя.

Чтобы на выходе приемника излучения получить информацию о каждом объекте, находящемся в зоне обзора, необходимо, чтобы этот объект находился в пределах мгновенного поля зрения в течение времени  $\Delta t$ , большего постоянной времени приемника  $\tau$ , т. е.  $\Delta t \geq k_\tau \tau$ , где  $k_\tau$  — коэффициент запаса, больший единицы (обычно его принимают равным двум).

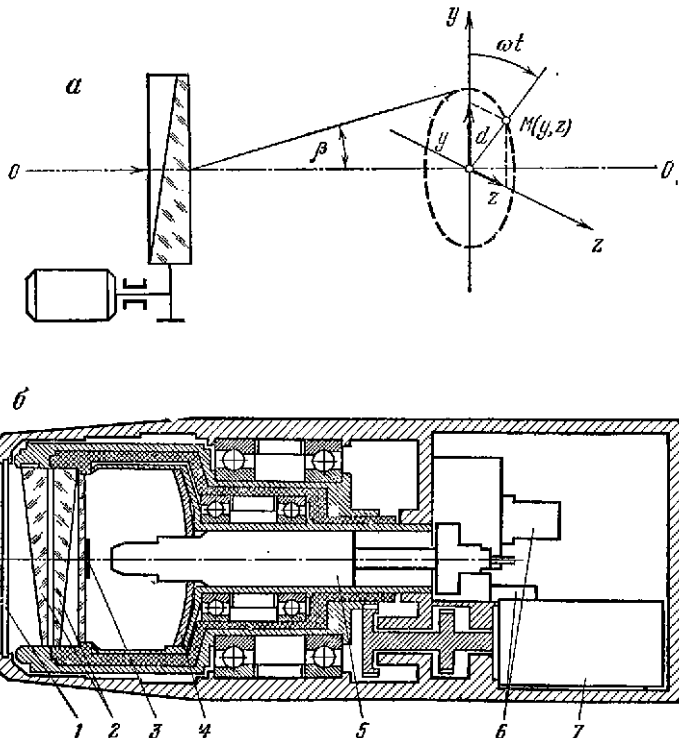


Рис. 5.17. Схема сканирования с помощью вращающегося оптического клина (а) и конструкция сканирующего устройства (б): 1 — входное окно; 2 — вращающийся оптический клинья; 3 — плоское зеркало; 4 — зеркальный объектив; 5 — приемник излучения с криостатом; 6 — элементы синхронизации; 7 — электродвигатель.

## Траектории сканирования при использовании вращающихся клиньев

$a_1/a_2$	$\omega_1/\omega_2$	Уравнение траектории	Вид траектории
1	0,25...4	$\rho = 2a \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1 + \omega_2} \varphi$	Розеточная
2	1...1,1	$\rho = a[5 + 4 \cos(\omega_1 + \omega_2)t]^{1/2}$	Спиральная: шаг спирали
3	1...1,1	$\rho = a[10 + 6 \cos(\omega_1 - \omega_2)t]^{1/2}$	$s = 4a \sin \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1 + \omega_2} \times (\varphi + \pi) \times$ $\times \sin \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1 + \omega_2} \pi;$ период полного цикла (свертки и развертки) $\tau = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2(\omega_1 + \omega_2)}$
>4	<0,25		Эпициклондальная
3	>-0,25		Гипоциклондальная

Время  $\Delta t$  определяется частотой  $n$  вращения барабана и углом обзора  $\gamma$ :  $\Delta t = 60\gamma/2 \pi n$ , поэтому предельно допустимая частота вращения барабана

$$n_{\text{пред}} < 60 \gamma / 2\pi k \tau. \quad (5.5)$$

Линейная ширина  $l$  участка местности, просматриваемого за один оборот барабана, составляет  $l = HN\gamma_{\text{мгн}} \cdot n/60$ , где  $H$  — высота полета летательного аппарата;  $N$  — число зеркальных граней барабана,  $\gamma_{\text{мгн}}$  — мгновенный угол зрения. Так как система обзора должна работать без пропусков, то смежные участки должны соприкасаться или перекрываться, т. е. ширина  $l$  участка, просматриваемого в единицу времени, должна быть не меньше скорости  $V$  носителя:

$$\frac{HN\gamma_{\text{мгн}} n_{\text{пред}}}{60b} \geq V,$$

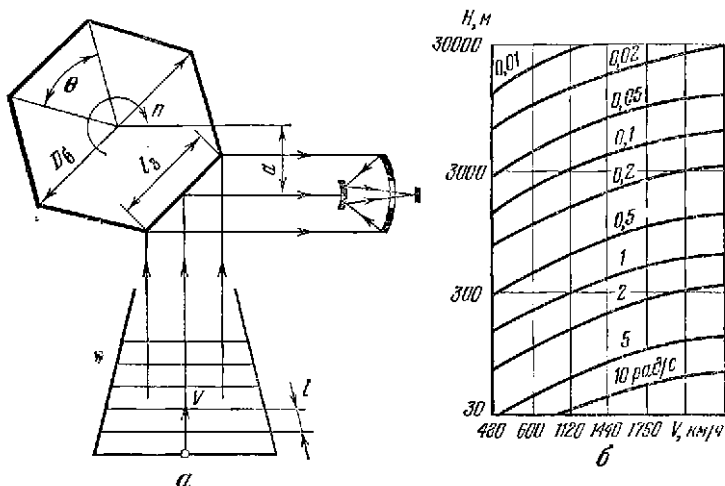
где  $b$  — коэффициент перекрытия ( $0 < b < 2$ ).

Очевидно,

$$n_{\text{пред}} \geq \frac{60bV}{HN\gamma_{\text{мгн}}} \text{ мин}^{-1}. \quad (5.6)$$

Из формул (5.5) и (5.6) видно, что существует как верхний, так и нижний допустимые пределы частоты вращения зеркального барабана; максимальная частота, кроме этого, ограничивается механическими возможностями системы и обычно не превышает  $3000 \text{ мин}^{-1}$ . Для уменьшения скорости вращения барабана стремятся увеличить число его отражающих граней. Максимальное число граней  $N_{\text{макс}} = 2\pi/[0,5(\gamma + \Delta\gamma)]$ , где  $0,5$  получается за счет удвоения скорости отраженного луча, а  $\Delta\gamma$  — дополнительный угол,

Рис. 5.18. Сканирующее устройство со строчной разверткой (а) и кривые, характеризующие изменение  $V/H$  (б).



который учитывает запас времени, отводимого на просмотр каждой строки (для разделения строк между собой и возврата электронной схемы в исходное состояние перед началом просмотра строки).

При полетах над горизонтальными районами расстояние по вертикали от самолета до визируемых объектов местности может за одну секунду изменяться от нескольких десятков до нескольких тысяч метров при неизменной путевой скорости самолета. За счет этого возникают большие скачки величин  $V/H$ , что требует применения в аппаратуре специальных вычислителей отношения  $V/H$  и компенсаторов изменения этого отношения.

Величину  $V/H$  принято выражать числом радиан в секунду, определяющим скорость углового перемещения самолета относительно некоторой фиксированной точки местности. На рис. 5.18, б приведены кривые, дающие представление о практически встречающихся отношениях  $V/H$ . Сигналы, вырабатываемые вычислителем  $V/H$ , используются для регулирования частоты вращения развертывающего зеркала так, чтобы выполнялось неравенство (5.6). Недостатки рассматриваемой системы строчного обзора пространства определяются зависимостью частоты вращения зеркального барабана от скорости полета носителя при заданном коэффициенте перекрытия строк и необходимостью вращения с большой скоростью крупногабаритных оптических элементов (табл. 5.9). Помимо этого, излучающие объекты находятся на разных расстояниях от носителя в пределах угла обзора, что приводит к различным сигналам от одинаковых объектов, расположенных в разных местах зоны обзора.

Этого недостатка лишена система с коническим обзором (рис. 5.19), в которой мгновенное поле зрения вращается относительно определенного направления, называемого осью сканирования. Осью сканирования обычно совмещают с направлением местной вертикали. В этом случае размер площадки земной поверхности, проектируемой в каждый момент времени на приемник излучения остается неизменным.

В соответствии с обозначениями, принятыми на рис. 5.19, имеем следующее выражение для угловой скорости вращения мгновенного угла зрения:

$$\omega = \frac{2\pi n}{60} \cdot \frac{H \operatorname{tg} \alpha}{H/\cos \alpha} = \frac{2\pi n}{60} \sin \alpha.$$

Время засветки приемника

$$\Delta t = \frac{\gamma_{\text{МГН}}}{\omega} = \frac{60 \gamma_{\text{МГН}}}{2\pi n \sin \alpha} \geq k_{\tau} \tau,$$

откуда

$$n < \frac{60 \gamma_{\text{МГН}}}{2\pi k_{\tau} \tau \sin \alpha} \text{ мин}^{-1}, \quad (5.7)$$

Ширина  $l$  кольцевой зоны на местности, просматриваемой за один оборот мгновенного угла зрения, определяется зависимостью

$$l \cos \alpha = H \gamma_{\text{МГН}} / \cos \alpha;$$

из условия соприкосновения смежных строк имеем  $nl/60 \geq bV$ , где  $V$  — скорость носителя;  $b$  — коэффициент перекрытия.

Очевидно,

$$\frac{\gamma_{\text{МГН}} H n}{60 \cos^2 \alpha} \geq bV,$$

откуда

$$n \geq \frac{60bV \cos^2 \alpha}{H \gamma_{\text{МГН}}}. \quad (5.8)$$

Формулы (5.7) и (5.8) определяют пределы допустимых скоростей вращения сканирующего объектива.

В сканирующем устройстве, предложенном М. М. Мирошниковым и Е. Я. Кариженским, используется усеченная зеркальная пирамида, вращаемая двигателем и расположенная перед объективом (рис. 5.20). Грани пирамиды имеют разные углы наклона к оси; за один оборот пирамиды, имеющей  $N$  граней, осуществляется сканирование  $N$  полей и создается растр. Максимальное значение углового размера строки  $\gamma_z$  зависит от числа граней и коэффициента  $\chi$ , связывающего угол поворота пирамиды с углом отклонения оптической оси прибора:  $\gamma_z = 2\pi/(N/\chi)$ . Этому значению угла соответствует время  $T_z$  обзора одного поля кадра; полное время обзора кадра  $T_{zy} = 60/n$ , где  $n$  — угловая скорость вращения пирамиды.

Коэффициент  $\eta$  использования пирамидального зеркала определяется зависимостью:  $\eta = 1 - \text{arctg}(D_o/D_{\text{об}} - 1) N/\pi$ , где  $D_o$  — диаметр основания пирамиды;  $D_{\text{об}}$  — диаметр входного зрачка объектива.

При сравнительно малых габаритах системы ( $D_o/D_{\text{об}} = 2 \dots 4$ ) большее значение  $\eta$  получается только при  $N < 3$ . При большом числе граней значительную величину коэффициента использования  $\eta$  можно получить при

Таблица 5.9

Габаритные размеры элементов строчной системы обзора пространства, выраженные через диаметр объектива

Число отражающих граней $N$	Угол, соответствующий числу граней $N$ , угл. град	Диаметр зеркального барабана $D_b$	Расстояние между осями	Длина зеркала барабана $l_b$	Ширина зеркала
2	180	$2D$	0	—	—
3	120	$2,4D$	$-0,5D$	$2D$	$D$
4	90	$2,86D$	$-0,860D$	—	—
6	60	$4D$	$-1,5D$	—	—

Рис. 5.19. Сканирующее устройство с конической разверткой.

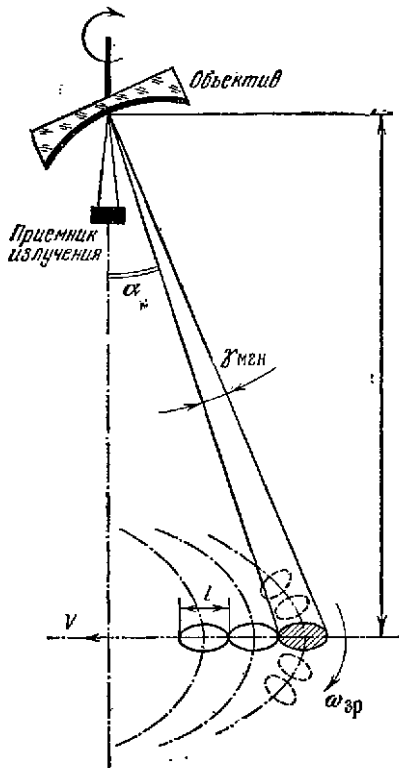


Рис. 5.19

( $N \geq 2$ ) призмы вокруг оси, перпендикулярной направлению развертки, может быть получено сканирование в одном направлении. При этом неизбежно увеличение кружка рассеяния в изображении точечного источника. Даже в исходном положении, когда грани призмы перпендикулярны оптической оси объектива, возникают большие aberrации, возрастающие с увеличением толщины призмы, т. е. расстояния по перпендикуляру между противоположными гранями, числа граней и угла сканирования. Так, например, четырехгранные призмы из германия, кремния и стекла ИКС-23 толщиной около 30 мм увеличивают кружок рассеяния в изображении точки на оси для основной длины волны на 0,980, 1,55 и 2,3 мм соответственно. Эти aberrации могут быть уменьшены применением сложной оптической системы, включающей несколько линз.

Формула, связывающая угол сканирования  $\varphi$  с толщиной призмы  $d$ , имеет вид:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{d}{f_{об}} \frac{\cos(\beta + u)}{\cos u} \left[ 1 - \frac{\cos(\beta + u)}{n \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\beta + u)}{n^2}}} \right], \quad (5.9)$$

Рис. 5.20. Сканирующее устройство с вращающейся усеченной зеркальной пирамидой: 1 — многоэлементный (линейный) приемник излучения; 2 — объектив; 3 — зеркальная пирамида; 4 — двигатель для вращения пирамиды,

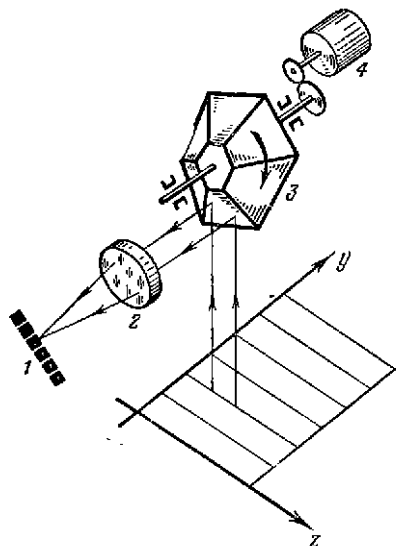


Рис. 5.20

высоких значениях  $D_{об}/D_{об}$ , что связано с большими габаритами зеркальной пирамиды [14].

В некоторых конструкциях сканирующих устройств используют комбинацию колеблющегося плоского зеркала и вращающейся призмы, расположенных в сходящемся пучке лучей. Вращением  $2N$ -гранной



Рис. 5.21. Сканирующее устройство с колеблющимся плоским зеркалом и вращающейся призмой, расположенными в параллельном пучке лучей: 1, 7 — отражательные зеркала; колеблющееся с частотой 16 Гц; 3 — призма, вращающаяся со скоростью 400 с<sup>-1</sup>; 5, 7 — линзы; 6 — отражательное зеркало; 8 — приемник излучения; 9 — корпус.

Рис. 5.22. Сканирующее устройство с колеблющимся плоским зеркалом и вращающейся призмой, расположенными в параллельном пучке лучей; 1, 7 — отражательные зеркала; 2 — приемник излучения; 3 — зеркальный объектив; 4 — колеблющееся зеркало; 5 — кулачковый механизм; 6 — двигатель привода зеркала; 8 — двигатель привода призмы; 9 — призма.

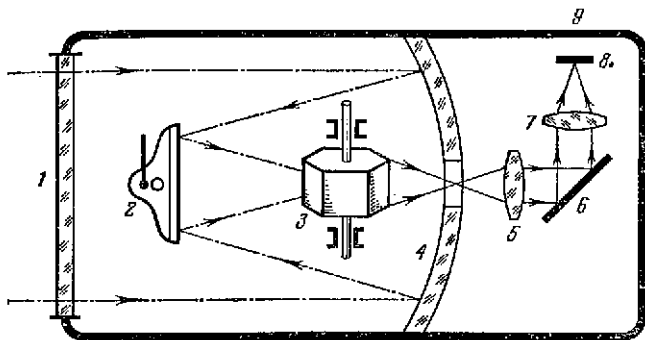


Рис. 5.21

где  $\beta$  — угол наклона грани к оси оптической системы;  $u$  — угол между направлением луча, падающего на призму, и осью объектива;  $n$  — показатель преломления материала призмы.

Максимальное значение угла сканирования определяется соотношением:  $\varphi_{\text{макс}} = \pi(N-2)/2N$ , где  $N$  — число граней призмы.

Результаты расчета хода лучей через призмы, изготовленные из различных материалов и расположенные за объективом, показали, что между углом сканирования и углом поворота призмы существует линейная зависимость. Аберрации при сканировании растут значительно. В изображении заданной точки выходит не вся энергия, падающая на объектив, а только часть ее. Так, при крайнем положении, когда углы призмы совпадают с осью объектива, эта часть составляет около 50%. Отмеченные недостатки окупаются преимуществом метода: простотой механических элементов, малой скважностью и небольшими размерами призмы.

Схема сканирующего устройства изображена на рис. 5.21. Кадровая развертка с частотой 16 кадров в секунду осуществляется колеблющимся плоским зеркалом, а строчная — призмой, вращающейся с частотой 400 с<sup>-1</sup>. В тех случаях, когда не требуется большая апертура объектива, вращающаяся призма может быть помещена перед объективом в пучке параллельных лучей, как это сделано во французском тепловизоре, предназначенном для меди-

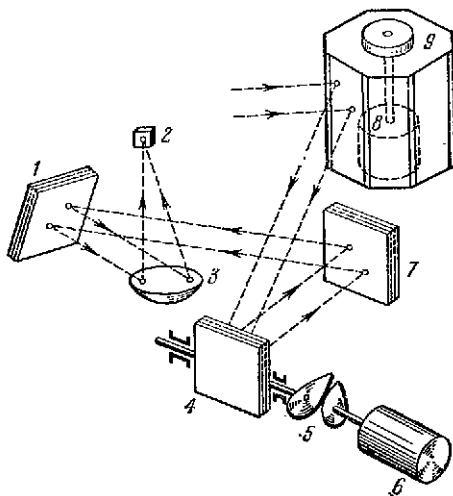


Рис. 5.22

цинских целей (рис. 5.22). Сканирующее устройство дает 100 строк разложения с частотой кадров  $2\text{ с}^{-1}$ ; угол зрения системы  $24 \times 32^\circ$ , мгновенный угол зрения  $4\text{ мрад}$  [36].

На рис. 5.23 изображены две идентичные схемы сканирующих устройств для сканирования поля круглой формы по розеточной траектории. В обоих случаях фокусирующее зеркало приводится во вращение и изменяет положение своей оптической оси в пространстве при помощи специального механизма. Этот механизм (рис. 5.23, а) состоит из двигателя 6 и планетарной зубчатой передачи, включающей в себя две системы шестерен:  $5 - 7 - 11 - 12$  и  $5 - 7 - 8 - 10 - 3$ . Ось вращения зеркала  $BB$  наклонена к оси  $OF$  под углом  $\alpha_2$ ; оптическая ось зеркала  $AA$  составляет с осью его вращения угол  $\alpha_1 = \alpha_2$ . При вращении ротора двигателя оптическая ось зеркала совершает сложное движение, вращаясь вокруг оси  $BB$  с угловой скоростью  $\omega_1$  и перемещаясь одновременно относительно оси  $OF$  со скоростью  $\omega_2$ . В результате сложения этих движений проекция оптической оси зеркала описывает в плоскости, перпендикулярной оси  $OF$  фигуру типа эпициклоиды. В момент пересечения оптической осью теплоизлучающего объекта излучение фокусируется зеркалом на приемник 1. Положение оси зеркала в пространстве в каждый момент времени определяется при помощи потенциометрических датчиков 4 и 9.

В схеме рис. 5.23, б фокусирующее зеркало 13 жестко связано с осью шестерни 15, которая вращается вокруг своей оси и обкатывается вокруг шестерни 16. Последняя приводится во вращение электродвигателем 6 через передачу 17 — 18. При вращении ротора двигателя зеркало вращается вокруг оси  $BB$ ; так как оптическая ось зеркала не совпадает с этой осью, то луч, идущий по оси  $BB$ , описывает конус, вращающийся вокруг оси  $OC$ . В зависимости от выбранных передаточных чисел зубчатых передач траектория сканирования получается спиральной или розеточной. Предпочтение

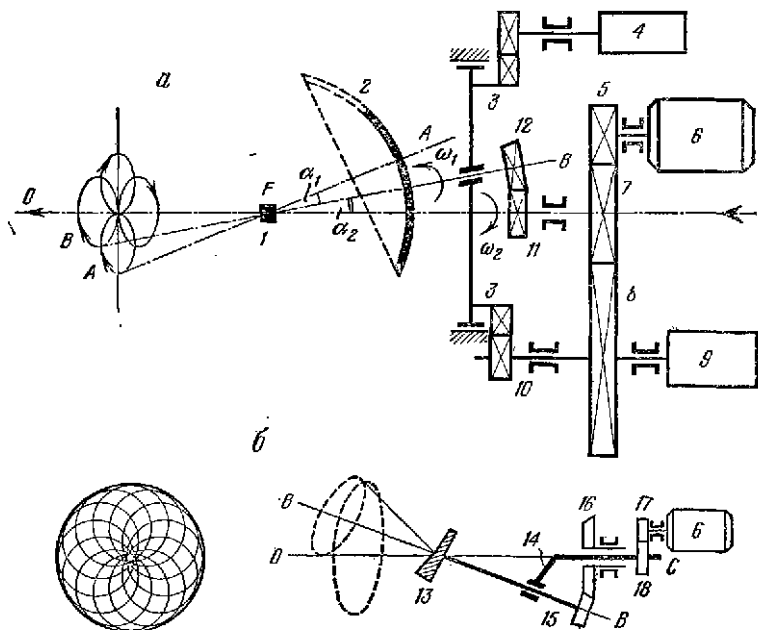


Рис. 5.23. Оптико-механические устройства для сканирования поля круглой формы по розеточной траектории.

отдается розеточной траектории, так как при этом оптическая ось зеркала многократно пересекает наблюдаемый объект, что увеличивает время его обзора за один цикл сканирования.

В инфракрасных системах автоматического сопровождения движущихся объектов находят также применение сканирующие устройства, основанные на использовании трехстепенных гироскопов. Фокусирующее зеркало устанавливается непосредственно на ротор гироскопа или в карданном узле, связанный с рамками гироскопа. Для сканирования в режиме поиска цели на датчики коррекционных моментов, связанные с осями вращения рамок гироскопа, подаются переменные напряжения. Изменением характеристик этих напряжений можно получить широкий набор траекторий сканирования.

### 5.3. УСТРОЙСТВА УПРАВЛЕНИЯ ЛУЧОМ ЛАЗЕРА

Разработка различных информационных устройств, использующих лазер, привела к развитию способов и средств управления ориентацией луча лазера, сочетающих большую скорость отклонения с высокой разрешающей способностью. К возможным областям применения этих способов и средств относятся:

- 1) сканирование в оптических линиях передачи информации, системах обнаружения целей и оптической локации;
- 2) растровая развертка луча лазера в устройствах генерации видеосигналов;
- 3) строчная развертка в системах проекционного телевидения;
- 4) строчная развертка в системах записи на пленку телевизионных или радиолокационных видеосигналов;
- 5) сканирование луча лазера для записи, считывания или стирания в устройствах, обрабатывающих оптическую информацию, и в оптических вычислительных приборах.

Основные требования, предъявляемые к устройствам, управляющим отклонением луча лазера, заключаются в большой скорости и высокой точности отклонения луча, малых потерях энергии излучения лазера, небольших фазовых искажениях фронта оптической волны, умеренном уровне управляющего напряжения, линейности отклонения.

Устройства для отклонения луча лазера можно разделить на внешние по отношению к источнику оптического излучения и внутренние, составляющие единое целое с источником излучения. Во внешних устройствах используют управляемые отражатели, управляемые преломляющие системы, рефракционные интерференционные и поляризационные элементы. Принцип действия внутренних устройств основан на селекции определенных типов колебаний в оптическом резонаторе лазера.

В зависимости от характера отклонения луча различают устройства для непрерывного отклонения луча по заданной программе и дискретного отклонения. Ниже рассматриваются отклоняющие устройства только первой группы.

Вопросы управления ориентацией луча лазера являются сравнительно новыми и интерес к ним неуклонно возрастает. Поэтому способы и средства, служащие для отклонения луча, непрерывно совершенствуются и не могут в настоящее время считаться окончательно отработанными.

Первые методы управления световым лучом были основаны на использовании оптико-механических сканирующих устройств. Для этого применяли плоские зеркала, укрепленные на токопроводящей нити и подвешенные в постоянном магнитном поле. При пропускании переменного тока по нити зеркало совершало колебательные движения и световой луч, отраженный от зеркала, периодически отклонялся от среднего положения. Верхний предел частот отклонения луча ограничивался моментом инерции системы нить — зеркало (10 ... 13 кГц).

Используя механический резонанс системы крепления зеркала, удалось получить большие отклонения луча при малых мощностях сигнала

управления. Так, например, устройство, состоящее из зеркала, прикрепленного к одному из концов крутильного камертона, обеспечивало сканирование луча в пределах угла  $\pm 2,5^\circ$  с частотой до 1600 Гц при размерах отражательного зеркала  $5 \times 5$  мм.

В дальнейшем для периодического колебания зеркала начали применять пьезоэлектрические материалы. При изменении параметров электрического поля, наложенного на пьезоматериал, зеркало, прикрепленное к последнему, совершает колебательные или вращательные движения.

В одном из образцов отклоняющего устройства сканирующий по кругу луч лазера (с частотой 15,75 кГц) направляется к круглому концу волоконного световода (рис. 5.24), второй конец которого сделан линейным. Благодаря этому сканирование по кругу преобразуется в сканирование по прямой линии, в рассматриваемом случае — по горизонтали. Для получения сканирования по вертикали (с частотой 60 Гц) применяется зеркало, связанное с якорем электромагнитного механизма.

Большая скорость отклонения луча лазера может быть достигнута при помощи вращающихся зеркал. Так как зеркало вращается в одну сторону, то развертка производится по пилообразному закону, причем каждой грани зеркала соответствует одна строка развертки. Максимальная скорость развертки ограничена прочностью зеркального барабана. Кроме того, при больших скоростях грани зеркала искривляются, поэтому необходимо применять оптическую коррекцию.

Максимальная скорость зеркала, изготовленного из бериллия, принимается равной 500 м/с; при этой скорости шестигранное вращающееся зеркало обеспечивает частоту развертки 31 кГц, если считать, что на обратный ход луча затрачивается 10% от полного периода развертки.

В отклоняющем устройстве с оптико-механическим сканированием (рис. 5.25) два трехгранных зеркала 2 укреплены на общей оси и вращаются двигателем 1. Зеркала повернуты одно относительно другого на угол  $60^\circ$ . Излучение лазера 8 коллимурируется линзой 7 и с помощью вспомогательных зеркал 4 и 6 и линз 3 направляется на поверхности вращающихся зеркал. Лучи, отражаемые попеременно от каждой поверхности зеркала, обеспечивают

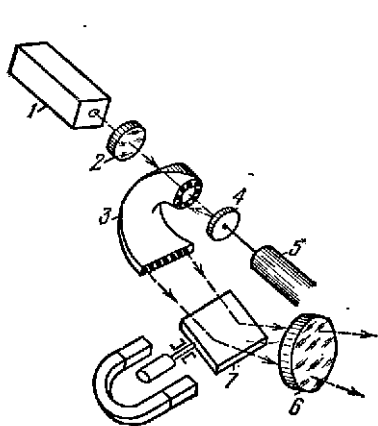


Рис. 5.24

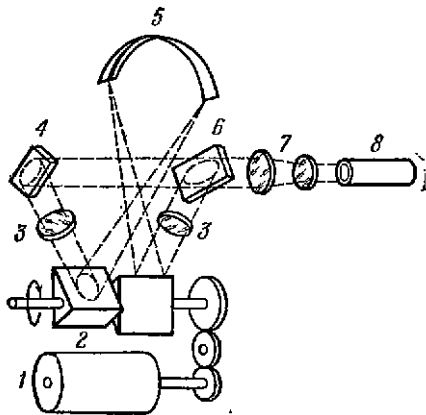


Рис. 5.25

Рис. 5.24. Отклоняющее устройство с пьезоэлектрическим вибратором: 1 — лазер; 2 — коллимирующая линза; 3 — волоконный световод; 4 — вибрирующее зеркало; 5 — пьезоэлектрический вибратор; 6 — объектив; 7 — узел сканирования по вертикали.

Рис. 5.25. Отклоняющее устройство с оптико-механическим сканированием: 1 — двигатель; 2 — трехгранные призмы; 3, 7 — линзы; 4, 6 — отклоняющие зеркала; 8 — лазер.

Рис. 5.26. Устройство для отклонения луча лазера, основанное на использовании среды с переменным показателем преломления.

Рис. 5.27. Ультразвуковое отклоняющее устройство: 1 — падающий луч; 2 — отражатель; 3 — жидкость; 4 — отклоненный луч; 5 — ультразвуковой излучатель.

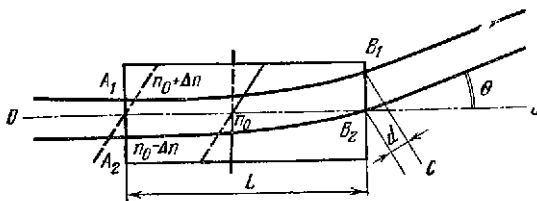


Рис. 5.26

сканирование в секторе, равном  $120^\circ$ . Дорожка сканирования луча обозначена цифрой 5. Диаметр пятна составляет 5 мкм. Скорость сканирования может достигать  $360 \cdot 10^6$  диаметров пятна в секунду.

В последние годы для управления ориентацией луча лазера начали применять преломляющие, ультразвуковые, электрооптические, термооптические и дисперсионные отклоняющие устройства.

*Принцип действия управляемых преломляющих устройств, служащих для изменения ориентации луча лазера, основан на управлении преломлением излучения в неоднородной среде. Если в среде существует градиент показателя преломления в направлении, перпендикулярном направлению излучения, то нормально падающий луч отклоняется от своего первоначального положения в сторону увеличения показателя преломления. Предположим, что лучи, входящие в преломляющую среду в точках  $A_1$  и  $A_2$  (рис. 5.26), синфазны. При малых изменениях показателя преломления и небольшой длине пути лучи проходят через среду почти параллельно осевой линии  $OO$ . Если показатель преломления среды  $n$  линейно изменяется в направлении, перпендикулярном направлению распространения лучей, т. е. вдоль линии  $A_1A_2$ , то по мере распространения лучей в среде между ними возникает разность фаз, пропорциональная изменению  $\Delta n$  показателя преломления и расстоянию  $L$ .*

Разность фаз лучей в точках  $B_1$  и  $B_2$   $\Delta\varphi = 4\pi L \cdot \Delta n / \lambda_0$ , где  $\lambda_0$  — длина волны падающего излучения в пустоте.

Обозначив  $CB_1$  — след поверхности равных фаз для пучка лучей, выходящих из среды, определим угол отклонения лучей  $\theta \approx \sin \theta = d / B_1B_2$ . Подставив в равенство  $\Delta\varphi = 2\pi d / \lambda_0$  вместо  $\Delta\varphi$  его значение, получим

$$4\pi L \frac{\Delta n}{\lambda_0} = \frac{2\pi d}{\lambda_0},$$

откуда  $d = 2L\Delta n$  и, следовательно,  $\theta = 2L\Delta n / B_1B_2$ .

Обычно  $\Delta n$  невелико, поэтому для получения значительных углов отклонения луча целесообразно величину  $L$  выбрать большой.

Имеется несколько способов получения переменного показателя преломления. Наиболее распространенные способы основаны на формировании в

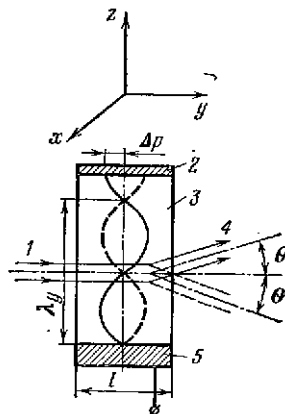


Рис. 5.27

среде акустического поля и на зависимости показателя преломления некоторых материалов от величины приложенного к ним напряжения.

Схема *ультразвукового отклоняющего устройства* показана на рис. 5.27. Оно представляет собой сосуд, заполненный жидкостью, в которой возбуждается стоячая ультразвуковая волна. Изменение давления вдоль оси  $z$  подчиняется следующему закону:

$$\Delta P = \Delta P_{\text{макс}} \cos 2\pi z/\lambda_y \cdot \cos \omega_y t,$$

где  $\Delta P_{\text{макс}}$  — максимальное изменение давления, вызванное ультразвуковой волной;  $\lambda_y$  — длина ультразвуковой волны в жидкости;  $\omega_y$  — частота ультразвуковых колебаний;  $z$  — текущее расстояние в направлении распространения звуковой волны.

При периодическом изменении давления возникают области сжатия и разрежения среды, т. е. изменяется ее плотность, а следовательно, и показатель преломления  $n$ . Изменение показателя преломления  $\Delta n = n - n_0 = \Delta n_{\text{макс}} \sin \omega_y (t - z/v)$ , где  $v$  — скорость распространения звука в среде;  $\Delta n_{\text{макс}}$  — максимальное изменение показателя преломления, среды, соответствующее изменению давления  $\Delta P_{\text{макс}}$ .

Вследствие изменения показателя преломления среды световой луч, распространяющийся перпендикулярно градиенту показателя преломления, отклоняется (вдоль оси  $y$  на рис. 5.27).

Радиус кривизны  $R$  светового луча можно найти из выражения  $1/R = (dn/dz)/n$ . Максимальное значение углового отклонения луча

$$\theta_{\text{макс}} \approx \frac{l}{R} = \frac{l}{n} \left( \frac{dn}{dz} \right)_{\text{макс}} = \frac{2\pi l}{n\lambda_y} \Delta n_{\text{макс}},$$

где  $l$  — длина ячейки.

Для определения величины  $\Delta n_{\text{макс}}/n$  воспользуемся формулой Лорентц — Лоренца:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = \text{const},$$

где  $\rho$  — плотность среды ультразвуковой ячейки.

Нетрудно видеть, что

$$\Delta \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} \right) = \frac{6n}{n^2 + 2} \Delta n - \frac{n^2 - 1}{\rho} \Delta \rho = 0,$$

откуда

$$\frac{\Delta n_{\text{макс}}}{n} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n^2} \cdot \frac{\Delta \rho_{\text{макс}}}{\rho}.$$

Так как для адиабатического процесса, каким являются сжатие и разрежение жидкости в ультразвуковом поле, справедливо выражение

$$\Delta \rho_{\text{макс}} = \Delta P_{\text{макс}}/v^2, \text{ то}$$

$$\theta_{\text{макс}} = \frac{\pi l (n^2 - 1)(n^2 + 2) \Delta P_{\text{макс}}}{3n^2 \rho v^2 \lambda_y} = k \frac{l}{\lambda_y} \Delta P_{\text{макс}}, \quad (5.10)$$

где  $k$  — коэффициент пропорциональности.

Из формулы (5.10) следует, что максимальное угловое отклонение луча  $\theta_{\text{макс}}$  при его прохождении через ультразвуковую ячейку прямо пропорционально длине пути луча в звуковом поле и максимальному изменению давления и обратно пропорционально длине ультразвуковой волны в отклоняющей среде.

Таблица 5.10

Опτικο-акустические характеристики материалов, применяемых в ультразвуковых отклоняющих устройствах

Материал	Показатель преломления	Скорость распространения звука, $v \cdot 10^{-5}$ см/с	Частота модуляции, кГц	Длина звуковой волны, см	Длина ячейки, см	Угол отклонения луча, °
Кристаллический кварц	1,54	2,7	450	1,25	6,86	1,2
Лущит	1,50	2,6	100	2,6	5,08	0,2
Вода (25° С)	1,33	1,48	150	1,0	10,16	1,5
Тетрахлорэтилен $C_2Cl_4$ (28° С)	1,50	1,0	120	0,83	10,16	2,2
	—	—	147	0,68	10,16	3,5
	—	—	326	0,30	10,16	6,0
Сероуглерод $CS_2$	1,63	1,16	—	—	—	0,9
Пентан $C_5H_{12}$	1,355	1,0	—	—	—	1,1
Азотная кислота	1,4	—	—	—	—	1,4
Силиконовая жидкость	—	—	—	—	1,5	4,5

Длина ячейки  $l$  не может быть большой. Оптимальное значение  $l$  выбирается из условия, что максимальное отклонение луча на длине ультразвуковой ячейки не должно превышать  $\lambda_y/2$  или  $\lambda_y/4$  в зависимости от места падения светового луча относительно пучности ультразвукового поля.

В ультразвуковых отклоняющих устройствах можно использовать не только стоячую, но и бегущую ультразвуковую волну, однако при этом максимальный угол отклонения луча вдвое меньше.

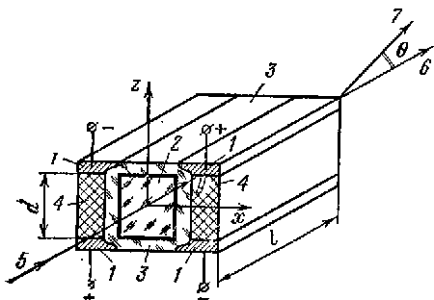
Основное требование, предъявляемое к среде для использования в ультразвуковых отклоняющих устройствах, заключается в большом отношении  $n/\rho$  и малой скорости  $v$  распространения ультразвуковых колебаний. Этому требованию удовлетворяют материалы, характеристики которых приведены в табл. 5.10.

Особенностью твердых ультразвуковых отклоняющих устройств является заметное двойное лучепреломление. Например, при прохождении излучения через кварц вследствие двойного лучепреломления возникают два параллельных пучка лучей, отклоняющихся синфазно в одной плоскости под разными углами. Плоскости поляризации лучей взаимно перпендикулярны. Несмотря на это, твердые материалы (прозрачные пьезоэлектрические кристаллы) широко применяют в ультразвуковых отклоняющих устройствах.

Метод ультразвукового отклонения луча лазера характеризуется высокой надежностью и легкостью изменения параметров сканирования. При этом методе по сравнению с другими методами управления ориентацией луча используются более низкие управляющие напряжения. Его можно применить в аппаратуре картографирования с высокой разрешающей способностью, а также в системах распознавания целей.

С помощью электрооптических отклоняющих устройств можно получить большие скорости отклонения луча лазера и высокую разрешающую способность. Они имеют высокую механическую прочность, так как используют кристаллические материалы. Схема электрооптического отклоняющего устройства показана на рис. 5.28. Под действием электрического поля, при-

Рис. 5.28. Электрооптическое отклоняющее устройство с квадрупольным расположением электродов: 1 — электроды; 2 — электрооптический кристалл; 3 — диэлектрический наполнитель; 4 — диэлектрические распорки; 5 — падающий луч; 6 — продолжение падающего луча; 7 — отклоненный луч.



При комнатной температуре величина  $\Delta n$  для кристалла *KDP* может превышать  $10^{-4}$ . Согласно экспериментальным исследованиям для кристалла размерами  $100 \times 6,3 \times 3,1$  мм при наложении синусоидального напряжения звуковой частоты амплитудой 7,4 кВ линейное отклонение коллимированного пучка лучей в 8 раз превышает диаметр, что согласуется с теоретической величиной.

Чтобы получить линейное изменение показателя преломления, электрооптический кристалл помещают в неоднородное электрическое поле, имеющее градиент в направлении, перпендикулярном направлению распространения света. Такое поле создается квадрупольным расположением электродов гиперболической формы, причем электрически соединяют между собой электроды, расположенные один против другого по диагонали (рис. 5.28). Поэтому создается компонента поля, параллельная оси *z* и изменяющаяся линейно в этом направлении. Показатель преломления света, поляризованного перпендикулярно этой компоненте поля, изменяется линейно с напряженностью поля.

Отклоняющее устройство можно также выполнить в виде призмы из кристалла с квадратичным электрооптическим эффектом (рис. 5.29, а). Призма помещается между обкладками конденсатора, к которым подводится управляющее напряжение.

Угол  $\theta$  отклонения луча меняется в зависимости от изменения показателя преломления призмы *n*, который, в свою очередь, зависит от напряжения  $U_m$ , приложенного к обкладкам конденсатора. При этом справедливо следующее соотношение:  $d\theta/dn = \sin\psi/\cos(\psi + \theta)$ , где  $\psi$  — угол при вершине призмы;  $\theta$  — угол, составляемый падающим лучом с нормалью к грани призмы.

Производная  $d\theta/dn$  стремится к бесконечности, если  $\psi + \theta$  стремится к  $90^\circ$ . Отсюда следует, что эффективность рассматриваемого способа максимальна, если выходящий луч скользит вдоль грани призмы. В действительности угол  $\psi + \theta$  выбирается несколько меньше  $90^\circ$ , так что выходящий из призмы луч образует с гранью призмы небольшой угол  $\vartheta = 90^\circ - (\psi + \theta)$ .

Предположим, что показатель преломления призмы изменился на величину  $\Delta n = n_2 - n_1$ . Тогда, используя соотношение  $n = \sin(\psi + \theta)/\sin\psi$ , найдем

$$\Delta n = \frac{\sin(\psi + \theta_2)}{\sin\psi} - \frac{\sin(\psi + \theta_1)}{\sin\psi} = \frac{2}{\sin\psi} \sin \frac{\theta_2 - \theta_1}{2} \cos \left( \psi + \frac{\theta_2 + \theta_1}{2} \right).$$

ложенного к кристаллу *Z*, изменяется показатель преломления в направлении, перпендикулярном направлению распространения излучения через кристалл. В результате этого траектория пучка лучей, проходящего через кристалл, искривляется.

В качестве кристаллов применяют кристаллы дигидрофосфата калия (*KDP*), имеющие линейный электрооптический эффект (вследствие чего угол отклонения лучей пропорционален приложенному напряжению), или сегнетозлектрики  $\text{BaTiO}_3$ ,  $\text{LiTaO}_3$ ,  $\text{LiNbO}_3$ , в которых наблюдается квадратичный электрооптический эффект. В случае использования кристалла *KDP* угол отклонения лучей  $\theta = 2 l \Delta n / d$ , где *d* — расстояние между электродами; *l* — длина кристалла;  $\Delta n$  — изменение показателя преломления среды.



В первом приближении можно считать

$$\sin(\theta_2 - \theta_1) \approx \theta_2 - \theta_1 = \Delta\theta$$

$$\cos\left(\psi + \frac{\theta_2 + \theta_1}{2}\right) \approx \cos\left(\psi + \theta + \frac{\Delta\theta}{2}\right) = \cos(90^\circ - \vartheta + \Delta\theta/2) \approx \vartheta - \Delta\theta/2.$$

$$\text{Тогда } \psi + \theta \approx \pi/2; \quad \Delta n = 2n \frac{\Delta\theta}{2} (\vartheta - \Delta\theta/2).$$

Отсюда получаем квадратное уравнение относительно  $\Delta\theta$ :  $(\Delta\theta)^2 - 2\vartheta \Delta\theta + 2 \Delta n/n = 0$ . Решением уравнения является

$$\Delta\theta = \vartheta(1 - \sqrt{1 - 2\Delta n/(n\vartheta^2)}).$$

Знак перед корнем выбран из следующего условия: для  $\Delta n = 0$   $\Delta\theta = 0$ . Зависимость  $\Delta\theta$  от  $\Delta n/n$  нелинейна. Нелинейность особенно проявляется при малых значениях  $\vartheta$ .

Для уменьшения требуемого напряжения  $U_m$ , прикладываемого к треугольным граням призмы (рис. 5.29, а), толщину призмы  $d$  целесообразно выбирать малой. Минимальное значение толщины ограничено диаметром проходящего пучка лучей.

С помощью призмы, изготовленной из кристалла КТН (например,  $\text{KTa}_{0,65}\text{Nb}_{0,35}\text{O}_3$ ), можно при управляющем напряжении 10 В/см получить отклонение луча на угол до  $2^\circ$ .

В отклоняющем устройстве можно также использовать прямоугольный кристалл с нанесенными на его поверхность треугольными электродами (рис. 5.29, б). Угол отклонения луча в этом случае  $\theta \approx l\Delta n/a$  и при отношении  $l/a = 20$  может достигать  $1^\circ$ .

Термооптические отклоняющие устройства основаны на зависимости показателя преломления среды от температуры. Угол отклонения луча в среде, имеющей градиент коэффициента преломления в направлении, нормальном направлению падения луча,

$$\theta = b \frac{\partial n}{\partial x} = b \frac{\partial n}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial x},$$

где  $b$  — толщина образца;  $\partial T/\partial x$  — градиент температуры от нормали к направлению падения луча.

Экспериментальными исследованиями дисперсии коэффициента преломления в арсениде галлия при разных температурах установлено, что вели-

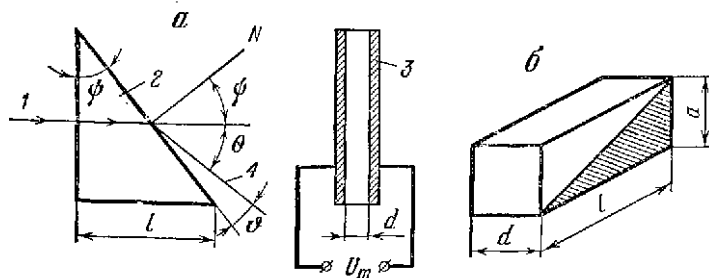


Рис. 5.29. Электрооптическое отклоняющее устройство с призмой; 1 — падающий луч; 2 — призма; 3 — электроды; 4 — отклоненный луч.

чина  $dn/dT$  не зависит от температуры и равна  $2,8 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  при  $\lambda = 1,15 \text{ мкм}$ . Градиент температуры в образце  $\partial T/\partial x$  можно определить из одномерного уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{A}{\tau}, \quad (5.11)$$

где  $\kappa$  — коэффициент диффузии;  $\tau$  — теплопроводность;  $A$  — скорость выделения тепла в образце в единице объема за единицу времени. По определению,  $\kappa = \tau/c_v$ , где  $c_v$  — удельная (на единицу объема) теплоемкость материала.

Для решения уравнения (5.11) начальные и граничные условия в первом приближении можно принять следующими:

- 1)  $T = T_0$  при  $x = \pm a/2$  и  $t > 0$ , где  $a$  — расстояние между индиевыми контактами на торцах образца GaAs;
- 2)  $A = A_0 = P/V = \text{const}$  при  $t > 0$ , где  $P$  — мгновенное значение выделяемой в образце электрической мощности;  $V$  — полный объем образца;
- 3)  $T = T_0$  при  $t = 0$ .

При этих условиях решение уравнения (5.11) получается в виде

$$\frac{\partial T}{\partial x} = -\frac{A_0}{8\tau} \left\{ \frac{8x}{a} + \frac{32}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n-1)^2} \sin \frac{(2n-1)\pi x}{a} \times \right. \\ \left. \times \exp \left[ -(2n-1)^2 \pi^2 \frac{\kappa t}{a^2} \right] \right\}.$$

Если принять  $a = 3,6 \text{ мм}$ ;  $\kappa = 0,294 \text{ см}^2/\text{с}$  и  $t = 0,01 \text{ с}$ , то  $4\kappa t/a^2 \approx 0,1$ .

Теоретическая кривая и экспериментальные данные, характеризующие траекторию отклонения луча от одного контакта к другому, приведены на рис. 5.30, а. Экспериментальные и расчетные данные зависимости угла отклонения луча от длительности импульса при фиксированном значении  $x = 0,5 \text{ мм}$  (от контакта) показаны на рис. 5.30, б. Эксперимент проводился на образце из арсенида галлия размерами  $5,1 \times 2,5 \times 0,25 \text{ мм}$  и сопротивлением  $50 \text{ Ом}$ . Для изменения профилей отклонения луча использовались импульсы с амплитудой  $25 \text{ В}$  и длительностью  $10 \text{ мс}$ . Через образец проходило излучение гелий-неонового (He-Ne) лазера с длиной волны  $1,15 \text{ мкм}$ .

Таким образом, при создании в арсениде галлия (GaAs) температурного градиента подачей на образец импульсного напряжения появляется соответствующий градиент показателя преломления в направлении, нормальном падающему лучу. Это явление можно использовать для создания устройств, управляющих ориентацией луча лазера.

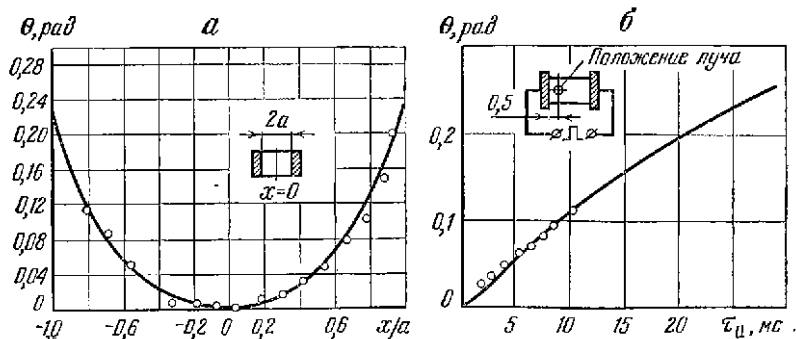
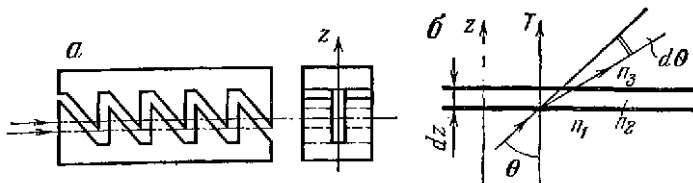


Рис. 5.30. Отклонение луча лазера в образце арсенида галлия (GaAs) толщиной  $0,25 \text{ мм}$ : а — траектория; б — график зависимости угла отклонения луча от длительности импульса.

рис. 5.31. Термооптическое отклоняющее устройство.



Аналогичные результаты получены с призмой из сульфида кадмия (CdS) размерами  $2,5 \times 2,5$  мм и углом при вершине  $24^\circ$ . При пропускании через призму тока 2 А зарегистрировано отклонение луча до  $2^\circ$ . Омическое сопротивление призмы с видными контактами составляло 8 Ом.

Термооптические отклоняющие устройства выполняют также с использованием газовых сред. Одно из таких устройств изображено на рис. 5.31, а и состоит из двух металлических пластин с пилообразными выступами. В центре пластин имеется продольная щель, вдоль которой распространяется луч лазера. Между поверхностями пилообразных выступов образуются наклонные и вертикальные слои воздуха или газа в которых возникают градиенты температуры, если между металлическими пластинами имеется разность температур. Для создания разности температур одну из пластин нагревают, а другую охлаждают.

При наличии градиента температуры появляется соответствующий градиент показателя преломления газовой среды. В этом случае наклонные слои воздуха или газа вызывают отклонение луча лазера, а вертикальные слои, где градиенты направлены вдоль луча, практически не влияют на направление луча.

Зависимость показателя преломления от состояния слоя воздуха (без учета влияния влажности) описывается уравнением

$$n \approx 1 + A \frac{p}{T} 10^{-30}, \quad (5.12)$$

где  $p$  — давление воздуха, Па;  $T$  — температура, К;  $A = 77,6 \cdot 10^4$  К/Па — постоянная величина.

Схема распространения луча в наклонном зазоре показана на рис. 5.31, б. Угол  $\theta$  отклонения луча, вызванного изменением показателя преломления  $n$  в зазоре, определяется выражением

$$\frac{d\theta}{dz} = -\operatorname{tg} \theta \frac{1}{\beta} \cdot \frac{d\beta}{dz},$$

где  $\beta = \beta_0 n(z)$  — постоянная распространения.

Предположим, что температура  $T(z)$  в зазоре изменяется линейно. Тогда, обозначив ширину зазора  $a$  и входную, выходную и среднюю линейную температуры соответственно  $T_1, T_2$  и  $T_{\text{ср}}$ , получим  $T(z) = T_{\text{ср}}(1 + qz)$ , где  $q = (T_2 - T_1)/T_{\text{ср}} \cdot 1/a$ .

На основании уравнения (5.12)

$$n(z) = 1 + \frac{10^{-6} Ap}{T(z)} = 1 + \frac{10^{-6} Ap}{T_{\text{ср}}(1 + qz)};$$

$$\beta = \beta_0 n(z) = \beta_0 \left[ 1 + \frac{10^{-6} Ap}{T_{\text{ср}}(1 + qz)} \right]; \quad \frac{d\beta}{dz} = - \frac{10^{-6} Ap \beta_0 q}{T_{\text{ср}}(1 + qz)^2};$$

$$\theta = \int_{-d/2}^{d/2} \operatorname{tg} \theta \frac{10^{-6} Ap \beta_0 q}{T_{\text{ср}}(1 + qz)^2} \cdot \frac{dz}{\beta_0 \left[ 1 + \frac{10^{-6} Ap}{T_{\text{ср}}(1 + qz)} \right]}.$$

Предполагая в первом приближении, что изменение  $\theta$  мало, и вынося  $\text{igt}\theta$  за интеграл, после несложных преобразований получаем  $\theta \approx 10^{-6} A \rho \text{tg}\theta (T_2 - T_1)/T_2 T_1$ .

Полное отклонение, вызванное  $N$  зазорами,  $\theta_2 = N\theta$ .

В заключение рассмотрим *дисперсионные отклоняющие устройства*, основанные на смещении в длинноволновую область края полосы поглощения полупроводниковых сред под действием электрического поля. Сдвиг красной границы поглощения в сторону более длинных волн называется эффектом Франца — Келдыша. Он наблюдается во многих полупроводниковых веществах и, в частности, в кристаллах Ge, GaAs, CdS, HgI<sub>2</sub>, PbI<sub>2</sub> и др.

Напряженность электрического поля, необходимая для смещения края полосы поглощения, высока. Так, для сдвига полосы поглощения в Si на 15 нм напряженность должна быть порядка  $5 \cdot 10^4$  В/см, а для сдвига края полосы поглощения с сульфиде кадмия на 7 нм —  $10^6$  В/см. При смещении основной границы поглощения изменение показателя преломления в германии и арсениде галлия составляет 2%.

Световой луч, проходя через полупроводник с изменяющимся показателем преломления, отклоняется. Если толщина кристалла  $d \geq 2\lambda/\Delta n$  ( $\lambda$  — ширина кристалла), то угол отклонения луча  $\theta = n\Delta n$ .

Эффект отклонения луча в полупроводнике проявляется наиболее сильно, если направление распространения света параллельно  $p$ - $n$  переходу и луч проходит вблизи  $p$ - $n$  перехода перпендикулярно направлению градиента показателя преломления. Для кристалла толщиной 0,5 мм угол отклонения луча доходит до  $10^\circ$ . При этом ширина падающего пучка должна быть  $5 \cdot 10^{-4}$  см (равной ширине  $p$ - $n$  перехода).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бабенко В. С. Оптика телевизионных устройств. Л., «Энергия», 1964.
2. Байбородин Ю. В., Гаража С. А. Электрооптический эффект в кристаллах и его применение в приборостроении. М., «Машиностроение», 1967.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Пер. с англ. М., «Мир», 1970.
4. Вейнберг В. Б., Саттаров Д. К. Оптика световодов. М.-Л., «Машиностроение», 1969.
5. Волосов Д. С., Цывкин М. В. Теория и расчет светоптических систем. М., «Искусство», 1960.
6. Здор С. Е., Широков В. Б. Оптический поиск и распознавание. М., «Наука», 1973.
7. Здор С. Е. О синтезе поисковых сканирующих систем. — В сб. «Современные проблемы кибернетики». М., «Наука», 1970.
8. Капани Н. С. Волоконная оптика. Пер. с англ. М., «Мир», 1969.
9. Катус Г. П. Сканирующие фотоэлектрические устройства поиска и слежения. М., «Наука», 1964.
10. Катус Г. П. Информационные сканирующие системы. М., «Машиностроение», 1965.
11. Катус Г. П. Автоматический обзор и поиск в оптическом диапазоне. М., «Наука», 1966.
12. Катус Г. П. Автоматическое сканирование. М., «Машиностроение», 1970.
13. Калитеевский Н. И. Волновая оптика. М., «Наука», 1971.
14. Кариженский Е. Я., Мирошников М. М. Сканирующие системы для тепловизоров. — «Оптико-механическая промышленность», 1970, № 10.
15. Квазиоптика. Избранные доклады на международном симпозиуме. Пер. с англ. и нем. М., «Мир», 1966.
16. Криксунов Л. З. Системы информации с оптическими квантовыми генераторами. Киев, «Техника», 1970.
17. Куликовская Н. И. и др. Оптические характеристики сканирующих систем тепловизоров. — «Оптико-механическая промышленность», 1970, № 10.

18. Левитин И. Б. Фотография в инфракрасных лучах. М., Воениздат 1961.
19. Лисица М. П., Бережинская Л. И., Валах М. Я. Волоконная оптика. Киев, «Техника», 1968.
20. Любимов Ю. В. Аналитическое исследование траекторий развертки оптического изображения и классификация разверток. — «Оптико-механическая промышленность», 1966, № 12.
21. Мирошников М. М., Черняев Ю. С. Тепловидение в медицинских исследованиях. — «Оптико-механическая промышленность», 1969, № 12.
22. Модуляция и отклонение оптического излучения. М., «Наука», 1967. Авт.: Катус Г. П., Кравцов Н. В., Чирков Л. Е., Коновалов С. М.
23. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. М., «Наука», 1970.
24. Оптические приборы в машиностроении (справочник). М., «Машиностроение», 1974. Авт.: Апенко М. И., Араев И. П., Афанасьев В. А., Дурейко Г. В., Заказов Н. П., Романов Д. А., Усов В. С.
25. Свечников С. В. Элементы оптоэлектроники. М., «Сов. радио», 1972.
26. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. М., «Машиностроение», 1969.
27. Справочная книга по светотехнике. М., Изд. АН СССР, 1956.
28. Темников Ф. Е. Теория развертывающих систем. М.-Л., Госэнергоиздат, 1963.
29. Якушников Ю. Г. Оптические системы фотоэлектрических устройств. М., «Машиностроение», 1966.
30. Astheimer R. W. Infrared Radiometric. — «JOSA», 1959, v. 49.
31. Barnes R. B. Diagnostic Thermography. — «Appl. Optics», 1968, v. 7, № 9.
32. Belsey D. C., Gabriel W. P. Infrared Radiometric. — «J. Scient. Instr.», 1963, № 11.
33. Borley C. R., Guildford L. H. A 100 Line Thermal Viewer. — «Infrared Physics», 1968, v. 8, № 1.
34. Dubner H. Optical Design for Infrared Missile Seekers. — «Proc. Inst. Radio Engrs.», 1959, v. 47.
35. Feder D. P. Automatic Optical Design. — «Appl. Optics», 1963, № 2.
36. Genève R. Introduction à la thermographie medical. — «Acta Electronica», 1969, v. 12, № 1.
37. Halter M. R., Wolfe W. L. Optical-Mechanical Scanning Techniques. — «Proc. Inst. Radio Engrs», 1959, v. 47.
38. Józwicki R. Optyka Instrumentalna. Warszawa, 1970.
39. Kaminov I. P., Turner E. H. Electrooptic Light Modulators. — «Proc. of the IEEE», 1966, v. 54, № 10.
40. Klein C. A. Thermal Imaging Performance of Passive Infrared Scanners. — «IEEE Trans. on Geoscience Electronics», 1969, v. GE-9, № 3.
41. Scott R. M. Optics for Infrared Systems. — «Proc. Inst. Radio Engrs.», 1959, v. 47.

## ПРИЕМ И ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

---

### 6.1. НАЗНАЧЕНИЕ, КЛАССИФИКАЦИЯ И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Приемники излучения являются незаменимыми элементами инфракрасных приборов и предназначены для преобразования энергии оптического излучения в электрическую (или какую-либо другую) энергию, более удобную для непосредственного измерения.

По принципу действия приемники делят на две большие группы: тепловые и фотонные. Тепловые приемники основаны на изменении тех или иных свойств при изменении температуры, образующейся под воздействием падающего лучистого потока, независимо от его спектрального состава. Различают следующие типы тепловых приемников:

- *боллометры*, у которых при изменении температуры меняется электрическое сопротивление чувствительного элемента;
- *термоэлементы*, использующие термоэлектрический эффект;
- *пирозлектрические приемники*, основанные на изменении параметров сегнетоэлектрика под действием падающего лучистого потока;
- *оптико-акустические приемники*, в основе которых лежит свойство увеличения объема газа при повышении температуры.

В фотонных приемниках имеет место прямое взаимодействие между падающими фотонами и электронами материала чувствительного элемента. Типы фотонных приемников следующие:

- *фотоэлементы и фотоумножители*, основанные на внешнем фотоэффекте, при котором электроны эмитируются с поверхности чувствительного слоя под действием падающего лучистого потока;
- *фоторезисторы*, основанные на внутреннем фотоэффекте, заключающемся в образовании свободных электронов в твердом теле и изменении его электропроводности при поглощении квантов излучения;
- *приемники с p-n переходом*, которые, в свою очередь, делят на:
  - *вентильные фотоэлементы*, состоящие из двух различных контактирующих веществ (металлопроводник, два полупроводника), на границе которых при облучении возникает фотоэлектродвижущая сила; фототок в цепи вентильных фотоэлементов возникает при отсутствии внешнего питающего напряжения;
  - *фотодиоды* — вентильные фотоэлементы, у которых в качестве контактирующих веществ применяют полупроводники с различным типом проводимости; фотодиоды работают с приложенным внешним электрическим напряжением;
  - *фототранзисторы* устройства, подобные фотодиодам, но представляющие собой системы с n-p-n или p-n-p переходами и обладающие свойством внутреннего усиления фототока;
  - *фотоэлементы с продольным (боковым) фотоэффектом* — вентильные фотоэлементы на основе полупроводников с различным типом проводимости, у которых при облучении приконтактной области наряду с фотоэлектродвижущей силой, возникающей между слоями с p- и n-электропроводностями, образуется разность потенциалов вдоль p-n перехода.

По спектральному диапазону чувствительности приемники разделяют на *неселективные*, чувствительность которых не зависит от длины волны падающего излучения, и *селективные*, чувствительность которых ограничена определенным длинноволновым пределом.

По конструктивным признакам приемники излучения классифицируют на *одноэлементные* и *многоэлементные* (мозаичные), а также на *неохлаждаемые*, работающие при температурах, близких к 300 К, и *охлаждаемые* приемники, работающие при температурах 195, 78 и ниже 20 К.

Основными требованиями, предъявляемыми к приемникам излучения, предназначенным для работы в инфракрасной аппаратуре, являются:

— определенный спектральный диапазон чувствительности, соответствующий характеристикам теплового излучения объектов;

— высокий порог чувствительности;

— малый уровень собственных шумов;

— слабая зависимость выходного сигнала от частоты модуляции падающего лучистого потока (малая инерционность);

— линейная зависимость выходного сигнала от величины падающего лучистого потока в широком диапазоне изменений последнего;

— слабая зависимость внутреннего сопротивления от температуры;

— одинаковая чувствительность по всей рабочей площадке;

— малый вес и габариты.

Приемники излучения характеризуют рядом параметров и характеристик. При этом под параметром понимают такую величину, единственное значение которой характеризует определенное свойство приемника (при оговоренных условиях измерения). Параметр может быть измерен непосредственно или вычислен по данным измерений других величин. К основным параметрам приемников излучения относят порог чувствительности, интегральную чувствительность, уровень шумов, сопротивление (темновое) и постоянную времени.

Под характеристикой понимают то или иное свойство приемника, которое может быть описано только совокупностью значений каких-либо величин и выражено в виде таблицы или графика. Рассмотрим вначале основные параметры приемников излучения.

**Интегральная чувствительность.** Интегральная чувствительность равна отношению малого приращения одного из параметров приемника, характеризующих его реакцию на внешнее воздействие, к малому изменению воздействия (потока, энергетической освещенности). Для приемников с внешним фотоэффектом  $s = \Delta i / \Delta F \text{ А} \cdot \text{Вт}^{-1}$ ;  $s = \Delta i / \Delta \phi \text{ А} \cdot \text{лм}^{-1}$ ;  $s = \Delta i / \Delta E \text{ А} \cdot \text{лк}^{-1}$ . Для фоторезисторов интегральная чувствительность равна отношению величины относительного изменения сопротивления к изменению его энергетической освещенности:  $s = (\Delta R/R) / \Delta E, \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{м}^2$ .

В практике чаще применяют параметр, который характеризует чувствительность приемника не вообще, а применительно к реальной схеме его включения. Таким параметром является *вольтовая чувствительность*  $s_U$ , представляющая отношение амплитуды эффективного напряжения, снимаемого с приемника, к амплитуде синусоидально модулированного эффективного лучистого потока  $s_U = \Delta U / \Delta F \text{ В} \cdot \text{Вт}^{-1}$ .

При отсутствии модуляции сигнала вольтовую чувствительность определяют как отношение приращения напряжения, снимаемого с приемника, к вызвавшему ее приращению лучистого потока. Во время как интегральная чувствительность служит для оценки качества самого приемника, вольтовая чувствительность позволяет оценить как сам приемник, так и схему его включения.

Иногда используют также параметр удельной вольтовой чувствительности, равной отношению вольтовой чувствительности к напряжению питания приемника:  $s_{U0} = \Delta U / \Delta F U_n \text{ В} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{В}^{-1}$ .

Ввод параметра  $s_{U0}$  целесообразен для оценки фоторезисторов, так как сигнал на выходе цепи включения этих приемников зависит от величины напряжения питания  $U_n$  этой цепи.

Интегральную чувствительность приемника излучения характеризуют также отношением числа эмиттированных электронов (вызвавших фотоэффект) к общему числу квантов излучения, попавших на чувствительную площадку. Это отношение называют *квантовой эффективностью*, или *квантовым выходом*.

**Напряжение шумов.** Шумами называют хаотические сигналы со случайными амплитудой и частотой, возникающие в цепи включения приемника. Величину напряжения шумов оценивают средним квадратическим значением его амплитуды. Приведем важнейшие виды шумов приемников излучения и описывающие их формулы.

а) Тепловой шум возникает вследствие хаотичного теплового движения свободных электронов, в результате чего число электронов, движущихся вдоль проводника в одном направлении, не равно числу электронов, движущихся в противоположном направлении (в любой момент времени).

б) Генерационно-рекомбинационный шум обусловлен случайным характером генерации электронов за счет теплового возбуждения кристаллической решетки полупроводника, а также случайным характером рекомбинации этих электронов, т. е. флуктуацией числа и времени жизни носителей.

в) Токовой шум обусловлен случайными изменениями сопротивления полупроводника вследствие различных контактных и поверхностных явлений.

г) Радиационный шум возникает вследствие флуктуаций числа фотонов, эмиттируемых источниками излучения и падающих за определенный промежуток времени на приемник; источниками излучения могут быть теплоизлучающие тела, окружающие их фоны и предметы, находящиеся в непосредственной близости от приемника (окно в баллоне, зеркало оптической системы и т. п.).

д) Температурный шум определяется случайными колебаниями температуры приемника относительно некоторого среднего значения.

е) Дробовой шум возникает вследствие флуктуации во времени потока дискретных частиц, образующих электрический ток.

ж) Шум мерцания обусловлен случайными изменениями эмиссии фотокатода.

Средние квадратические значения напряжения шумов рассчитывают по следующим формулам:

$$\begin{aligned} \bar{U}_T^2 &= 4kT_{\Pi} R_{\Pi} \Delta f; \quad \bar{U}_i^2 = A \frac{i^2 R_{\Pi}}{f} \Delta f; \\ \bar{U}_{T-p}^2 &= 2U \frac{R_{\Pi} R_H}{(R_{\Pi} + R_H)^2} \cdot \frac{(\tau \Delta f)^{1/2}}{(nV)^{1/2}} \cdot \frac{1}{(1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2)^{1/2}}; \\ \bar{U}_i^2 &= s_0^2 16q_{\Pi} k \sigma \epsilon_{\Pi} T_{\Pi}^5 \Delta f; \quad \bar{U}_{др}^2 = 2eiR_{\Pi}^2 \Delta f; \\ \bar{U}_p^2 &= s_0 8kT_{\Pi}^5 S_{\Pi} \epsilon_{\Pi} \sigma \Delta f; \quad \bar{U}_M^2 = 2eiR_{\Pi}^2 \left( 1 + \frac{B_M i}{q_{\Pi} f} \right), \end{aligned}$$

где  $k$  — постоянная Больцмана, равная  $1,38 \cdot 10^{-28}$  Дж · К<sup>-1</sup>;  $T_{\Pi}$  — температура приемника, К;  $R_{\Pi}$  — темновое сопротивление приемника, Ом;  $\Delta f$  — рабочий интервал частот, Гц;  $U$  — напряжение источника питания приемника, В;  $R_H$  — сопротивление нагрузки, Ом;  $\tau$  — время жизни носителей, с;  $n$  — концентрация носителей, см<sup>-3</sup>;  $V$  — объем чувствительного материала приемника, см<sup>3</sup>;  $f$  — частота модуляции лучистого потока, Гц;  $i$  — среднее значение тока А;  $A$  — постоянный коэффициент (для серписто-свинцовых фоторезисторов, равный  $10^{-11} \dots 10^{-12}$ );  $\epsilon_{\Pi}$  и  $S_{\Pi}$  — коэффициент излучения (безразмерная величина) и площадь излучения цели, см<sup>2</sup>;  $\sigma$  — постоянная величина в законе Стефана — Больцмана, Вт/ (см<sup>2</sup> · К<sup>4</sup>);  $q_{\Pi}$  — площадь чувствительной площадки приемника, см<sup>2</sup>;  $\epsilon_{\Pi}$  — коэффициент излучения чувствительной площадки;  $e$  — заряд электрона, равный  $1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл;  $B_M$  — постоянная, характеризующая природу фотокатода.



Отдельным типам приемников излучения в разной степени присущи перечисленные виды шумов. Для фотоэлементов с внешним фотоэффектом основными видами являются дробовой, тепловой и шум мерцания. У фоторезисторов преобладает токовой шум и сильно сказывается тепловой шум. Для фотодиодов в зависимости от схемы их включения доминируют дробовой или тепловой шум. В термоэлементах тепловой шум мал и при больших энергетических освещенностях заметно сказывается дробовой шум. У полупроводниковых болометров основным видом шума является тепловой.

**Порог чувствительности.** Под этим параметром понимают минимальное значение лучистого потока, вызывающего на выходе приемника сигнал, равный напряжению шумов (среднему квадратическому значению) или превышающий его в заданное  $m$  число раз:  $F_{\text{пор}} = m \sqrt{U_{\text{ш}}^2 / s_U}$  Вт. Порог чувствительности является одним из наиболее важных параметров приемника, так как он определяет максимальную дальность действия инфракрасного прибора.

Значение коэффициента  $m$  зависит от того, к чему относится порог чувствительности. Если рассматривать  $F_{\text{пор}}$  обособленно для приемников в стандартизованных условиях, то обычно принимают  $m = 1$ . Если же  $F_{\text{пор}}$  относится к приемникам, включенным в определенную схему, служащую для выделения сигнала на фоне шумов, то коэффициент  $m$  принимают равным 3...5, а для некоторых специальных схем даже меньшим или равным 1.

Так как напряжение шумов приемника зависит от площади  $q_{\text{ш}}$  его чувствительной площадки и полосы частот  $\Delta f$  усилителя сигнала, то для сравнения различных приемников используют величину порога, отнесенную к единичной полосе пропускания (1 Гц) и единичной площади фотоприемника ( $1 \text{ см}^2$ ):

$$F_{\text{пор}}^* = m \sqrt{U_{\text{ш}}^2} / (s_U \sqrt{q_{\text{ш}} \Delta f}) \quad \text{Вт}/(\text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2}).$$

В практике наиболее употребительным критерием качества приемника является величина, обратная  $F_{\text{пор}}^*$  и обозначаемая буквой  $D^*$  (от слова *detectivity* — способность к обнаружению, или обнаружительная способность). Очевидно,

$$D^* = s_U \sqrt{q_{\text{ш}} \Delta f} / (m \sqrt{U_{\text{ш}}^2}) \quad (\text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2})/\text{Вт}. \quad (6.1)$$

Величина  $D^*$  также не зависит от площади чувствительной площадки приемника, что делает ее удобной для сравнения различных приборов. Обнаружительную способность обычно записывают как  $D^* (\lambda, f_{\text{м}}, 1)$ , где последняя цифра в скобках означает, что ширина полосы равна 1 Гц.

**Постоянная времени.** Промежуток времени  $\tau_{\text{п}}$  от начала облучения приемника до момента, когда его выходная величина достигает заданной части установившегося значения при длительном облучении, называют постоянной времени приемника. У большинства приемников выходной сигнал нарастает по экспоненциальному закону, поэтому  $\tau_{\text{п}}$  считается до момента достижения сигналом 0,63 установившегося значения и иногда обозначается  $\tau_{0,63}$ .

Постоянная времени приемника определяет максимально возможную частоту модуляции лучистого потока и колеблется в весьма широких пределах: от долей секунд (у некоторых типов болометров) до долей микросекунд (у сурьмянисто-индиевых фоторезисторов). Разброс  $\tau_{\text{п}}$  для различных образцов одного типа приемника не превышает 5...10%.

**Сопrotивление.** Сопrotивление чувствительного слоя  $R_{\text{ш}}$  оценивают по-разному для различных типов приемников. Для фоторезисторов  $R_{\text{ш}}$  — сопротивление слоя при отсутствии облучения приемника (темновое сопротивление); для фотодиодов  $R_{\text{ш}}$  — отношение изменения напряжения сигнала к изменению фототока при заданной энергетической освещенности приемника.

Величина сопротивления влияет как на свойства самого приемника, так и на свойства входной цепи электронной схемы усиления сигнала. Для

многих типов приемников сопротивление зависит от окружающей температуры, материала фотослоя и формы чувствительной площадки. Из всех параметров приемников наименее стабильным является сопротивление, величина которого зависит от многих факторов.

Рассмотрим теперь важнейшие характеристики приемников.

**Спектральная характеристика.** Зависимость чувствительности приемника к монохроматическому излучению от длины волны называется спектральной характеристикой приемника. Эта характеристика является одной из главных, так как она определяет эффективность приема излучения от цели с заданным распределением мощности излучения по спектру.

Спектральные характеристики фотонных приемников излучения имеют вид плавных кривых с одним максимумом. При выборе приемника следует стремиться к тому, чтобы положение этого максимума по шкале длин волн было близко к длине волны  $\lambda_m$ , соответствующей максимальному значению спектральной плотности излучения цели, так как в этом случае максимально используется принимаемое излучение.

Спектральные характеристики идеальных тепловых приемников имеют вид прямых, параллельных оси длин волн. Реальные характеристики этих приемников отличаются от прямых вследствие зависимости коэффициента поглощения чувствительного слоя и коэффициента пропускания входного окна от длины волны.

У подавляющей части фоторезисторов длинноволновая граница и максимальное значение чувствительности увеличиваются с понижением температуры, что вызывает необходимость применения специальных устройств для глубокого охлаждения чувствительного слоя.

С помощью спектральных характеристик приемника определяется коэффициент использования принимаемого излучения и производится пересчет чувствительности при переходе с одних условий работы на другие.

Коэффициентом использования приемника называют отношение

$$\kappa = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_{\lambda, T} r_{\lambda, T} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_{\lambda, T} d\lambda}, \quad (6.2)$$

где  $\tau_{\lambda}$  — зависимость коэффициента пропускания среды, в которой работает приемник, от длины волны  $r_{\lambda, T}$  — спектральная плотность излучения цели;  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — коротковолновая и длинноволновая границы чувствительности приемника.

При различных температурах цели изменяется не только величина, но и спектральный состав потока, что вызывает изменение сигнала, снимаемого с приемника. Этим объясняется необходимость ввода параметра  $\kappa$ .

Иногда коэффициент использования приемника относят к черному телу с заданной температурой, а также принимают пределы интегрирования от 0 до  $\infty$ , а  $\tau_{\lambda} = 1$ ; в этом случае

$$\kappa = \frac{\int_0^{\infty} s_{\lambda} r_{\lambda, T} d\lambda}{\int_0^{\infty} r_{\lambda, T} d\lambda} = \int_0^{\infty} s_{\lambda} r_{\lambda, T} d\lambda / \sigma T^4.$$

Так как функции  $s_{\lambda}$  и  $\tau_{\lambda}$  обычно задают графически, то коэффициент  $\kappa$  по формуле (6.2) рассчитывают графоаналитическим путем.

Предположим теперь, что имеется приемник с вольтовой чувствительностью  $s_{U1}$  к излучению со спектральной интенсивностью плотности излучения  $r_1(\lambda, T)$ . Требуется определить его чувствительность  $s_{U2}$  к излучателю с другой температурой, имеющему функцию  $r_2(\lambda, T)$ . При измерении чувствительности  $s_{U1}$  приемник работает в среде со спектральным пропусканием  $\tau_{\lambda 1}$ , а при работе по излучателю с функцией  $r_2(\lambda, T)$  — в среде со спектраль-

ным пропусканием  $\tau_{\lambda_2}$ . Границы чувствительности приемника —  $\lambda_1 \dots \lambda_2$ . Выражение для вольтовой чувствительности в общем виде можно записать так:

$$s_U = s_{\lambda M} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_{\lambda} \tau_{\lambda} r_{\lambda, T} d\lambda \left/ \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\lambda} r_{\lambda, T} d\lambda, \right. \quad (6.3)$$

где  $s_{\lambda M}$  — абсолютное значение спектральной чувствительности в максимуме спектральной характеристики приемника;  $s_{\lambda}$  — относительная спектральная чувствительность.

Очевидно,

$$s_{U1} = s_{\lambda M} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_{\lambda} \tau_{\lambda 1} r_1 d\lambda \left/ \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_1 \tau_{\lambda 1} d\lambda; \right.$$

$$s_{U2} = s_{\lambda M} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_{\lambda} \tau_{\lambda 2} r_2 d\lambda \left/ \int_{\lambda_2}^{\lambda_2} r_2 \tau_{\lambda 2} d\lambda, \right.$$

откуда находим

$$s_{U2} = s_{U1} \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_{\lambda} r_2 \tau_{\lambda 2} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_{\lambda} r_1 \tau_{\lambda 1} d\lambda} \cdot \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_1 \tau_{\lambda 1} d\lambda}{\int_{\lambda_2}^{\lambda_2} r_2 \tau_{\lambda 2} d\lambda},$$

или

$$s_{U2} = s_{U1} \kappa_2 / \kappa_1.$$

Иногда требуется определить абсолютную чувствительность  $s_{\lambda \text{ abs}}$  для монохроматического излучения с длиной волны  $\lambda$  по известным спектральной характеристике  $s_{\lambda}$ , построенной в относительных единицах, и значению абсолютной чувствительности  $s_{\Sigma}$ , измеренной в диапазоне  $\lambda_1 \dots \lambda_2$ , включающем  $\lambda$ , по излучателю известного спектрального состава  $r(\lambda, T)$ . На основании равенств

$$s_{\Sigma} = s_{\lambda M} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_{\lambda} r_{\lambda, T} d\lambda \left/ \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_{\lambda, T} d\lambda; \right. \quad s_{\lambda} = s_{\lambda \text{ abs}} / s_{\lambda M},$$

находим

$$s_{\lambda \text{ abs}} = s_{\lambda} s_{\Sigma} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_{\lambda, T} d\lambda \left/ \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_{\lambda} r_{\lambda, T} d\lambda. \right.$$

Величина  $s_{\Sigma}$  для диапазона длин волн от 0 до  $\infty$  приводится в паспорте приемника (интегральная чувствительность).

**Частотная характеристика.** Зависимость чувствительности приемника от частоты модуляции падающего на него потока называется частотной характеристикой приемника. Вид этой характеристики определяется постоянной времени приемника  $\tau_{\Pi}$  и видом модуляции. Если обозначить  $s(0)$  чувствительность приемника при частоте модуляции, близкой к нулю, а  $s(f)$  — чувствительность при частоте модуляции  $f_M$ , то для приемников, имеющих экспоненциальную зависимость выходного сигнала от времени, имеем:

— при синусоидальной форме импульсов падающего лучистого потока

$$s(f) = \frac{s(0)}{\sqrt{1 + (2\pi f_M \tau_{II})^2}} \quad (6.4)$$

— при прямоугольной форме импульсов

$$s(f) = \frac{1 - \exp\left(-\frac{1}{2f_M \tau_{II}}\right)}{1 + \exp\left(-\frac{1}{2f_M \tau_{II}}\right)} \quad (6.5)$$

Зная зависимость  $s(f)$ , можно найти эффективную полосу пропускания приемника, которая без учета спектра шумов выражается следующей зависимостью:

$$\Delta f_{\text{эфф}} = \int_0^{\infty} \frac{|s(f)|^2}{|s(0)|^2} df.$$

Из формул (6.4) и (6.5) следует, что с увеличением частоты модуляции воспринимаемого лучистого потока чувствительность приемника падает. Допустимую частоту модуляции берут из условия  $f_M \leq 1/3\tau_{II}$ .

**Энергетическая характеристика.** Эта характеристика представляет собой зависимость выходного напряжения в цепи приемника  $U_{\text{вых}}$  от величины лучистого потока  $F$ , падающего на его чувствительную площадку (при постоянном напряжении питания цепи приемника). По энергетической характеристике может быть определена интегральная (вольтовая) чувствительность приемника, которая является крутизной зависимости  $U_{\text{вых}} = U_{\text{вых}}(F)$ .

Для приемников, имеющих нелинейную энергетическую характеристику, вольтовая чувствительность должна определяться при заданной энергетической освещенности рабочей площадки или, что практически то же самое, при заданной температуре излучателя — абсолютно черного тела. При других облученностях величина чувствительности будет другой, что может быть учтено при помощи энергетической характеристики приемника.

**Вольтовые характеристики.** Они выражают зависимости интегральной, вольтовой и пороговой чувствительности, а также уровня шумов от величины напряжения, питающего приемник излучения. С увеличением питающего напряжения вольтовая чувствительность приемника увеличивается, но одновременно увеличивается и напряжение шумов, поэтому вольтовые характеристики используют для оптимизации отношения сигнал/шум.

**Спектр мощности шума.** Кривая, описывающая распределение дисперсии шума по частотам, называется спектром мощности шума. На основании этой характеристики выбирают частоту модуляции сигнала и полосу пропускания схемы усиления так, чтобы отношение сигнал/шум было наибольшим.

Существует ряд других характеристик приемников излучения, выражающих зависимости их параметров от времени, температуры, механических, радиационных и климатических воздействий, угла падения лучистого потока на чувствительную площадку и т. д. Эти характеристики менее распространены на практике и в данном справочнике не рассматриваются.

## 6.2. ТЕПЛОВЫЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

**Термоэлементы.** Принцип действия термоэлемента основан на эффекте Зеебека, заключающемся в возникновении электродвижущей силы в цепи, состоящей из двух разнородных материалов при нагревании места их спая. Эффект Зеебека наблюдается как в металлах, так и в полупроводниках, причем термоэлектродвижущая сила, возникающая при единичном перепаде температуры, у металлических термоэлементов находится в пределах от единиц

до нескольких десятков микровольт на градус, в то время как у полупроводниковых термоэлементов она значительно больше.

Металлические термоэлементы изготовляют из меди, алюминия, никеля, кобальта, цинка, висмута, константана и серебра; в полупроводниковых термоэлементах применяют сурьму, кремний, теллур, селен.

Конструкция термоэлемента представляет две проволоки длиной 3...4 мм и диаметром около 25 мкм, соединенные на одном конце. Этот конец образует термоэлектрический спай, к которому подсоединяют чувствительную площадку—черненую золотую фольгу толщиной примерно 0,5 мкм. Свободные концы проволок контактируют с массивным металлическим держателем, что обеспечивает их неизменную температуру.

Электрическое сопротивление большинства термоэлементов невелико (5...50 Ом), что вынуждает для согласования приемника с ламповым усилителем использовать трансформаторный вход. Полупроводниковые усилители, имеющие малое входное сопротивление, более удобны для использования с термоэлементами. Постоянная времени термоэлементов порядка нескольких сотых долей секунды, что ограничивает их применение в инфракрасных системах с большой частотой модуляции принимаемого сигнала. Снизить постоянную времени можно только за счет потери чувствительности термоэлемента.

Различают некомпенсированные и компенсированные термоэлементы; Точность работы последних не зависит от температуры окружающего воздуха. Компенсированный термоэлемент состоит из двух одинаковых спаев, включенных навстречу друг другу; один из спаев имеет непрозрачный экран. Оба спаия помещены в стеклянный вакуумированный баллон, закрытый металлическим кожухом. На торцевой стороне кожуха против чувствительной площадки активного спаия сделано отверстие, закрытое материалом, прозрачным для инфракрасного излучения. В баллоне термоэлемента установлен газопоглотитель (геттер) многоразового действия, служащий для поддержания вакуума. При заметном падении чувствительности приемника (до 50%) газопоглотитель распыляется токами высокой частоты при снятом металлическом кожухе.

Параметры термоэлементов отечественного и иностранного производства приведены в табл. 6.1...6.3, а на рис. 6.1 даны эскизы компенсированных термоэлементов ТК-1  $\times$  1,5 и ТК-3  $\times$  1,5.

Шумы термоэлементов не более чем в 1,5 раза превышают тепловой шум проволочного резистора той же величины. При  $\Delta f = 1$  Гц,  $T_{\Pi} = 300$  К,  $R_{\Pi} = 9$  Ом имеем:

$$\sqrt{\overline{U_{\Pi}^2}} \approx 1,5 \sqrt{4kT_{\Pi} R_{\Pi} \Delta f} = 1,5 \sqrt{4 \cdot 1,38 \cdot 10^{-28} \cdot 300 \cdot 9 \cdot 1},$$

или

$$\sqrt{\overline{U_{\Pi}^2}} = 6 \cdot 10^{-4} \text{ мкВ.}$$

**Болометры.** Действие болометров основано на изменении электрического сопротивления полупроводника или металла при изменении температуры, вызванном воздействием падающего лучистого потока. Слово «болометр» происходит от двух греческих слов: «боло» — луч и «метрео» — меряю (измеритель излучения); эти приборы применяют в физических исследованиях свыше 100 лет, но в последнее время в связи с освоением длинноволновой области инфракрасного спектра они получили дальнейшее развитие и являются перспективными приемниками излучения.

Спектральный диапазон чувствительности болометров простирается до 50 мкм. При необходимости их можно сделать селективными приемниками при помощи внешнего оптического фильтра или путем введения соответствующих красителей в органическую пленку, наносимую на поглощающий слой.

Изменение сопротивления болометра  $\Delta R_0/R_0$  при изменении его температуры на величину  $\Delta T$  описывается приближенным равенством:  $\Delta R_0/R_0 = \beta \cdot \Delta T$ , где  $\beta$  — температурный коэффициент сопротивления,

Таблица 6.1

Параметры термоэлементов отечественного производства

Тип	Размеры чувствительного слоя, мм	Интегральная чувствительность, В/Вт	Постоянная времени, мс	Пороговый ток, Вт / ширина полосы, Гц	Сопротивление, Ом	Примечание
ТМ-0,5×4	0,5×4	3,0	—	$\frac{8 \cdot 10^{-9}}{100}$	—	Спай хромель-копель
ТП-0,2×0,2	0,2×0,2	30	—	$\frac{5 \cdot 10^{-10}}{60}$	—	Полупроводниковый
ТП-0,3×3	0,3×0,3	24	40	$3,4 \cdot 10^{-11}$	36	Полупроводниковый
ФТ-19	0,2×2	18	10	$3,4 \cdot 10^{-11}$	40	—
ТК-3×1,5	3×1,5	1...4	70	$1 \cdot 10^{-10}$	4...20	Компенсированный; окно из KRS-5 толщиной 2 мм
ТК-1×1,5	1×1,5	3...10	250	$1 \cdot 10^{-10}$	4...20	Компенсированный; окно из KRS-5 толщиной 2 мм

Таблица 6.2

Параметры вакуумных термоэлементов Шварца

Параметры	Тип термоэлемента				
	1	2	3	4	5
Площадь чувствительной площадки, мм <sup>2</sup>	4×0,4	2×0,2	2×0,2	7,5	3,2
Электрическое сопротивление, Ом	47,9	39,8	42,9	106	115
Интегральная чувствительность, В/Вт	22,1	17,0	38,5	9	24
Постоянная времени, с	0,043	0,023	0,055	—	—

Параметры	Тип термоэлемента				
	1	2	3	4	5
Минимальная обнаруживаемая мощность при $\Delta f=1$ Гц, Вт: вычисленная для постоянного потока вычисленная для модулированного (5 Гц) потока измеренная для модулированного (5 Гц) потока	$4,1 \cdot 10^{-11}$	$4,7 \cdot 10^{-11}$	$2,2 \cdot 10^{-11}$	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$5,6 \cdot 10^{-11}$
	$7,0 \cdot 10^{-11}$	$5,9 \cdot 10^{-11}$	$4,4 \cdot 10^{-11}$	—	—
	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$3,5 \cdot 10^{-11}$	$4,6 \cdot 10^{-11}$	—	—
Термоэлектродвижущая сила, мкВ/град	500	570	210	212	150
Теплопроводность, Вт/град	$4,5 \cdot 10^{-5}$	$6,7 \cdot 10^{-5}$	$1,07 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	$5,0 \cdot 10^{-5}$

Таблица 6.3

Параметры термоэлементов Хорнига и О'Кифа

Параметры	Число снаев		
	1	2	3
Общая площадь чувствительных площадок, мм <sup>2</sup>	0,5	1,0	4,0
Электрическое сопротивление, Ом	5	10	12,5
Диаметр подводящих проводов, мм 97% Bi + 3% Sb 95% Bi + 5% Sn	$1,6 \cdot 10^{-3}$ $2,0 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$ $2,0 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$ $2,6 \cdot 10^{-3}$
Постоянная времени, с	0,036	0,036	0,041
Интегральная чувствительность к постоянному потоку, В/Вт	6,5	6,5	3,8
Интегральная чувствительность к модулированному (5 Гц) потоку, В/Вт	4,4	4,4	3,1
Минимальная обнаруживаемая мощность для полосы пропускания 1 Гц (частота модуляции 5 Гц), Вт	$0,5 \cdot 10^{-10}$	$0,7 \cdot 10^{-10}$	$1,4 \cdot 10^{-10}$

величина которого зависит от температуры и материала болометра; для большинства металлов  $\beta = 1/T$ ; для полупроводников  $\beta \approx -3000/T^2$ .

Первые образцы болометров состояли из тонкой зачерненной полоски платиновой фольги; в современных вариантах этих приборов используют металлы, имеющие температурный коэффициент сопротивления порядка  $0,5\%/^{\circ}\text{C}$ , и полупроводниковые материалы, температурный коэффициент сопротивления которых доходит до  $4,2\%/^{\circ}\text{C}$ . В термисторных болометрах чувствительный элемент представляет собой тонкий слой, образованный спеканием смеси окислов металлов и размещенный на электрически изолированной подложке.

Особую группу болометров составляют *сверхпроводящие болометры*, основанные на резком изменении электрического сопротивления при переходе некоторых металлов и полупроводников от нормального к сверхпроводящему состоянию. Чаще всего в сверхпроводящих болометрах применяют узкую полоску нитрида ниобия, который становится сверхпроводящим при температуре  $15\text{ К}$ . В переходном диапазоне, составляющем доли градуса, температурный коэффициент сопротивления достигает  $5000\%/^{\circ}\text{C}$ . Сложность криогенной системы и необходимость поддержания температуры в переходном диапазоне затрудняет применение сверхпроводящих болометров в инфракрасной аппаратуре, предназначенной для установки на движущихся объектах.

Болометры включают по мостовой схеме; для устранения влияния окружающей температуры на балансировку моста применяют два чувствительных элемента, один из которых является компенсационным. При изменении внешних условий параметры обоих элементов изменяются одинаково и равновесие моста сохраняется.

Питание мостовой схемы осуществляют постоянным или переменным током с частотой несколько сот или тысяч герц. При питании схемы по-

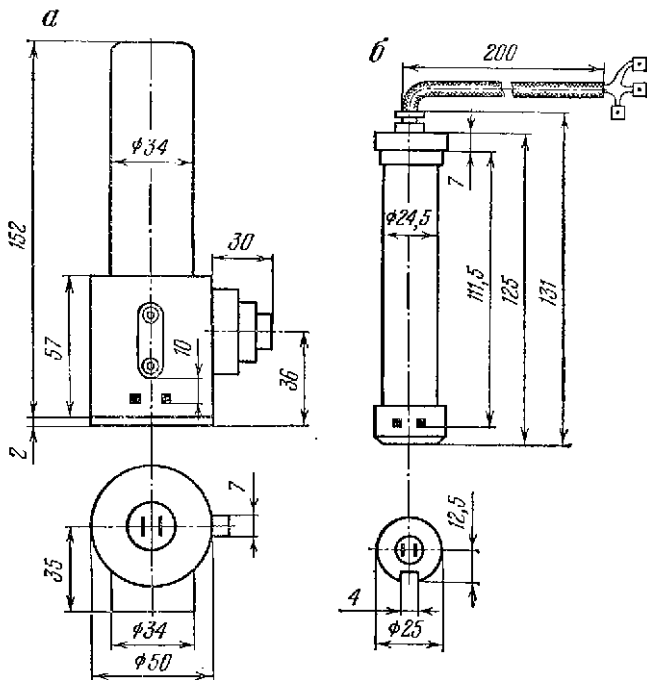
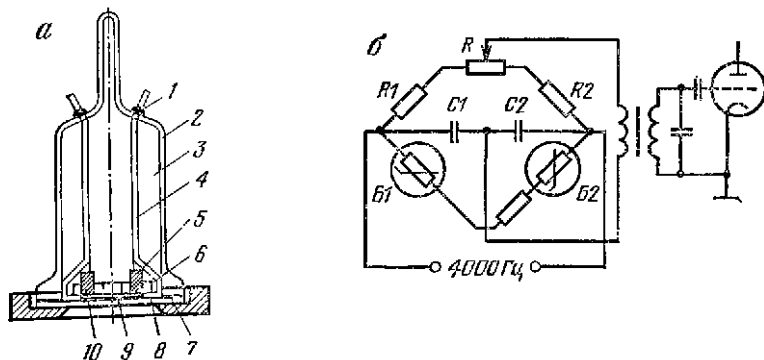


Рис. 6.1. Эскизы компенсированных термоэлементов: а — ТК-3×1,5; б — ТК-1×1,5.



Рис. 6.2. Устройство (а) и схема включения (б) металлического болометра фирмы «Цейсс»: 1 — электровводы; 2 — стеклянный баллон; 3 — вакуум; 4 — фиксаторы; 5, 10 — электроды; 6 — плата из пластмассы; 7 — вакуумная замка; 8 — окно, прозрачное для инфракрасных лучей; 9 — чувствительные элементы на ацетатцеллюлозной пленке.



стоянным током усиление сигнала с выхода болометра производят на частоте модуляции воспринимаемого лучистого потока. При питании схемы переменным током сигнал усиливают вначале на частоте изменения тока, а затем после детектирования — на частоте модуляции.

Основными шумами металлических болометров являются тепловые шумы, а полупроводниковых болометров — токовые. В качестве материалов для изготовления чувствительных слоев металлических болометров используют тонкие пленки золота, никеля, висмута и некоторых других металлов. В полупроводниковых болометрах чувствительные слои изготавливают из окислов марганца, никеля, кобальта, а также из германия, сурьмы и других материалов. Параметры болометров отечественного и иностранного производства даны в табл. 6.4 и 6.5.

Рассмотрим конструкции типовых болометров, применяемых в инфракрасной аппаратуре. Металлический болометр фирмы «Цейсс» (рис. 6.2, а) имеет два чувствительных элемента, полученных испарением сурьмы на подложку из коллодия. Чувствительные элементы имеют длину 8 мм, ширину 4 мм и сопротивление 260 Ом. Они смонтированы на плате из пластмассы и помещены в стеклянный вакуумированный баллон. Чувствительные элементы включены в мостовую схему (рис. 6.2, б), питаемую переменным током частотой 4000 Гц при частоте модуляции излучения 12 Гц. Конденсаторы  $C1$  и  $C2$  емкостью по 2200 пФ служат для регулировки фазы.  $R1$  и  $R2$  — балансные резисторы (20 Ом).

Напыленные болометры, разработанные в ФИАН имени П. Н. Лебедева, состоят из двух полос, одна из которых рабочая, а другая — компенсационная. Каждая полоса содержит тонкую (20 ... 30 нм) пленку из нитроцеллюлозы, на которую с одной стороны нанесен напылением в вакууме токопроводящий слой из сплава висмута со свинцом, а с другой стороны — поглощающий слой. Последний образован из золотой черни, получаемой путем испарения чистого золота в атмосфере водорода или азота при давлении 1... 4 мкПа. Получаемый осадок имеет черный цвет и хорошо поглощает излучение в инфракрасной области спектра. Толщина слоя рыхлой золотой черни составляет 20...30 мкм. Токопроводящий слой имеет толщину 0,1... 0,2 мкм и ширину 0,3...0,5 мм; при отношении ширины к длине 1 : 10 сопротивление слоя составляет 300 Ом, рабочий ток 2...5 мА.

Чувствительный элемент болометра заключен в герметичный стеклянный цилиндрический баллон, в нем поддерживается давление в пределах от  $1,33 \cdot 10^2$ ... $1,33 \cdot 10^3$  Па. Излучение попадает на чувствительную площадку через плоское окно из бромистого калия, покрытого тонким слоем фтористого магния в целях предохранения от влаги. Параметры болометра: рабочий

Таблица 6.4

## Параметры болометров отечественного производства

Тип	Площадь чувствительного слоя, мм <sup>2</sup>	Интегральная чувствительность, В/вт	Пороговый поток, Вт	Параметры измерительной системы, Гц	
				$\Delta f$	$f_M$
Металлические					
БВЦ-0,3×3	0,3×3,0	25	$6 \cdot 10^{-11}$	0,25	5
БВС-0,3×3	0,3×3,0	0,5	—	—	—
БВЦ-0,2×2	0,2×2,0	20	$2 \cdot 10^{-10}$	0,25	5
БВЦ-1,0×3,5	1,0×3,5	1,0	$2 \cdot 10^{-6}$	560	—
БН-0,4×4	0,4×4,0	0,5	$2 \cdot 10^{-3}$	1,0	9

## Полупроводниковые

БОС-0,5×2	0,5×2	250	$1 \cdot 10^{-9}$	1	12,5
БГМ-1×1	1,0×1,0	60	$5 \cdot 10^{-9}$	1	30,0
БММ-1×2	1,0×2,0	4	$3 \cdot 10^{-6}$	1030	30,0
БОС-0,35×2,8	0,35×2,8	500	$5 \cdot 10^{-6}$	1	10,0
БОК-1×2	1,0×2,0	4	$3 \cdot 10^{-6}$	1030	30,0
БО-1×2	1,0×2,0	50	$3 \cdot 10^{-6}$	3	12,0
БКМ-5-1×1	1,0×1,0	100	$5 \cdot 10^{-9}$	1	—
БКМ-2	0,85×2,0	170	$1,2 \cdot 10^{-9}$	—	10,0
БКМ-4	0,9×1,8	124	$1,6 \cdot 10^{-9}$	—	10,0

Примечание. Обозначения в маркировке болометров: Б — болометр; вторая буква — материал чувствительного слоя (В — висмут, Н — никель, Г — германий, О — оксиды, К — кремний); третья буква — материал подложки (Ц — целлулоидная пленка, С — стекло, М — слюда «Мусковит», К — кварц); материалом чувствительного слоя болометров БКМ является смесь оксидов кобальта и марганца.

Таблица 6.5

## Параметры болометров иностранного производства

Материал	Площадь чувствительной площадки, мм <sup>2</sup>	Толщина слоя, мкм	Электрическое сопротивление, Ом	Постоянная времени, с	Интегральная чувствительность, В/Вт	Порог чувствительности, Вт	Частота модуляции, Гц	Наполнение или температура (сверхпроводящих)
Металлические болометры								
Fe	10	15	—	0,8	—	$3,5 \cdot 10^{-8}$	—	—
Pt	4	4	—	4,5	1,7	$1,2 \cdot 10^{-7}$	—	Вакуум
Pt	0,5	0,5	16	—	3,7	$2,2 \cdot 10^{-8}$	20	Воздух
Pt	0,8	0,1	20	0,004	1,0	$3,0 \cdot 10^{-8}$	120	Водород

Материал	Площадь чувствительной площади, мм <sup>2</sup>	Толщина слоя, мкм	Электрическое сопротивление, Ом	Постоянная времени, с	Интегральная чувствительность, В/Вт	Порог чувствительности, Вт	Частота модуляции, Гц	Наполнение или температура (сверхпроводящих)
Ni	5,3	0,1	100	0,005	1,4	$9 \cdot 10^{-6}$	—	Вакуум
Ni	5,7	—	4,2	0,0053	0,61	$1,24 \cdot 10^{-9}$	30	Водород
Ni	17,2	0,8	16	0,002	$< 2$	—	—	Водород
Ni	4,5	—	64	0,0047	1,46	$3,5 \cdot 10^{-9}$	30	Газ
Аи	2,8	0,15	3	0,06	1,0	$2,0 \cdot 10^{-8}$	—	Вакуум
Аи	2,75	0,1	50	0,0038	4,4	$1,0 \cdot 10^{-7}$	30	Азот
Ві	—	0,1	150	0,005	—	—	30...40	Газ

## Полупроводниковые болометры

Окиси Мп, Со, Ni	0,5	10...20	$6 \cdot 10^6$	0,005	$< 500$	$5 \cdot 10^{-10}$	15	Вакуум
То же	0,6	10...20	$10^6$	0,003	250	$2 \cdot 10^{-8}$	30	Вакуум
»	0,58	—	$3 \cdot 10^6$	0,0014	3460	$1,15 \cdot 10^{-10}$	1	—
То же (без подложки)	0,5	—	$3 \cdot 10^6$	0,12...0,15	300	$8 \cdot 10^{-10}$	15	—
То же (со стеклянной подложкой)	0,5	—	$3 \cdot 10^6$	0,005...0,008	600	$4 \cdot 10^{-10}$	15	—
То же	0,2	—	$1,25 \cdot 10^6$	0,0063	750	$2,1 \cdot 10^{-10}$	—	—

Материал	Площадь чувствительной площадки, мм <sup>2</sup>	Толщина слоя, мкм	Электрическое сопротивление, Ом	Постоянная времени, с	Интегральная чувствительность* В/Вз	Порог чувствительности, Вт	Частота модуляции, Гц	Наполнение или температура (сверхпроводящих)
То же (с кварцевой подложкой)	0,5	—	$3 \cdot 10^6$	0,002... 0,005	700	$3 \cdot 10^{-10}$	15	—
»	0,5	—	$4,65 \cdot 10^6$	0,0045	1000	$2,5 \cdot 10^{-10}$	15	—
»	2,25	—	$2,37 \cdot 10^6$	0,004	238	$6,3 \cdot 10^{-10}$	15	—
»	0,25	—	$2,1 \cdot 10^6$	0,0019	1105	$1,8 \cdot 10^{-10}$	—	—
SiO <sub>2</sub>	6	17	$1,5 \cdot 10^8$	2,2	—	$6 \cdot 10^{-8}$	—	Вакуум
»	7	—	$1,5 \cdot 10^8$	0,2	14300	$1,5 \cdot 10^{-8}$	—	—

## Диэлектрические болометры

Нитробензол	0,5	6	—	0,1	300	$1 \cdot 10^{-8}$	10	Воздух
То же	0,5	6	$2 \cdot 10^3$	—	1800	$1 \cdot 10^{-8}$	10	Вакуум
Целюфан	2	20	$2 \cdot 10^8$	—	—	—	—	Вакуум
То же	400	23	$1,4 \cdot 10^4$	3,5	—	$3 \cdot 10^{-9}$	—	Вакуум

## Сверхпроводящие болометры

Платина ленточная	3,6	—	—	0,05	—	$14,7 \cdot 10^{-10}$	10	
То же	0,2	—	—	—	—	$16,2 \cdot 10^{-10}$	—	
Ni напыленный	6,0	—	—	—	—	$3,3 \cdot 10^{-8}$	30	
Ge	15,0	—	—	0,0001	—	$3 \cdot 10^{-12}$	1	2,15 К
Уголь	19,0	—	—	0,01	$10^6$	$1 \cdot 10^{-11}$	1	2,1 К
Sn	6,0	—	—	1,25	—	$1 \cdot 10^{-12}$	1	3,7 К
NbN	1,2	—	—	0,0012	3,8	$4,5 \cdot 10^{-11}$	1	14,3 К
NbN	1,0	—	—	0,0005	13,5	$2,1 \cdot 10^{-11}$	1	14,3 К
NbN	0,8	—	—	0,00033	7,3	$3,2 \cdot 10^{-11}$	1	14,3 К

Рис. 6.3. Частотные характеристики полупроводниковых болометров: 1 — болометр БКМ на кварцевой подложке; 2 — болометр БКМ на стеклянной подложке; 3 — болометр БГС-2.

Рис. 6.4. Устройство (а) и схема включения (б) полупроводникового болометра БГС-2: 1 — поглощающее покрытие (черный); 2, 3 — пленки; 4 — серебряный контакт; 5 — слой германия, легированного сурьмой; 6 — подложка из оргстекла; 7 — серебряный вывод.

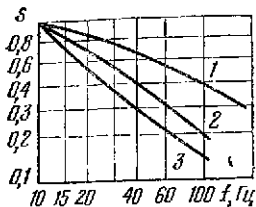


Рис. 6.3

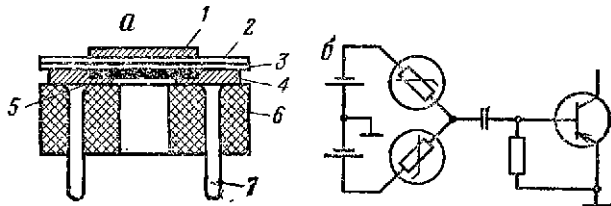


Рис. 6.4

диапазон длин волн  $0,2...40$  мкм, площадь чувствительного элемента  $0,3 \times 3,3$  мм<sup>2</sup>, постоянная времени  $5...20$  мс, интегральная чувствительность  $10...25$  В/Вт, обнаружительная способность  $6,5 \cdot 10^8...1,5 \cdot 10^9$  см<sup>2</sup>·Гц<sup>1/2</sup>/Вт.

Полупроводниковые болометры марки БКМ состоят из рабочего и компенсационного элементов, включаемых в мостовую схему. Чувствительный элемент болометров БКМ изготовлен из смеси марганца и кобальта и имеет форму прямоугольной тонкой пластины толщиной  $10 - 20$  мкм, площадью  $0,5...5$  мм<sup>2</sup> и сопротивлением  $0,5...2$  МОм. Токпроводящий слой наклеивают на массивную подложку из кристаллического кварца, имеющего высокую теплопроводность. За счет этого нагрев, обусловленный падающим излучением, может быстро выравниваться. Болометры, предназначенные для работы в области спектра до  $40$  мкм, не покрывают поглощающим слоем. Рабочий ток болометра  $0,2$  мА при напряжении  $100...200$  В.

Болометры типа БКМ не вакуумные. Для предохранения чувствительных элементов от конвекции воздуха и воздействия влаги корпус, в котором они находятся, герметизирован. В корпусе имеется входное окошко из бромистого калия. Постоянная времени болометра  $2,2...5,6$  мс, обнаружительная способность  $10^8$  см<sup>2</sup>·Гц<sup>1/2</sup>/Вт. Частотные характеристики изображены на рис. 6.3.

В полупроводниковом болометре типа БГС-2 чувствительный элемент выполнен в виде тонкого ( $0,3...0,5$  мм) слоя германия, легированного сурьмой. Слой германия наносят путем вакуумного испарения на пленку из нитроклетчатки, толщиной  $0,3...0,5$  мкм. Легирование германия сурьмой производят в процессе напыления. На пленку методом вакуумного испарения наносят также серебряные контакты, при помощи которых чувствительный элемент присоединяют к выводам, запрессованным в подложку из оргстекла.

Чувствительный элемент покрыт поглощающим покрытием, получающимся в результате термического испарения чистого золота в атмосфере азота с последующим осаждением золота на пленку из нитроклетчатки. Толщина поглощающего покрытия  $10...20$  мкм. Чувствительный элемент помещен в герметичный корпус с входным окном из кристалла КРС-5 (рис. 6.4).

Болометр устойчив к вибрациям, выдерживает значительные перегрузки и может применяться как на стационарных установках, так и на подвижных объектах. Основные параметры болометра: интегральная чувствительность  $500...3000$  В/Вт; порог чувствительности  $(2 - 8) \cdot 10^{-10}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup>, омическое сопротивление  $1,7...4,0$  МОм, постоянная времени  $13...20$  мс, размеры приемной площадки  $2,5 \times 0,5$  мм, рабочий ток до  $20$  мкА.

Спектральное распределение шума болометра показывает, что преобладающими на низких частотах являются контактные токовые шумы. Шумы увеличиваются при понижении частоты модуляции падающего лучистого

потока и при возрастании рабочего тока, причем это увеличение становится особенно заметным при токе свыше 10 мА.

Наибольшее отношение сигнал/шум болометр обеспечивает на частоте модуляции лучистого потока порядка 20 Гц. Увеличение частоты модуляции до 25 Гц уменьшает отношение сигнал/шум в 1,2...1,5 раза. Спектральные характеристики болометра приведены на рис. 6.5.

У полупроводниковых болометров температурный коэффициент сопротивления отрицательный, т. е. с повышением температуры токопроводящего слоя его сопротивление уменьшается. Уменьшение сопротивления ведет к увеличению тока, протекающего через болометр, и к увеличению рассеиваемой мощности, что вызывает дальнейший нагрев элемента и уменьшение его сопротивления. При больших значениях тока этот процесс может привести к перегоранию чувствительного элемента.

Порог чувствительности полупроводниковых болометров приблизительно прямо пропорционален корню квадратному из площади чувствительной площадки. Уменьшение размеров последней связано с трудностями создания оптической фокусирующей системы. Поэтому разработаны иммерсионные болометры, в которых чувствительный элемент находится в оптическом контакте с линзой, выполненной из материала с большим показателем преломления. При размерах приемной площадки иммерсионного болометра  $0,1 \times 0,1$  мм можно получить выигрыш в пороговой чувствительности в 3,5 раза по сравнению с болометром, имеющим приемную площадку с размерами  $1 \times 1$  мм при прочих равных условиях.

Схема полупроводникового иммерсионного болометра, его спектральная и частотная характеристики изображены на рис. 6.6. Болометр имеет диаметр 16 мм и длину около 10 мм. Полусферическая линза выполнена из германия (показатель преломления равен четырем) и имеет на передней поверхности покрытие, уменьшающее отражение падающего излучения.

**Пирозлектрические приемники.** Действие пирозлектрических приемников основано на способности сегнетоэлектрических материалов создавать электрические заряды на своей поверхности при механических деформациях. Под действием падающего лучистого потока возникает неравномерный нагрев конденсатора с сегнетоэлектриком, что приводит к деформации последнего и к появлению зарядов на обкладках конденсатора. Пирозлектрический приемник не пуждается в источнике питания. Возникающая разность потенциалов измеряется непосредственно либо после предварительного усиления.

Пороговая чувствительность пирозлектрических приемников не зависит от размеров площадки чувствительного элемента, поэтому они могут иметь различные конструктивные формы. Обычно приемник состоит из пирозлектрического материала в форме

прямоугольного параллелепипеда; передняя грань покрыта золотой черной, служащей для поглощения излучения, тыльная сторона соприкасается с массивным тепловодом.

В 1964 г. в Институте физики АН УССР разработаны быстродействующие и высокочувствительные пирозлектрические приемники на основе мелкозернистой керамики титаната бария ( $BaTiO_3$ ) и тонкослойных монокристаллов ТГС (триглицинсульфата) [24]. Чувствительный элемент приемника на основе  $BaTiO_3$  представляет собой тонкий (40...100 мкм) слой керамики титаната бария с площадью приемной пло-

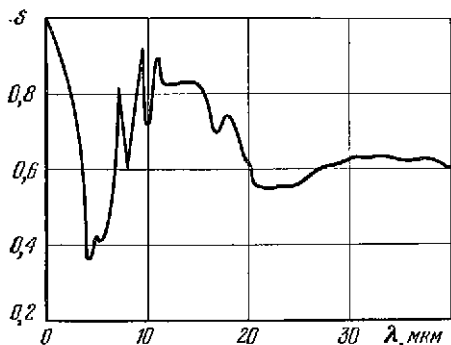
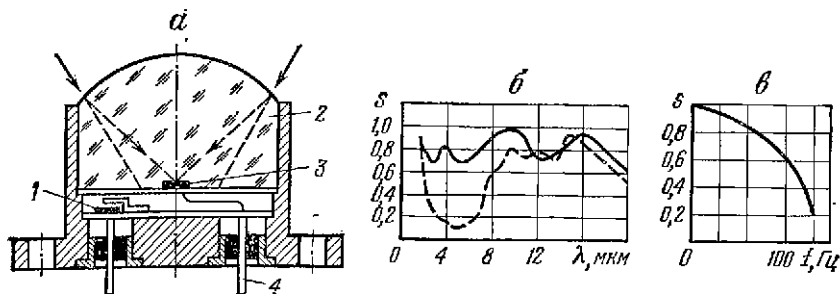


Рис. 6.5. Спектральная характеристика полупроводникового болометра (входное окно из KRS-5).

Рис. 6.6. Устройство (а), спектральная (б) и частотная (в) характеристики полупроводникового иммерсионного болометра с германиевой линзой: 1 — компенсационный болометр; 2 — полусферическая линза из германия (показатель преломления равен четырем); 3 — рабочий слой; 4 — вывод.



шадки 1...20 мм<sup>2</sup>. На этот слой распылением в вакууме наносят с двух сторон металлические электроды толщиной не более 100 нм, а на облучаемый электрод напыляют поглощающий слой (золотая чернь). Чувствительный элемент крепится на держателе при помощи растяжек из фосфористой бронзы толщиной 20...30 мкм, а держатель помещается в температурной ювенте. Основные данные приемника: порог чувствительности  $5 \cdot 10^{-8}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup>, постоянная времени 1...20 мкс, вольтная чувствительность 100 В/Вт (при размерах приемной площадки 1 мм<sup>2</sup>).

Чувствительный элемент приемника на основе монокристалла ТГС представляет собой пластину, площадью 1...5 мм<sup>2</sup> и толщиной 5...10 мкм. Конструктивно он выполнен так же, как и чувствительный элемент из ВаТlО<sub>3</sub>. Порог чувствительности  $10^{-9}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup>; наибольшая частота модуляции излучения 1000 Гц, внутреннее сопротивление порядка 100 МОм [24].

Пирозлектрические приемники являются емкостными элементами, обладающими большим сопротивлением, что создает определенные трудности при согласовании со входным каскадом. Тепловой и радиационный шумы приемников определяют их порог чувствительности.

### 6.3. ФОТОННЫЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Фотоэлементы и фотоэлектронные умножители. Действие этих приемников основано на внешнем фотоэффекте, заключающемся в испускании (эмиссии) электронов с поверхности чувствительного слоя под действием падающего излучения. Поток электронов, эмиттируемых одним из электродов фотонного приемника (фотокатодом) и улавливаемых другим электродом (анодом), образует во внешней цепи ток, называемый *фототоком*.

Фотоэлектронную эмиссию из твердого тела можно представить в виде трех последовательных процессов: поглощения фотона, приводящего к передаче его энергии электрону, диффузии возбужденного электрона к поверхности тела и прохождения электрона в вакуум через поверхностный потенциальный барьер. Энергия, необходимая электрону для преодоления потенциального рельефа, называется работой выхода.

Экспериментально установлены следующие законы внешнего фотоэффекта:

- 1) величина фототока в режиме насыщения (число электронов, вырываемых в единицу времени) прямо пропорциональна интенсивности возбуждающего его излучения (числу фотонов, падающих на поверхность в единицу времени), если спектральный состав излучения неизменен (закон Столетова);
- 2) для каждого вещества существует длинноволновая граница излучения, за которой фотоэмиссия не происходит;

3) максимальная начальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с частотой падающего излучения и не зависит от его интенсивности (закон Эйнштейна);

4) фотоэффект практически безынерционен: время запаздывания между поглощением и появлением фотоэлектрона меньше  $10^{-12}$  с.

Между числом эмиттируемых фотоэлектронов и числом падающих фотонов существует пропорциональная зависимость; отношение числа фотоэлектронов к числу падающих фотонов называют *квантовой эффективностью фотомиттера* и обозначают  $Y$ .

При постоянной облученности фотокатода число эффективных фотоэлектронов в единицу времени определяется как  $n_{эфф} = YF/h\nu$ , где  $F$  — поток излучения, попадающий на фотокатод;  $h\nu$  — энергия кванта.

Если предположить, что все фотоэлектроны попадут на анод, то фототок

$$i_{ф} = e \frac{YF}{h\nu}, \quad (6.6)$$

где  $e$  — заряд электрона.

Из формулы (6.6) следует, что величина фототока при прочих равных условиях тем больше, чем больше квантовая эффективность фотомиттера, поэтому в качестве фотокатодов используют не чистые металлы, а сложные соединения, такие, как Ag-O-Cs, Bi-Ag-Cs, Sb-K-Na-Cs и др.

В твердом теле электроны находятся в различных энергетических состояниях; после поглощения излучения, в процессе которого энергия фотонов передается электронам, последние обладают различной энергией. Поэтому при облучении твердого тела потоком фотонов одинаковой энергии  $h\nu$  фотоэлектроны имеют различные начальные энергии, с которой самый быстрый фотоэлектрон покидает твердое тело, определяется законом Эйнштейна:  $(mv^2/2)_{\max} = h(\nu - \nu_0)$ , где  $\nu_0 = c_0/\lambda_0$  — пороговая частота, а  $\lambda_0$  — длинноволновый порог фотоэффекта.

Для работы в инфракрасной области спектра необходимо в качестве материалов для фотокатодов выбирать такие, которые имеют возможно больший длинноволновый порог фотоэффекта. Такими материалами являются соединения щелочных металлов: цезия, калия, натрия и др.

Фотоэлементы с внешним фотоэффектом представляют собой, как правило, стеклянный баллон сферической формы (рис. 6.7), из которого откачан воздух. Фотокатод наносят на внутреннюю часть поверхности баллона, остав-

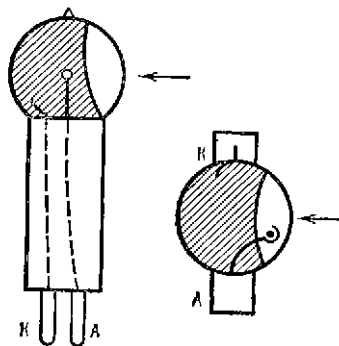


Рис. 6.7

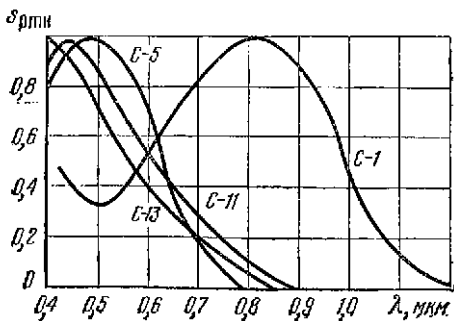


Рис. 6.8

Рис. 6.7. Фотоэлементы с внешним фотоэффектом.

Рис. 6.8. Спектральные характеристики фотокатодов для ближней инфракрасной области спектра.



Типовые спектральные характеристики фотокатодов для ближней инфракрасной области спектра

Обозначение спектральной характеристики		Область спектральной чувствительности, мкм	Длина волны максимальной чувствительности, мкм	Тип фотокатода
принятое в СССР	международное			
С-1	S-1	0,6...1,1	0,8	Серебряно-кислородно-цезиевый
С-5		0,3...0,8	0,40...0,51	Висмут-серебряно-цезиевый
С-11	S-20 S-25	0,3...0,85 0,3...0,94	0,43 0,45	Многощелочной полупрозрачный
С-13		0,21...0,83	0,4	То же

для окна, через которое проходит падающее излучение. Анод выполняют в виде кольца или пегли из тонкой проволоки и располагают в центре баллона или на некотором расстоянии от него. Диаметр сферического баллона лежит в пределах 27...56 мм; площадь входного окна порядка нескольких квадратных сантиметров.

Спектральная характеристика фотоэлемента зависит от материала и толщины фотокатода, а также от материала подложки и окна баллона. Типовые спектральные характеристики фотокатодов фотоэлементов для ближней инфракрасной области спектра приведены на рис. 6.8, а в табл. 6.6 дана расшифровка принятой нумерации спектральных характеристик.

Зависимость фототока от падающего светового потока при неизменном его спектральном составе называют световой характеристикой фотоэлемента. При снятии этой характеристики используют эталонный источник типа А — лампу накаливания с фольфрамовой нитью, имеющей температуру 2854 К. Для случая малых освещенностей фотокатода световая характеристика фотоэлемента линейна (рис. 6.9, а); при больших освещенностях наблюдаются отклонения от линейности, что объясняют образованием пространственного заряда у поверхности фотокатода и снижением его чувствительности.

Световые характеристики фотоэлементов при включении в их цепь нагрузочного резистора практически не изменяются в области малых световых потоков, но имеют меньший диапазон линейности.

Анодная характеристика фотоэлемента показывает зависимость фототока от напряжения между электродами (рис. 6.9, б). Напряжение насыщения увеличивается при повышении светового потока вследствие увеличения пространственного заряда у поверхности катода.

Параметры стандартных фотоэлементов, предназначенных для работы в ближней инфракрасной области спектра, приведены в табл. 6.7. Для повышения интегральной чувствительности фотоэлементов прибегают к усилению фототока путем ионизации инертного газа, вводимого в баллон. Фотоэлектроны при соударении с нейтральными частицами газа вызывают их ионизацию,

Параметры стандартных фотоэлементов для ближней инфракрасной области спектра

Марка фото- элемента	Спектральная область чувствитель- ности, мкм	Длина волны максимальной чувствитель- ности, мкм	Рабочее напря- жение, В	Интегральная чувствитель- ность, мкА/лм		Темновой ток, А	Тип спектральной характеристики
				номиналь- ная	макс- имальная		
Ф-5	0,60...1,10	0,80±0,10	100...300	0,77 ( $U=100$ В)	14	$<7,5 \cdot 10^{-11}$	С-I
Ф-9	0,30...0,85	0,43±0,05	100	100	—	$10^{-13}$	С-II
Ф-10	0,30...0,85	0,43±0,05	100	80	—	$10^{-13}$	С-II
ЦГ-4	0,60...1,10	0,80±0,10	240	200	400	$10^{-7}$	С-I

в результате которой к аноду перемещается нарастающее количество электронов, а в обратном направлении — поток положительных ионов; ток в цепи фотоэлемента при этом увеличивается. Из табл. 6.7 видно, что интегральная чувствительность газонаполненного фотоэлемента ЦГ-4 значительно выше, чем у вакуумных фотоэлементов, но применяют его в настоящее время редко.

Одним из параметров фотоэлементов является темновой ток — ток, протекающий в цепи при отсутствии облучения чувствительного слоя. Темновой ток складывается из тока термоэмиссии фотокатода и тока утечки между электродами. Плотность тока термоэмиссии находится в пределах  $10^{-11}$  ...  $10^{-12}$  А/см<sup>2</sup>; наибольшее значение тока термоэмиссии наблюдается у серебряно-кислородно-цезиевых фотокатодов. Понизить его можно уменьшением площади и охлаждением фотокатода. Для уменьшения тока утечки применяют конструкцию фотоэлемента с разнесенными электродами. Темновой ток во многом определяет порог чувствительности фотоэлемента.

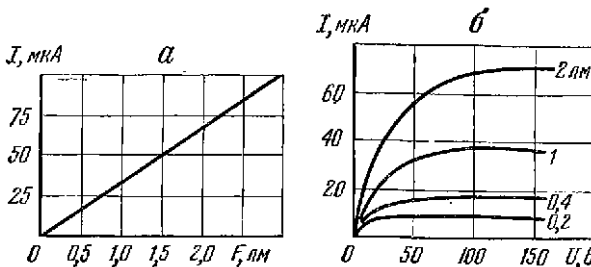


Рис. 6.9. Световая (а) и анодная (б) характеристики вакуумного фотоэлемента.

Главными видами шумов, действующих на входе усилителя фотоэлектронного устройства, являются дробовой и тепловой. Среднее квадратическое значение напряжения шумов  $\bar{U}_{ш}^2 = \bar{U}_{др}^2 + \bar{U}_T^2 = 2 e R_H^2 \Delta f (I + 2kT_H/eR_H)$ .

Сопротивление  $R_H$  входного резистора ограничивает частотный диапазон работы усилительной схемы. Максимальная частота модуляции  $(f_{м})_{макс} \leq 1/(2\pi R_H C_{вх})$ , где  $C_{вх}$  — междуэлектродная емкость фотоэлемента и емкость подводящих проводов. Сферические фотоэлементы серийного производства имеют  $C_{вх}$  40...50 пФ. Пренебрегая емкостью подводящих проводов, имеем  $(f_{м})_{макс} \leq 3 \cdot 10^9/R_H$ .

Фотоэлектронные умножители (ФЭУ) отличаются от фотоэлементов тем, что, кроме фотокатода и анода, имеют дополнительные электроды (диноды), являющиеся эмиттерами вторичных электронов. Схема ФЭУ показана на рис. 6.10. Электроны, эмиттируемые фотокатодом, фокусируются электронно-оптической системой на первый динод и вызывают вторичную электронную эмиссию. Вторичные электроны направляются на второй динод; увеличенный поток электронов со второго динода — на третий динод и т. д. Между каждой парой динодов создается электрическое поле, ускоряющее электроны от предыдущего динода к последующему. Для этого используют делитель напряжения, который делит рабочее напряжение равномерно между каскадами.

Для современных ФЭУ с 12-ю каскадами умножения коэффициент усиления достигает  $10^7$ , что достаточно для измерения тока в анодной цепи, связанного единичным электроном, эмиттированным фотокатодом.

Фотокатоды ФЭУ должны иметь максимальную чувствительность во всем спектральном диапазоне либо на фиксированных длинах волн. В табл. 6.8 приведены параметры фотокатодов ФЭУ, предназначенных для работы в ближней инфракрасной области спектра. При выборе фотокатода большое значение придать величине тока термоэмиссии, который является основным источником шумов ФЭУ и зависит от площади фотокатода и его температуры.

Фотокатоды могут работать «на просвет» или «на отражение». В первом случае излучение фокусируется на фотокатод со стороны подложки, поэтому фотокатод должен быть полупрозрачным. Во втором случае излучение попадает со стороны вакуума и входное окно располагают на торце или на боковой стенке колбы.

Для сбора электронов с фотокатода на первый динод ФЭУ служит катодная камера, которую образуют поверхности фотокатода и первого динода, а также расположенные между ними фокусирующие электроды. Для ФЭУ с фотокатодами малых и средних размеров фокусирующая электронно-оптическая система состоит из двух электродов (рис. 6.11, а). Первый электрод цилиндрической формы образуется напылением на стенку колбы проводящего слоя — манжеты. Вторым электродом служит диафрагма с отверстием

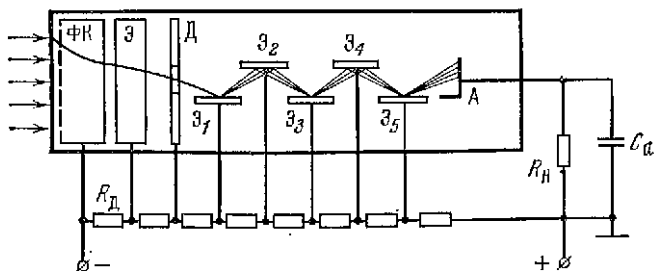


Рис. 6.10. Принципиальная схема ФЭУ с делителем напряжения: ФК — фотокатод; Э — фокусирующий электрод; Д — диафрагма; Э<sub>1</sub>...Э<sub>5</sub> — диноды; А — анод; R<sub>д</sub> — сопротивление резистора делителя напряжения; R<sub>д</sub> — сопротивление нагрузочного резистора в цепи анода; C<sub>а</sub> — емкость анода.

Параметры фотокаатодов ФЭУ, чувствительных в ближней инфракрасной области спектра

Химический состав фотокаатода	Длина волны, соответствующая максимуму спектр. характ. терраксте, мкм	Длинно-волновая граница чувствительности, мкм	Максимальный квантовый выход, %	Чувствительность фотокаатода, мкА/лм		Плотность тока термоэмиссии, А/см <sup>2</sup>
				средняя	максимальная	
AgOCs	0,80	1,2...1,4	0,3...1	20...30	70	10 <sup>-12</sup> ...10 <sup>-18</sup>
BiAgOCs	0,45	0,75...0,8	10	30...60	100	10 <sup>-14</sup>
SbKNaCs	0,42	0,83...0,9	20...35	120...180	400	10 <sup>-16</sup>
SbKNaCs	0,575	0,95	10	265	—	10 <sup>-15</sup>
GaAsP:Cs	0,45	0,75...0,8	17	200	500...900	10 <sup>-17</sup>
InGaAs: Cs, O	0,40	1,2	22	260	1000...2000	10 <sup>-15</sup>

для прохода электронов на первый динод. Первый электрод находится под тем же потенциалом, что и фотокаатод, а второй электрод — под положительным потенциалом относительно фотокаатода. Схема катодной камеры ФЭУ с боковым оптическим входом изображена на рис. 6.11, б. Катодная камера повторяет конструкцию каскада умножительной системы, а сетка перед фотокаатодом создает электростатическое поле, направляющее фотоэлектроны на первый динод.

Схематическое изображение некоторых динодных систем представлено на рис. 6.12. Систему с коробчатыми динодами применяют преимущественно в малогабаритных ФЭУ; диноды снабжают сетками, находящимися под тем же потенциалом и устрояющими обратные оптические и ионные связи. Эта система характеризуется неострой фокусировкой электронов, малой рабочей площадью динодов, жесткостью их формы и компактностью.

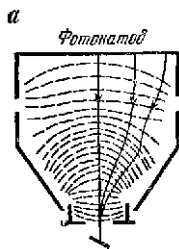


Рис. 6.11

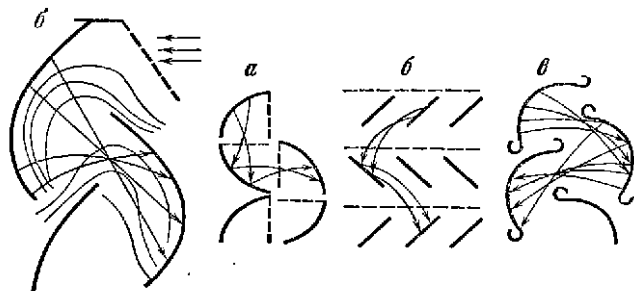


Рис. 6.12

Рис. 6.11. Катодные камеры ФЭУ: а — с полупрозрачным фотокаатодом; б — с боковым оптическим входом.

Рис. 6.12. Динодные системы ФЭУ: а — коробчатая; б — жалюзийная; в — корытообразная.

В жалюзийной системе диноды выполнены в виде наклонных полос и прозрачных сеток, находящихся под тем же потенциалом. Сетки экранируют жалюзи от тормозящего поля предыдущего динода, обеспечивая попадание вторичных электронов на следующий динод. Жалюзийная система характеризуется нестройкой фокусировкой электронов, малым разбросом времени пролета электронов между двумя каскадами, большой площадью динода, позволяющей работать при повышенных токовых нагрузках, и широким диапазоном линейности световой характеристики. Ее недостатком является снижение эффективности динода за счет возможного пролета электронов через динод без умножения.

В системах с острой фокусировкой электронов используют различные варианты корытообразных динодов. Система имеет высокую эффективность и исключает возможность обратных связей.

Механизм вторичной эмиссии заключается в том, что первичные электроны, взаимодействуя с электронами твердого тела, возбуждают их до более высоких энергетических состояний. Часть возбужденных электронов перемещается в направлении границы твердое тело—вакуум; электроны, достигшие этой границы и имеющие энергию, превышающую поверхностный потенциальный барьер, переходят в вакуум. Все эти процессы происходят практически безынерционно.

Различают два типа динодов: пленочные и сплавные. Активный слой пленочных динодов наносят напылением на подложку, являющуюся основой эмиттера. Материалами для изготовления пленочных динодов служат сурьмяно-цезиевые, многощелочные или бищелочные пленки. Допустимая плотность тока таких эмиттеров лежит в пределах  $0, 1... 1$  мкА/см<sup>2</sup>.

Активный слой сплавных динодов получается в процессе термической обработки и поверхностного окисления сплавов на основе серебра, меди или алюминия с присадкой магния или бериллия. Сплавные диноды более стойки к токовым нагрузкам. В настоящее время начали применять материалы на основе GaP (Cs), имеющие значительно больший коэффициент вторичной эмиссии.

Анодный блок ФЭУ состоит из последнего динода и коллектора (анода). От конструкции анодного блока зависит быстрдействие ФЭУ и условия его согласования с последующей электронной схемой. Во многих типах ФЭУ сточный анод располагают между последним и предпоследним динодами, что обеспечивает малое напряжение насыщения.

Вся арматура ФЭУ монтируется внутри стеклянной колбы, через стенки которой проходят выводы электродов. Ряд ФЭУ изготавливают с многостырьковыми карболитовыми цоколями. Параметры ФЭУ с электростатической фокусировкой, чувствительных в ближней инфракрасной области спектра, приведены в табл. 6.9 и 6.10.

Основными видами шумов ФЭУ являются дробовой и тепловой шум. Так как в ФЭУ ток дробового эффекта фотокатода усиливается каждым каскадом, так же, как и полезный сигнал, то для среднего квадратического значения дробового тока на выходе  $n$ -го каскада имеем следующее выражение:  $\bar{I}_{др}^2 = 2 e i_{\phi} \Delta f M^2 (1 + B)$ , где  $M$  — коэффициент усиления ФЭУ, а множитель  $(1 + B)$  учитывает влияние дробового эффекта эмиттеров на величину дробового тока ФЭУ. Обычно для ФЭУ с электростатической фокусировкой принимают  $1 + B = 2,5$ .

Среднее квадратическое значение тока на входе электронной схемы усиления

$$\sqrt{\bar{I}_{ш}^2} = \sqrt{\bar{I}_{др}^2 + \bar{I}_{т}^2} = \sqrt{2 e i_{\phi} \Delta f M^2 (1 + B) + 4 k T \Delta f / R_{н}^{-1}}. \quad (6.7)$$

Второе слагаемое подкоренного выражения в формуле (6.7) достаточно мало по сравнению с первым, поэтому для порогового потока ФЭУ получаем формулу

$$F_{пор} = \frac{\sqrt{\bar{I}_{ш}^2}}{s} \approx \frac{\sqrt{2 e i_{\phi} \Delta f M^2 (1 + B)}}{s},$$

Таблица 6.9

Средние значения параметров ФЭУ с электростатической фокусировкой, чувствительных в ближней инфракрасной области спектра

Тип	Спектральная область чувствительности, мкм	Обозначение спектральной характеристики	Максимальный диаметр, мм	Максимальная длина, мм	Диаметр рабочей площади фотокатода, мм	Число каскадов усиления	Чувствительность фотокатода		Порог чувствительности, $\frac{\text{лм}}{\text{Гц}} \cdot 1/2$
							интегральная, $\frac{\text{мкА}}{\text{лм}}$	спектральная, А/Вт	
ФЭУ-22	0,4...1,0	С-1	48,5	161	16×5	13	40	$4,5 \cdot 10^{-4}$	—
ФЭУ-27	0,3...0,8	С-7	30,5	92	25	11	55	—	$3 \cdot 10^{-12}$
ФЭУ-28	0,3...1,1	С-1	34	108	25	11	35	—	$6 \cdot 10^{-11}$
ФЭУ-38	0,3...0,82	С-11	48,5	180	34	13	130	—	—
ФЭУ-51	0,3...0,82	С-11	34	96	25	11	110	$1 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-12}$
ФЭУ-62	0,4...1,2	С-1	34	81	10	11	80	$5 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-12}$
ФЭУ-68	0,3...0,82	С-11	15	64	10	10	120	$1,1 \cdot 10^{-2}$	—
ФЭУ-69	0,3...0,83	С-11	22,5	75	10	10	130	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-13}$
ФЭУ-77	0,3...0,83	С-11	48,5	167	5	13	130	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-13}$
ФЭУ-79	0,3...0,83	С-11	48,5	155	6	11	200	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-13}$
ФЭ-104	0,3...0,83	С-11	48,5	125	5	11	190	$6,5 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-13}$
ФЭ-106	0,3...0,83	С-11	48,5	155	6	11	180	$2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-13}$

Таблица 6.10

Средние значения параметров ФЭУ с жалюзийной системой диодов, чувствительных в ближней инфракрасной области спектра

Тип	Спектральная область чувствительности, мкм	Максимальный диаметр, мм	Максимальная длина, мм	Число каскадов усиления	Чувствительность фотокатода, $\frac{\text{мкА}}{\text{лм}}$	Напряжение питания, В	Темновой ток, А	Порог чувствительности, $\frac{\text{лм}}{\text{Гц}} \cdot 1/2$
ФЭУ-49	0,3...0,85	171	195	12	90	1800	$2 \cdot 10^{-7}$	—
ФЭУ-83	0,4...1,2	34	105	12	25	1500	$6 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-10}$
ФЭУ-84	0,3...0,85	34	105	12	130	1450	$3 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-12}$
ФЭУ-94	0,36...0,85	130	180	11	110	1300	$8 \cdot 10^{-9}$	—
ФЭУ-95	0,36...0,85	200	250	12	110	1300	$5 \cdot 10^{-6}$	—
ФЭУ-110	0,3...0,85	80	125	12	25	1300	$5 \cdot 10^{-9}$	—
ФЭУ-112	0,23...1,1	21,5	75	14	6,5	1500	$1 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-11}$
ФЭУ-113	0,4...1,2	34	105	12	4	1500	$8 \cdot 10^{-6}$	—
ФЭУ-114	0,25...0,85	21,5	75	14	80	1400	$5 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-12}$

где  $I_{\text{ф}}$  — ток фотокатода, равный темновому току плюс постоянная составляющая тока фотокатода;  $\gamma$  — интегральная чувствительность ФЭУ.

**Фоторезисторы.** Полупроводниковые приборы, действие которых основано на явлении фотопроводимости, называют фоторезисторами. Явление фотопроводимости было открыто У. Смита в 1873 г., заключается оно в изменении проводимости полупроводников под действием падающего на них излучения. Рассмотрим это явление с точки зрения зонной теории твердого тела.

В твердом теле дискретные энергетические уровни, которые запирают электроны, образуют зоны. Наивысшую энергетическую зону, полностью заполненную электронами, называют валентной. Более высокую энергетическую зону, которая может быть и не заполненной электронами, называют зоной проводимости. Проводимость материала определяется электронами, находящимися в зоне проводимости. В соответствии с квантовомеханическими условиями между валентной зоной и зоной проводимости находится запрещенная энергетическая зона (рис. 6.13, а).

Проводник характеризуется частичным заполнением зоны проводимости; в изоляторе запрещенная энергетическая зона настолько широка (3 эВ и более), что энергия валентных электронов недостаточна для их перехода в зону проводимости, поэтому в ней отсутствуют электроны (рис. 6.13, б). Полупроводник занимает промежуточное положение между проводником и изолятором. В нем ширина запрещенной зоны настолько мала (доли электрон-вольта), что даже при комнатной температуре энергия некоторых валентных электронов достаточна для их перехода через запрещенную зону в зону проводимости (рис. 6.13, в). Состояния, ранее занятые этими электронами, называют дырками.

Под действием электрического или магнитного полей дырки могут перемещаться аналогично электронам, но в противоположном направлении. Следовательно, в чистом полупроводнике переход электрона в зону проводимости создает электронно-дырочную пару носителей заряда, повышающую проводимость. Этот вид проводимости называют собственной проводимостью.

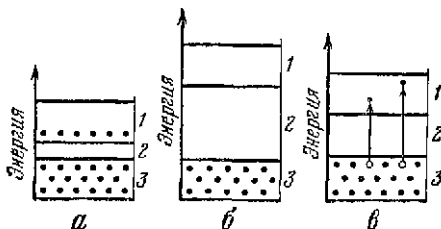
Падающие на полупроводник фотоны отдают свою энергию валентным электронам, которые переходят в зону проводимости и образуют электронно-дырочные пары, изменяющие проводимость полупроводника (явление фотопроводимости).

Пороговую длину волны  $\lambda_0$ , за которой энергия фотона недостаточна для создания электронно-дырочной пары, называют длинноволновой границей и определяют следующим отношением:  $\lambda_0 = 1,24/E_{\text{запр}}$  мкм, где  $E_{\text{запр}}$  — ширина запрещенной зоны, эВ.

Приемники излучения с собственной проводимостью имеют ширину запрещенной зоны при комнатной температуре  $E_{\text{запр}} \geq 0,18$  эВ, поэтому для них  $\lambda_0 < 7$  мкм. При охлаждении ширина запрещенной зоны уменьшается и длинноволновая граница приемника увеличивается. Такой же эффект может быть получен введением небольших количеств примесей других чистых полупроводников; этот процесс называют легированием, а полученные материалы — примесными полупроводниками.

Если примесный атом имеет меньшее количество валентных электронов, чем основной материал, то недостающие ковалентные связи обеспечиваются соседними атомами; в результате этого возникают дырки в валентной области, которые становятся зарядоносителями и образуют материал p-типа.

Рис. 6.13. Энергетические зоны проводника (а), изолятора (б) и полупроводника (в); 1 — зона проводимости; 2 — запрещенная зона; 3 — валентная зона.



Примеси, приводящие к недостатку электронов, называют акцепторными, так как они акцептируют (забирают) электроны из основного материала.

Если примесный атом имеет большее количество валентных электронов, чем основной материал, то он действует как донор электронов и в результате образуется материал *n*-типа. Во всех приемниках инфракрасного излучения используют материал *p*-типа.

Для получения приемника, чувствительного в длинноволновой области, выбирают материал с узкой запрещенной зоной. Но чем уже запрещенная зона, тем больше носителей, возбужденных не фотонами, а термическим путем. В первом приближении считают, что фоторезисторы, чувствительные к излучению с длиной волны до 3 мкм, не требуют охлаждения; в диапазоне 3...8 мкм необходимо умеренное охлаждение (до 77°К), а для фоторезисторов, работающих в диапазоне 8...14 мкм, необходимо глубокое охлаждение (несколько кельвинов).

Фоторезистор подключают к источнику питания последовательно с нагрузочным резистором. При облучении чувствительной площадки изменяется ее электрическое сопротивление; падение напряжения на нагрузочном резисторе представляет собой рабочий сигнал, который через емкостную связь подают в предусилитель.

Различают три группы фоторезисторов: пленочные, монокристаллические и легированные примесями. К первой группе относят селенисто-свинцовые (PbS), селенисто-свинцовые (PbSe) и теллуристо-свинцовые (PbTe) фоторезисторы. Вторую группу составляют фоторезисторы из антимонида индия (InSb) и теллуридов ртути и кадмия (Hg CdTe); третью группу — фоторезисторы из германия (Ge), легированного различными примесями. Рассмотрим параметры и характеристики фоторезисторов в одноэлементном и многоэлементном исполнении.

а) Фоторезисторы на основе сульфида свинца (PbS). Приемники этого типа изготавливают двумя способами: испарением сульфида свинца на стеклянную или кварцевую подложку или химическим осаждением его из соответствующего раствора. В обоих случаях приемники имеют одинаковые спектральные характеристики, но постоянная времени приемника, изготовленного с помощью испарения, в среднем в четыре раза меньше постоянной времени приемника, изготовленного методом химического осаждения.

Фоторезисторы из PbS могут иметь различные размеры чувствительной площадки: от 50 × 50 мкм<sup>2</sup> до нескольких квадратных сантиметров. Обнаружительная способность при комнатной температуре составляет (3...10) × 10<sup>10</sup> см · Гц<sup>1/2</sup>/Вт; при охлаждении максимум чувствительности возрастает в 3-6 раз, а длинноволновая граница смещается в сторону более длинных волн. Для охлаждения приемника подложку с чувствительным слоем монтируют в пластмассовом корпусе, имеющем форму сосуда Дьюара. Охлаждение производят твердой углекислотой (—78° С) или жидким азотом (—195° С).

Технология изготовления и, в частности, степень окисления влияют на чувствительность приемников, особенно в коротковолновом участке спектра. Это позволяет изготавливать фоторезисторы из PbS, пригодные для диапазона 0,6...4 мкм. Внутреннее сопротивление 2 МОм, постоянная времени 100 мкс — у приемников, изготовленных способом испарения, и соответственно 0,5 МОм и 400 мкс — у приемников, изготовленных методом химического осаждения. Интегральная чувствительность 10<sup>5</sup> В/Вт; спектральные характеристики приведены на рис. 6.14.

Неохлаждаемые фоторезисторы, выпускаемые отечественной промышленностью, имеют буквенное обозначение ФСА. Чувствительным элементом служит пленка поликристаллического сульфида свинца толщиной примерно 1 мкм, получаемая методом химического осаждения. В дальнейшем эта пленка подвергается отжигу на воздухе, в результате чего образуются окислы свинца, обеспечивающие высокую фотопроводимость материала.

При тарировке по черному телу с температурой 300° С чувствительность фоторезисторов ФСА достигает 1500 В/Вт. Спектральная чувствительность



при  $\lambda = 2$  мкм превышает 200 мА/Вт. Величина темнового сопротивления лежит в пределах 20 кОм ... 1 МОм; рабочее напряжение выбирают равным  $0,1 R_{\text{т}}$ , где  $R_{\text{т}}$  — темновое сопротивление фоторезистора в килоомах.

Фоторезисторы ФСА малонерционны, что позволяет использовать их при больших частотах модуляции принимаемого лучистого потока. Параметры фоторезисторов приведены в табл. 6.11, а их эскизы представлены на рис. 6.15.

б) Фоторезисторы на основе селенида и теллурида свинца (PbSe, PbTe). Слои селенида свинца получают разработанным недавно способом химического осаждения, а слой теллурида свинца — способом сублимации с последующей обработкой в вакууме при небольшом давлении кислорода. Оба слоя требуют охлаждения до температуры 78 К; для этой цели их помещают в баллон, имеющий форму сосуда Дьюара (рис. 6.16). Спектральные характеристики рассматриваемых фоторезисторов (рис. 6.17) указывают на возможность их применения в спектральном интервале 2...6 (PbTe) и даже до 8 (PbSe) мкм. Обнаружительная способность при охлаждении чувствительного слоя до 78 К составляет  $10^{10}$  см $\cdot$ Гц $^{1/2}$ /Вт у фоторезисторов PbSe и  $2 \cdot 10^9$  см $\cdot$ Гц $^{1/2}$ /Вт — у фоторезисторов PbTe; темновое сопротивление 10 МОм и 500 МОм соответственно.

В последние годы разработаны фоторезисторы из поликристаллических пленок PbTe. Пленки осаждают на стеклянных и кремниевых подложках, нагретых до температуры 600 К, и сенсибилизируют кислородом.

Рис. 6.14. Спектральные характеристики сернисто-свинцовых (PbS) фоторезисторов при различных температурах чувствительного слоя.

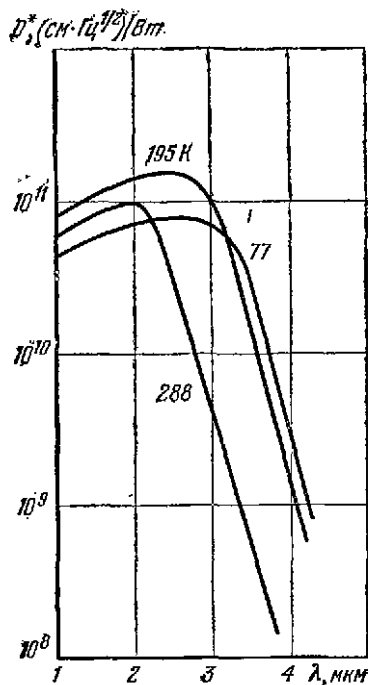
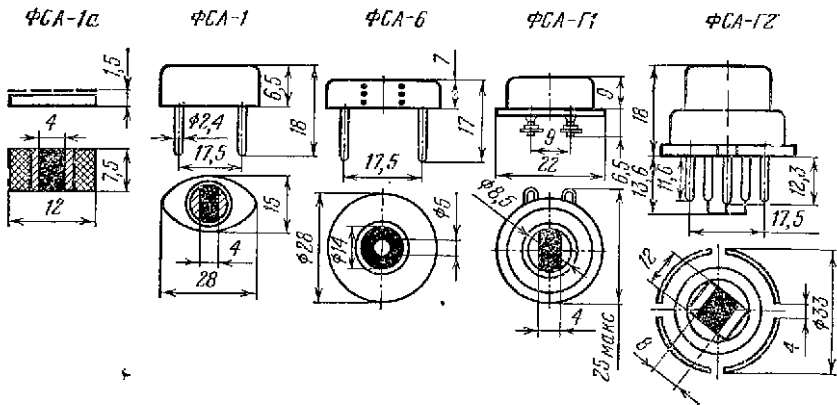


Таблица 6.11

Параметры неохлаждаемых сернисто-свинцовых фоторезисторов

Марка фоторезистора	Площадь чувствительной площади, мм <sup>2</sup>	Длина волны максимальной чувствительности, мкм	Длинноволновая граница чувствительности, мкм	Рабочее напряжение, В	Темновое сопротивление, Мом	Темновой ток, мкА	Постоянная времени, с	Допустимая рассеиваемая мощность, Вт	Габариты, мм
ФСА-0	7,5 × 12	2,1	3,2	4...40	0,04...0,4	—	4 · 10 <sup>-6</sup>	0,002	7,5 × 12
ФСА-1	7,5 × 12	2,1	3,2	4...40	0,04...0,4	150 (U=15В)	4 · 10 <sup>-6</sup>	0,002	7,5 × 12
ФСА-6	5,5 × 28	2,1	3,2	5...30	0,05...0,3	150 (U=15В)	4 · 10 <sup>-6</sup>	0,002	5,5 × 28
ФСА-Г1	9 × 22	2,1	3,2	10...75	0,0047...0,043	—	—	0,002	9 × 22
ФСА-Г2	—	2,1	3,2	10...75	0,0047...0,043	—	—	0,002	—

Рис. 6.15. Неохлаждаемые фоторезисторы марки ФСА.



Фоторезисторы из РbТе квадратной формы толщиной 1 мкм имеют при 90 К сопротивление порядка  $10^8$  Ом, максимальные значения вольтовой чувствительности и обнаружительной способности  $10^6$  В/Вт и  $1,4 \cdot 10^{10}$  см · Гц<sup>1/2</sup>/Вт соответственно, постоянную времени 10 ... 30 мкс и длинноволновую границу чувствительности около 5 мкм [21].

в) Фоторезисторы на основе антимонида индия (InSb) и теллуридов ртути и кадмия (HgCdTe). Фоторезисторы из антимонида индия являются наиболее совершенными и чувствительными для использования в области 4 мкм. Они имеют низкий уровень собственных шумов и применяются для регистрации малых лучистых потоков.

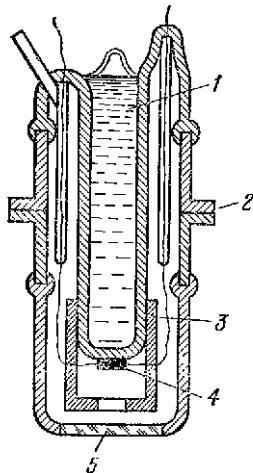


Рис. 6.16

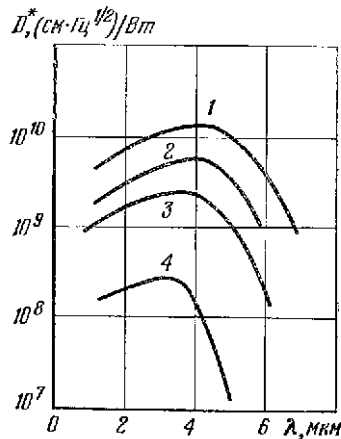


Рис. 6.17

Рис. 6.16. Примерная конструкция пленочного охлаждаемого фоторезистора: 1 — жидкий азот; 2 — сосуд Дьюара; 3 — охлаждаемый экран; 4 — фоточувствительный слой; 5 — входное окно.

Рис. 6.17. Спектральные характеристики селенисто-свинцовых и теллуристо-свинцового фоторезисторов: 1 — Pb Se (77 К); 2 — Pb Se (195 К); 3 — Pb Te (77 К); 4 — Pb Se (288 К).

Приемники из InSb изготавливают с размерами чувствительных площадок от  $50 \times 50$  мкм до  $5 \times 5$  мм; они могут работать при различных температурах. При комнатной температуре максимальная чувствительность приходится на длину волны 6,5 мкм; обнаружительная способность при этой длине волны составляет  $3 \cdot 10^8$  см · Гц<sup>1/2</sup>/Вт. Постоянная времени порядка 50 нс, длинноволновая граница чувствительности 7,5 мкм, внутреннее сопротивление 5... 10 Ом. Малая величина внутреннего сопротивления затрудняет согласование приемника с предварительным усилителем и электронную обработку снимаемых сигналов. Приемники, охлаждаемые термоэлектрическими холодильниками или охлаждающими газами до температуры  $-40... -80^\circ$  С, имеют обнаружительную способность  $3 \cdot 10^9$  см · Гц<sup>1/2</sup>/Вт, длинноволновую границу чувствительности 6,5 мкм, постоянную времени 0, 1 мкс и внутреннее сопротивление 150 Ом.

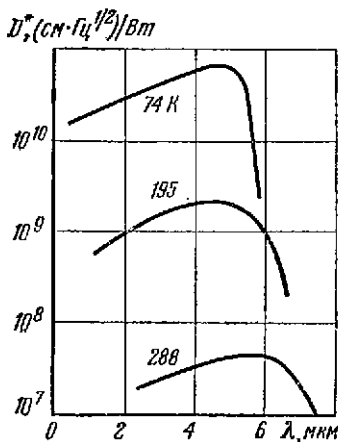
Наибольшую чувствительность приемники из антимонида индия имеют при температуре  $-195^\circ$  С. До такой температуры они охлаждаются холодильниками, основанными на эффекте Джоуля — Томсона, жидким азотом, помещенным в сосуд Дьюара, или холодильниками с замкнутым циклом. Порог чувствительности при длине волны 5 мкм, частоте модуляции излучения 800 Гц и полосе пропускания 1 Гц составляет  $3 \cdot 10^{-10}$  Вт, максимальная интегральная чувствительность для элемента с площадью  $1 \text{ мм}^2$  достигает  $2 \cdot 10^9$  В/Вт, постоянная времени в среднем равна 5 мкс, длинноволновая граница чувствительности 5,5 мкм, внутреннее сопротивление 2 кОм. Особенностью этих фоторезисторов является смещение спектральной характеристики при охлаждении чувствительного слоя не в длинноволновую, а в коротковолновую область спектра (рис. 6.18).

Многоэлементные приемники на основе InSb выполняют одномерными — в виде линейки из 10 или 20 элементов и двумерными. Одномерные приемники имеют следующие параметры [67]: число элементов в линейке 10, форма элемента квадратная со стороной 250 мкм, зазор между элементами 25 мкм, обнаружительная способность соответствующая длине волны 5 мкм, составляет  $4,5 \cdot 10^{10}$  см · Гц<sup>1/2</sup>/Вт, что близко к теоретическому пределу; при наличии охлажденной диафрагмы, ограничивающей поле зрения, может быть получена обнаружительная способность  $1,5 \cdot 10^{11}$  см · Гц<sup>1/2</sup>/Вт. Внутреннее сопротивление 1,5 кОм, среднее квадратическое отклонение значения интегральной чувствительности от математического ожидания составляет 12% при одинаковом токе, проходящем через каждый элемент.

Двумерный приемник, состоящий из 100 одинаковых элементов, имеет большие пределы изменения интегральной чувствительности: при одинаковом токе, проходящем через элементы, среднее квадратическое отклонение составляет 30%; обнаружительная способность равна  $2,5 \cdot 10^{10}$  см · Гц<sup>1/2</sup>/Вт.

В последнее время для изготовления многоэлементных приемников на основе InSb и InAs используют метод ионного внедрения. Пластины монокристаллического InSb *n*-типа облучают ионами Zn с последующим отжогом в инертном газе при температуре 675 К. В результате ионного легирования образуется слой *p*-типа. Мозаичные матрицы содержат несколько сотен элементов с *p-n* переходами и отличаются высокой однородностью свойств.

Рис. 6.18. Спектральные характеристики фоторезистора на основе антимонида индия (InSb) при различных температурах чувствительного слоя.



Максимальное значение обнаружительной способности фоторезисторов, полученных методом ионного легирования InSb, составляет  $7 \cdot 10^{10}$  см<sup>2</sup> · Гц<sup>1/2</sup>/Вт и соответствует длине волны 5,3 мкм.

Для легирования InAs используют внедрение ионов S. После легирования образцы отжигают в атмосфере инертного газа при температуре 725 К. В результате ионного легирования на исходном материале InAs, p-типа создается слой n-типа.

Максимальное значение обнаружительной способности многоэлементных приемников из InAs с ионным внедрением составляет  $1,3 \cdot 10^{11}$  см<sup>2</sup> · Гц<sup>1/2</sup>/Вт и соответствует длине волны 3,1 мкм.

Наиболее крупные успехи в области ИК обнаружения и оптических систем связи за последнее десятилетие достигнуты благодаря разработке фоторезисторов на основе сплавов из HgTe и CdTe. Принципиальная возможность использования этих сплавов в фотоприемниках была установлена еще в 1959 г., но их широкое применение ограничивалось технологическими трудностями выращивания монокристаллов, однородных по составу и электрофизическим свойствам.

Для выращивания кристаллов HgCdTe используют смесь чистых химических элементов либо смесь предварительно синтезированных соединений HgTe и CdTe. Монокристаллы HgCdTe допускают фотомеханическую обработку, что позволяет изготавливать из них одно- и многоэлементные приемники с малым размером чувствительной площадки.

Чувствительный элемент с помощью эпоксидного клея укрепляют на сапфировой или германевой подложке и полировкой доводят до нужной толщины (20...30 мкм). Дефекты кристаллической решетки, вызванные механической обработкой, ухудшают характеристики фоторезистора, поэтому в дальнейшем чувствительный элемент подвергают химическому травлению. Омические контакты наносят вакуумным напылением индия, пайкой или электролитическим осаждением. Средние размеры чувствительного элемента  $0,25 \times 0,25$  мм.

Фоторезисторы из HgCdTe имеют спектральный диапазон чувствительности 8...13 мкм, максимальное значение обнаружительной способности порядка  $9 \cdot 10^{10}$  см<sup>2</sup> · Гц<sup>1/2</sup>/Вт при длине волны 10 мкм, сопротивление 100...300 Ом и постоянную времени  $1 \cdot 10^{-6}$  с [21].

По обнаружительной способности и быстродействию в диапазоне 8...14 мкм эти фоторезисторы не уступают лучшим образцам фоторезисторов из примесного германия. Но последние требуют глубокого охлаждения, в то время как рабочая температура фоторезисторов из HgCdTe равна 77 К.

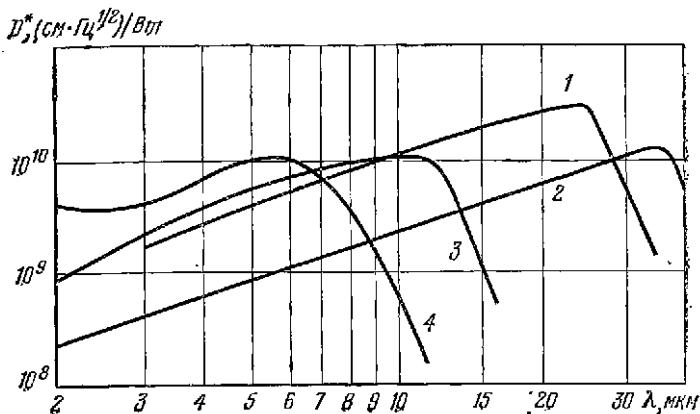
г) Фоторезисторы на основе германия, легированного примесями. Длинноволновая граница чувствительности германия с собственной проводимостью лежит в ближней инфракрасной области. Область чувствительности примесного германия определяется величиной энергии ионизации легирующих примесей. В качестве таких примесей применяют медь, ртуть, цинк, золото и другие материалы.

Приемники из германия, легированного медью, охлаждают до температуры 4,2 К; они имеют спектральный диапазон чувствительности 2...27 мкм с максимумом чувствительности при длине волны 25 мкм (рис. 6.19); максимальное значение обнаружительной способности  $3 \cdot 10^{10}$  см<sup>2</sup> · Гц<sup>1/2</sup>/Вт, постоянная времени  $3 \cdot 10^{-9}$  с, внутреннее сопротивление  $2 \cdot 10^4$  Ом, интегральная чувствительность 1000 В/Вт.

Приемники из германия, легированного ртутью, также требуют глубокого охлаждения (4,2, или 27 К); они имеют спектральный диапазон чувствительности от 2 до 15 мкм (рис. 6.19), максимальное значение обнаружительной способности  $4 \cdot 10^{10}$  см<sup>2</sup> · Гц<sup>1/2</sup>/Вт при длине волны 11 мкм, постоянную времени  $10^{-9}$  с и внутреннее сопротивление  $1...4 \cdot 10^4$  Ом.

Приемники из германия, легированного золотом, могут работать при более высокой температуре (77К), но их длинноволновая граница не превышает 20 мкм. Обнаружительная способность этих приемников лежит в пределах  $3 \cdot 10^9... 1 \cdot 10^{10}$  см<sup>2</sup> · Гц<sup>1/2</sup>/Вт, постоянная времени  $3 \cdot 10^{-8}$  с, внутреннее сопротивление  $4 \cdot 10^5$  Ом.

Рис. 6.18. Спектральные характеристики фоторезисторов на основе германия, легированного примесями: 1 — Ge: Cu (4,2 К); 2 — Ge: Zn (4,2 К); 3 — Ge: Hg (30 К); 4 — Ge: Au (77 К).



Германий, легированный галлием, оказался удобным материалом для фотоприемников, чувствительных в области 40...120 мкм. Из такого материала изготавливают приемники с площадью чувствительного слоя 6,25 мм<sup>2</sup>; малозумящие контакты наносят припоем из 90% индия и 10% галлия. Максимальное значение обнаружительной способности приемника равно  $3 \cdot 10^{11}$  см · Гц<sup>1/2</sup>/Вт, постоянная времени  $4 \cdot 10^{-8}$  с [21].

д) Фоторезисторы для ближней и инфракрасной области спектра. Основными материалами для изготовления промышленных фоторезисторов, чувствительных в ближней инфракрасной области спектра, служат сульфид и селенид кадмия. Чувствительный слой используют в виде монокристаллов, поликристаллических тонких пленок, получаемых испарением в вакууме, толстых пленок, осаждаемых из суспензий, а также в виде таблеток, спрессованных и спеченных из порошкообразного материала. Прессованные фоторезисторы маркируют буквами ФСК, пленочные ФСК-П, или СФ и монокристаллические ФСК-М.

Конструктивная схема фоторезисторов следующая. Пленку (пластинку, таблетку) полупроводникового материала наносят или наклеивают на диэлектрическую подложку; на центральную часть, являющуюся рабочей площадкой, наносят термическим испарением полосы металла, к свободным краям которых подпаивают выводы. Площадь рабочей площадки 0,45...120 мм<sup>2</sup>; форма близка к прямоугольной. Для защиты от внешних воздействий поверхность чувствительного элемента покрывают слоем прозрачного лака. Фоторезисторы выпускают без корпуса, в пластмассовом корпусе с выводами в виде штырей или гибких проводников и в металлическом корпусе (герметизированные) для работы в условиях повышенной влажности.

Отличительной особенностью селенисто-кадмиевых фоторезисторов (CdS) является возможность получения больших фототоков порядка нескольких миллиампер. Их световые характеристики близки к линейным. Чувствительность высокая (в среднем около 6 мА/В · лм), интегральная чувствительность достигает значений 3...10 А/лм, темновое сопротивление  $10^7...10^{10}$  Ом, постоянная времени лежит в пределах 1...140 мс. Частотная и спектральная характеристики представлены на рис. 6.20.

Селенисто-кадмиевые фоторезисторы (CdSe) имеют еще более высокую чувствительность (30...600 мА/В · лм), их интегральная чувствительность достигает 15...20 А/лм. Темновое сопротивление около  $5 \cdot 10^8$  Ом, постоянная времени не превышает 20 мс, порог чувствительности  $10^{-11}$  лм, что на

Параметры промышленных фоторезисторов, чувствительных в ближней инфракрасной области спектра

Тип фоторезистора	Площадь чувствительной площадки, мм <sup>2</sup>	Длина волны максимальной чувствительности, мкм	Длинноволновая граница чувствительности, мкм	Рабочее напряжение, В
Сернисто-кад				
ФСК-0	28	0,64	0,9	220
ФСК-1	28	0,64	0,9	220
ФСК-2	28	0,64	0,9	220
ФСК-4	24	0,64	0,9	220
ФСК-5	1,0	0,64	0,9	60
ФСК-6	125	0,64	0,9	220
ФСК-7а	200	0,64	0,9	220
ФСК-7б	200	0,64	0,9	50
ФСК-Г1	28,8	0,64	0,9	50
ФСК-Г2	57,6	0,64	0,9	50
Селенисто-кад				
ФСД-0	28	0,78	1,22	30
ФСД-М	2,0	0,74	1,22	100
ФСД-1	—	0,78	1,22	30
ФСД-Г1	—	0,78	1,22	20
ФСД-Г1	—	0,78	1,22	200
СФ2-4	4	0,45...0,85	0,85	5...50
СФ2-8	—	—	0,85	100
СФ2-16	1,8×0,25	0,60	0,85	10
СФ2-2	72	0,65	0,9	1,3—5
СФ3-1	1,25	0,78	1,1	15
СФ3-1А	0,9	0,74	1,0	15—50
СФ3-2А	—	0,67...0,77	0,85	10
СФ3-2Б	—	0,67...0,77	0,85	10
СФ3-3	10	0,76	1,1	10
СФ3-4А	—	0,67...0,77	0,85	1,5
СФ3-4Б	—	0,67...0,77	0,85	1,5
СФ3-5	8×5,8	0,4...1,1	1,1	2
СФ3-8	8×5,8	0,4...1,1	1,1	20

порядок лучше, чем у сернисто-кадмиевых фоторезисторов. Спектральные характеристики даны на рис. 6.21.

Параметры фоторезисторов на основе CdS и CdSe приведены в табл. 6.12, а на рис. 6.22 изображены их эскизы.

Основными шумами фоторезисторов являются токовые и тепловые шумы. Типовая зависимость среднего квадратического значения напряжения шума

$\sqrt{U_{ш}^2}$  от частоты  $f$  показана на рис. 6.23. В области низких частот (до  $f = 1000$  Гц) преобладает токовый шум, поэтому  $\sqrt{U_{ш}^2}$  пропорционально  $1/f$ ; в диапазоне частот 1000..10000 Гц преобладающим является генерационно-рекомбинационный шум, а при частотах десятки килогерц и больше основными шумами будут тепловые и радиационные. В сводной табл. 6.13 приведены параметры современных фоторезисторов иностранного производства.

Таблица 6.12

Темновое сопротивление, МОм	Темновой ток, мкА	Удельная чувствительность, мкА/лм·В	Постоянная времени, с	Габариты, мм
<b>миевые (CdS)</b>				
3,3	—	6000	$2,5 \cdot 10^{-2}$	—
3,3	15	6000	$2,5 \cdot 10^{-2}$	4,5×28
3,3	15	1200	—	4,5×12,5×28
2,0	30	6000	—	—
5...10	1	3000	—	0,9×1,0×6,0
3,3	—	3000	—	—
0,5	100	6000	—	—
0,1	100	6000	—	—
0,3	1,5	6000	—	—
1,6	3,0	6000	—	—
<b>миевые (CdSe)</b>				
2,0	10	20000	$5 \cdot 10^{-8}$	2×8,5×16,5
100	—	—	—	—
2,0	—	30000	$(3...15) \cdot 10^{-8}$	—
2,0	10	600	$5 \cdot 10^{-8}$	22×9
2,0	10	—	—	—
—	1,5 ( $U=15$ В)	—	0,125	6,7×3,2
100	—	—	—	—
3,3	3	—	$10^{-4}$	3,4×2,3
2,0	—	—	1,5	15×9×3,5
30	0,5 ( $U=15$ В)	—	—	8×5×2,5
30	0,5 ( $U=15$ В)	—	—	8×5×2,5
5,0	2	—	$2 \cdot 10^{-5}$	—
10	0,01	—	$8 \cdot 10^{-6}$	—
10	0,3	—	$6 \cdot 10^{-6}$	10,3×4,3
1,0	1,5	—	$2 \cdot 10^{-5}$	—
100	0,015	—	$8 \cdot 10^{-6}$	—
2	1 ( $U=20$ В)	—	$(1...6) \cdot 10^{-5}$	8×5,8
20	5 ( $U=20$ В)	—	$(1...6) \cdot 10^{-5}$	8×5,8

Приемники излучения с *p-n* переходом. Электронно-дырочный *p-n* переход возникает в области полупроводника, где состав примеси меняется от акцепторного к донорному типу. Электронно-дырочный переход, образованный на границе двух областей одинакового материала, называют гомогенным, или однородным. Такой переход создают в процессе выращивания кристалла путем изменения состава примеси или диффузией примеси противоположного типа в поверхностный слой легированного полупроводника.

Электронно-дырочный переход может быть создан на границе двух различных полупроводников с противоположным типом электропроводности, например, *p* (Si)-*n* (GaAs); такой переход называют гетеропереходом.

Если концентрация акцепторов в *p*-области равна концентрации доноров в *n*-области, то электронно-дырочный переход является симметричным. В приемниках излучения чаще всего используют несимметричные переходы, когда степени легирования *p*- и *n*-областей различны. Область с более высо-

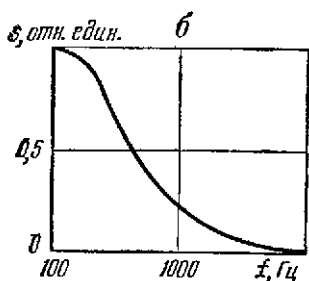
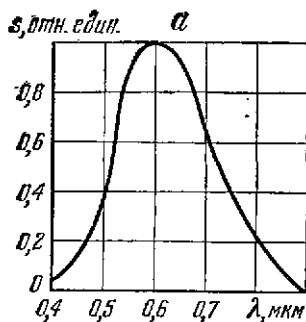


Рис. 6.20. Спектральная (а) и частотная (б) характеристики сернисто-кадмиевых (CdS) фоторезисторов.

Рис. 6.21. Спектральная характеристика селенисто-кадмиевых (CdSe) фоторезисторов (прессованных и пленочных).

Рис. 6.22. Эскизы фоторезисторов промышленного производства, чувствительной в ближней инфракрасной области спектра: а — ФСК-7а; б — ФСК-7б; в — ФСК-1; г — ФСК-6; д — ФСК-2; е — ФСК-4; ж — ФСК-Г1 и ФСД-Г1; з — ФСК-12.

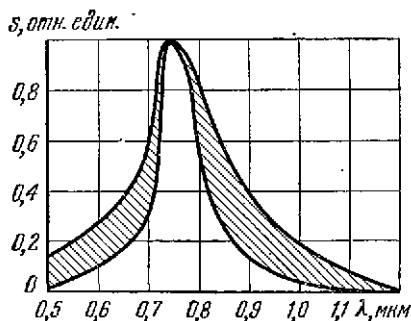


Рис. 6.20

Рис. 6.21

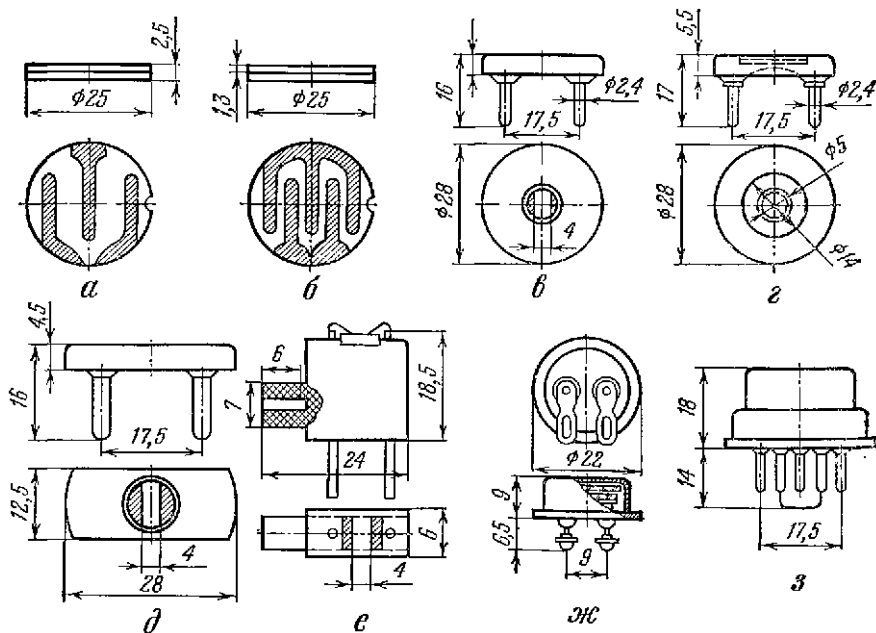


Рис. 6.22



кой концентрацией примеси обозначают плюсом над соответствующей буквой (например,  $p-n^+$  или  $p^+-n$  переход); буквой  $i$  обозначают область с одинаковой проводимостью.

Когда  $p-n$  переход не освещен и на него не подано внешнее напряжение, ток по проводнику, соединяющему наружные контакты двух областей, отсутствует, так как потоки электронов и дырок через переход уравновешивают друг друга. Приложенное к системе внешнее напряжение или облучение потоком спектрального состава, соответствующего области собственного поглощения полупроводника, нарушает равновесие токов, текущих через переход. На использовании этого свойства основано устройство приемников излучения с  $p-n$  переходом; они могут работать в фотогальваническом или в фотодиодном режимах. В первом случае приемник при облучении генерирует в. д. с. без внешнего источника питания; во втором случае к приемнику подводится внешнее напряжение и ток, проходящий через нагрузочный резистор, изменяется в зависимости от освещенности  $p-n$  перехода (рис. 6.24).

Фотогальванические приемники инфракрасного излучения, т. е. приемники с  $p-n$  переходом, работающие в фотогальваническом режиме, изготавливают из узкозонных полупроводниковых материалов (InSb, InAs, HgCdTe). Спектральная характеристика фотогальванического приемника из антимонида индия, охлажденного до температуры 78 К, показана на рис. 6.25. Пороговая чувствительность приемника составляет  $2 \cdot 10^{-12}$  Вт, обнаружительная способность близка к теоретическому пределу, постоянная времени не превышает  $10^{-6}$  с.

Успехи в металлургии сплавов HgCdTe способствовали разработке одно- и многоэлементных фотогальванических приемников с ионным легированием. Преимущества  $p-n$  переходов, сформированных ионным легированием, перед диффузионными заключается в том, что они располагаются на небольшой глубине (менее 1 мкм). Поэтому практически все возбужденные носители достигают  $p-n$  перехода и квантовая эффективность приемников возрастает. Обнаружительная способность фотодиодов на основе ионнолегированных переходов равна  $7,3 \cdot 10^{10}$  см $\cdot$  Гц $^{1/2}$ /Вт при длине волны 10,6 мкм и температуре 78 К.

Рис. 6.23. Зависимость среднего квадратического значения напряжения шума фоторезисторов от частоты.

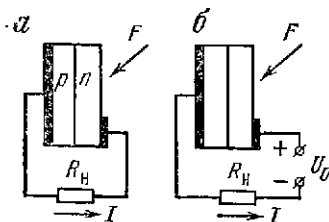
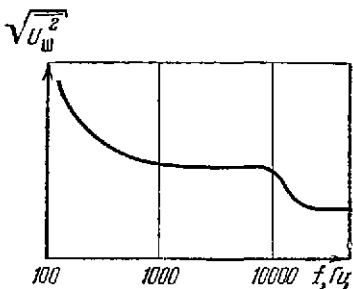


Рис. 6.24

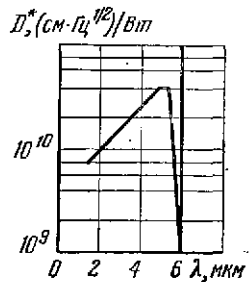


Рис. 6.25

Рис. 6.24. Схемы включения приемника излучения с электронно-дырочным переходом: а — фотогальванический режим; б — фотодиодный режим.  
Рис. 6.25. Спектральная характеристика фотогальванического приемника из антимонида индия.

## Параметры фоторезисторов иностранного производства

Материал чувствительного слоя	Рабочая температура слоя, К	Длина волны максимальной чувствительности, мкм	Длинноволновая граница чувствительности, мкм	Максимальная обнаруживаемая способность, см·Гц <sup>1/2</sup> /Вт, частота модуляции, Гц
1	2	3	4	5
PbS	295	2,1	3,0	$(0,5...1) \cdot 10^{11}$ , 800
PbS	195	2,6	3,3	$(2...7) \cdot 10^{11}$ , 800
PbS	77	2,9	3,8	$(0,8...2) \cdot 10^{11}$ , 800
PbSe	295	3,8	4,6	$(1...4) \cdot 10^9$ , 800
PbSe	195	4,2	5,1	$(1...4) \cdot 10^{10}$ , 800
PbSe	77	5,1	6,6	$(1...3) \cdot 10^{10}$ , 800
PbTe	77	4,0	6,6	$0,8 \cdot 10^{10}$ , 90
InAs*	295	3,2	3,7	$(3...7) \cdot 10^9$ , 900
InAs*	195	3,2	3,5	$(3...25) \cdot 10^{10}$ , 1800
InAs*	77	2,9	3,2	$(20...70) \cdot 10^{10}$ , 1000
InSb	295	6,5	7,3	$(4...6) \cdot 10^7$ , 800
InSb	195	5,1	6,5	$(0,5...0,9) \cdot 10^{10}$ , 800
InSb	77	5,3	5,9	$(2...6) \cdot 10^{10}$ , 900
InSb*	77	5,1	5,6	$(3...8) \cdot 10^{10}$ , 900
Ge : Au (p-тип)	77	5,4	9,0	$(0,3...1) \cdot 10^{10}$ , 800
Ge : Au (n-тип)	77	1,5	5,5	$1 \cdot 10^{10}$ , 90
HgCdTe*	77	10,6	15	$4 \cdot 10^{10}$ , 1000 (для $\lambda = 10$ мкм)
Ge-Si : Zn	48	10,5	15	$1 \cdot 10^{10}$ , 100
Ge : Hg	30	11	14	$(1...1,5) \cdot 10^{10}$ , 900
Ge : Cd	28	17	24	$1,2 \cdot 10^{10}$ , 400
Ge : Cu	4,2	23	29	$(1,5...3) \cdot 10^{10}$ , 1800
Ge : Zn	4,2	37	40	$(0,9...1,2) \cdot 10^{10}$ , 800

Примечания: 1. Знаком звездочки \* отмечены фотогальванические при граница соответствует  $D^* = 0,2D^*_{\text{макс}}$ . 3. Значения  $D^*_{\text{макс}}$  даны для темпера

Таблица 6.13

Постоянная времени, с	Темловое сопротивление, Ом	Преобладающий вид шума
6	7	8
(5...50) · 10 <sup>-5</sup> (8...40) · 10 <sup>-4</sup> (5...30) · 10 <sup>-4</sup>	(0,5...10) · 10 <sup>6</sup> (0,5...5) · 10 <sup>6</sup> (1...10) · 10 <sup>6</sup>	Токовый и генерационно-рекомбинационный
2 · 10 <sup>-6</sup> 30 · 10 <sup>-6</sup> 40 · 10 <sup>-6</sup> 5 · 10 <sup>-6</sup> 1 · 10 <sup>6</sup> 1 · 10 <sup>-6</sup> 2 · 10 <sup>-6</sup> 0,2 · 10 <sup>-6</sup> 1 · 10 <sup>-6</sup>	(1...10) · 10 <sup>6</sup> 10 <sup>7</sup> (5...10) · 10 <sup>6</sup> (5...50) · 10 <sup>6</sup> 20 — 10 <sup>5</sup> 20 20	Токовый » » » Тепловой » » » » Токовый
(1...10) · 10 <sup>-6</sup> 1 · 10 <sup>-6</sup>	(2...10) · 10 <sup>8</sup> (1...50) · 10 <sup>8</sup>	» Токовый и генерационно-рекомбинационный
1 · 10 <sup>-6</sup>	(0,1...10) · 10 <sup>6</sup>	Токовый
50 · 10 <sup>-6</sup>	—	»
10 <sup>-4</sup>	5...50	—
10 <sup>-6</sup>	0,1 · 10 <sup>6</sup>	Токовый и генерационно-рекомбинационный
10 <sup>-6</sup>	(0,2...10) · 10 <sup>4</sup>	Токовый
10 <sup>-6</sup>	2 · 10 <sup>4</sup>	Токовый и генерационно-рекомбинационный
10 <sup>-6</sup>	(0,5...1) · 10 <sup>6</sup>	»
10 <sup>-8</sup>	0,3 · 10 <sup>6</sup>	Токовый

емники излучения. 2. Длинноволновая туры фона 300 К.

20-элементные фотогальванические приемники на основе HgCdTe имеют следующие параметры: рабочая температура 77 К, спектральная область чувствительности 8...11 мкм, площадь чувствительного элемента 10<sup>-4</sup> см<sup>2</sup>, расстояние между элементами 50 мкм, обнаружительная способность 5 · 10<sup>8</sup> см × Гц<sup>1/2</sup>/Вт, квантовая эффективность 20% [21].

В 1971 г. появились первые сообщения о промышленном производстве фотогальванических приемников на основе сплавов PbSnTe. Приемники охлаждаются до температуры 78 К и монтируются на охлаждаемой площадке небольшого стеклянного дьюара с объемом азота, достаточным для работы в течение часа. Спектральная область чувствительности этих приемников 8...12 мкм, сопротивление 20...150 Ом, обнаружительная способность 2 · 10<sup>10</sup> см · Гц<sup>1/2</sup>/Вт, постоянная времени 1,5 · 10<sup>-8</sup> с.

Достигнут значительный прогресс в технологии фотогальванических приемников на основе Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te. Их обнаружительная способность доведена до 2 · 10<sup>11</sup> см · Гц<sup>1/2</sup>/Вт, а квантовая эффективность до 27%. Высокая однородность электрофизических свойств полупроводниковых материалов на основе сплавов PbTe — SnTe делает их, по мнению иностранных специалистов, перспективными в разработке многоэлементных приемников для тепловидения, где требуются одинаковые характеристики фотоприемников в пределах одной многоэлементной цепи.

Созданные в настоящее время многоэлементные фотогальванические приемники на основе PbSnTe имеют следующие параметры: число элементов 100, площадь элемента 100 × 100 мкм<sup>2</sup>, ток через элемент ~ 200 мкА, вольтовая чувствительность не менее 80 В/Вт, обнаружительная способность 5 · 10<sup>8</sup> см · Гц<sup>1/2</sup>/Вт, область максимальной чувствительности 8...9 мкм [21].

Высокое быстродействие и большая обнаружительная спо-

способность фотогальванических приемников на основе  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ,  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  и других материалов позволяет использовать их для обнаружения очень слабых сигналов, модулированных по высокой частоте. Наибольшее распространение они получили в системах лазерной связи и локации, основанных на использовании лазеров на  $\text{CO}_2$  ( $\lambda = 10,6$  мкм).

Особую группу фотогальванических приемников излучения составляют приемники с продольным или латеральным фотоэффектом. Суть этого эффекта состоит в том, что при неравномерном освещении  $p$ - $n$  перехода наряду с поперечной э. д. с., возникающей между  $p$ - и  $n$ -областями, образуется фото-э. д. с., направленная вдоль перехода. Продольный фотоэффект на  $p$ - $n$  переходе используют в так называемых координатно-чувствительных приемниках, предназначенных для определения координат точки, в которой сфокусировано падающее излучение.

Принципиальная схема координатно-чувствительного приемника изображена на рис. 6.26, а; материалом, из которого он изготовлен, служит германий. В том случае, когда  $n$ -область между выводами освещена равномерно или когда сфокусированное в точку излучение находится в центре приемника, продольная фото-э. д. с. равна нулю. Смещение пятна остаточных aberrаций на некоторую величину  $x$  относительно центра приемника (рис. 6.26, б) вызывает появление разности потенциалов  $U_x$  между выводами А и Б. Зависимость величины продольной фото-э. д. с. от положения пятна показана на рис. 6.26, в. Аналитическое выражение этой зависимости следующее:

$$U_x = \frac{\rho I_{\Phi}}{2\pi l} \ln \frac{d+x}{d-x},$$

где  $\rho$  — удельное сопротивление  $n$ -области;  $l$  — толщина  $n$ -области;  $I_{\Phi}$  — полный фототок.

При малых смещениях пятна справедлива приближенная формула:

$$U_x = \rho I_{\Phi} x / (\pi l d).$$

Если по краям приемника сделать не два, а четыре вывода (по взаимно перпендикулярным направлениям), то можно измерять две координаты пятна

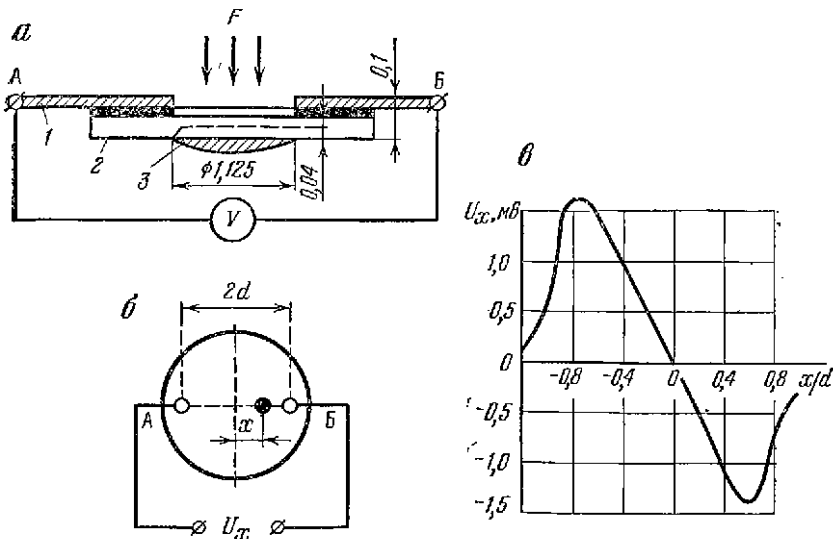
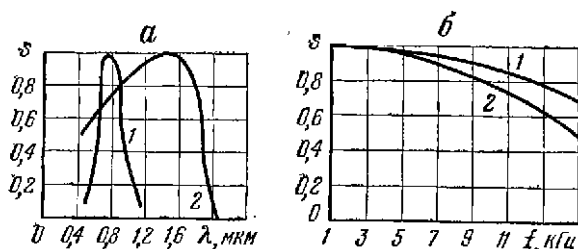


Рис. 6.26. Схема устройства координатно-чувствительного фотогальванического приемника (а), его геометрия (б) и характеристика (в): 1 — вывод; 2 — германиевая пластина ( $n$ -область); 3 — индиевый электрод.

Рис. 6.27. Спектральные (а) и частотные (б) характеристики серийных плоскостных фотодиодов: 1 — кремниевый; 2 — германиевый.



(изображения какого-либо теплоизлучающего объекта) относительно центра приемника. Следует заметить, что величина фототока  $I_{\text{ф}}$  зависит от потока воспринимаемого излучения, поэтому выходной сигнал  $U_x$  зависит не только от положения пятна, но и от мощности теплового излучения объекта.

Чувствительность приемника излучения с продольным фотоэффектом достигает нескольких десятков вольт на ватт, линейный участок характеристики соблюдается при  $|x/d| < 0,2$ , постоянная времени — единицы микросекунд.

Вторым типом приемников излучения с  $p$ - $n$  переходом являются фотодиоды — приемники, работающие в фотодиодном режиме. Они отличаются от фотогальванических приемников тем, что на них подается внешнее (запирающее) напряжение (рис. 6.24, б). Когда фотодиод не облучен и на  $p$ - $n$  переход подано запирающее напряжение, через него течет небольшой ток, обусловленный неосновными носителями (электронами в  $p$ -области и дырками в  $n$ -области) полупроводника. При облучении фотодиода возникают пары электрон — дырка. Дырки диффундируют вглубь и, подойдя к  $p$ - $n$  переходу, увлекаются в  $p$ -область. Возрастание количества неосновных носителей вызывает добавочное падение напряжения на нагрузочном резисторе  $R_n$ .

Различают три типа фотодиодов: *точечные*, *плоскостные* и *поверхностно-барьерные*. Точечный фотодиод выполнен в виде тонкой пластины монокристаллического германия с проводимостью  $p$ -типа, к которой присоединяют коллектор в виде металлического электрода из пружинящей вольфрамовой проволоки. При облучении внешней стороны пластины германия под острием коллектора образуется область диаметром 1 мм с проводимостью  $p$ -типа. Так образуется  $n$ - $p$  переход. Вместо вольфрамового коллектора в точечном фотодиоде используют также каплю индия, образующую в монокристалле проводимость  $p$ -типа. Такие фотодиоды имеют высокую чувствительность на больших частотах в диапазоне длин волн 0,4...1,0 мкм.

Плоскостные фотодиоды имеют форму прямоугольных пластин размерами  $1 \times 1 \times 3,5$  мм. Наибольшая эффективность достигается при падении потока излучения в пределах нескольких десятых миллиметра от  $p$ - $n$  перехода. Спектральные и частотные характеристики плоскостных фотодиодов приведены на рис. 6.27. Максимальная чувствительность соответствует длинам волн 1,5 мкм для германиевого и 0,7 мкм для кремниевого фотодиодов. Длинноволновая граница соответственно равна 2 и 1,2 мкм. При частотах модуляции до 7...8 кГц фотодиоды практически безынерционны; при частотах, превышающих 15 кГц, их чувствительность снижается вдвое по сравнению с режимом непрерывного излучения. Конструкция фотодиодов в пластмассовом и в металлическом корпусе показана на рис. 6.28.

Высокую чувствительность имеют фотодиоды на основе  $\text{InSb}$ ,  $\text{InAs}$  и  $\text{HgCdTe}$ . Так, например, лучшие образцы фотодиодов из  $\text{InSb}$  имеют максимальное значение обнаружительной способности, превышающее  $1 \cdot 10^{11}$  см · Гц<sup>1/2</sup>/Вт. Фотодиоды из  $\text{HgCdTe}$  при площади чувствительного элемента  $2,6 \cdot 10^{-2}$  мм<sup>2</sup> имеют максимальную обнаружительную способность  $1 \cdot 10^{10}$  см · Гц<sup>1/2</sup>/Вт при длине волны 12,5 мкм и внутреннее сопротивление  $2 \cdot 10^3$  Ом; квантовая эффективность в широком интервале длин волн

(3...14 мкм) и температур (77...130 К) остается практически постоянной, но достигает лишь 13% [21].

В поверхностно-барьерных фотодиодах обедненный слой получается при использовании барьера, образованного контактом металл-полупроводник. Во избежание больших потерь на отражение и поглощение при освещении диода через металлический контактный элемент последний выполняют очень тонким и покрывают неотражающей пленкой.

Поверхностно-барьерные фотодиоды чувствительны в области 0,4... 1,0 мкм и просты в изготовлении. Обедненная область, в которой сосредоточено поле перехода, непосредственно прилегает к полупрозрачному металлическому электроду, через который облучают приемник. Излучение поглощается в основном за переходом и в самом переходе. Такие фотодиоды отличаются малой величиной темнового тока ( $\sim 10^{-7}$  А/см<sup>2</sup>).

В последние годы разработаны фотодиоды с гетеропереходом на основе халькогенидов свинца (PbS, PbSe и PbTe). Современными технологическими методами получения поликристаллических и монокристаллических пленок этих материалов позволили увеличить чувствительность приемников и повысить процент выхода годных приборов.

Фотодиоды с гетеропереходом PbS-GaAs изготавливают химическим осаждением PbS из раствора уксуснокислого свинца, гидроокиси натрия и тиомочевины на подложку GaAs. Омические контакты создают напылением золота на PbS и напылением-сплавлением сплава Au-Sn на GaAs. Спектральная область чувствительности фотокатода при температуре 77 К простирается от 0,9 до 3,2 мкм, обнаружительная способность равна  $2 \cdot 10^9$  см<sup>2</sup> · Гц<sup>1/2</sup>/Вт.

Для изготовления высококачественных фотодиодов на основе PbS применяют метод ионного внедрения Sb. Базой фотодиода служит PbS *p*-типа, далее идет слой PbS *n*-типа, полученный внедрением ионов Sb, и слой SiO<sub>2</sub>, в котором протравливают небольшие отверстия для электролитического осаждения контактов из Au на слой PbS *n*-типа. При температуре 77 К фотодиоды с рабочей площадью 0,14 мм<sup>2</sup> имеют сопротивление (при нулевом смещении)  $5 \cdot 10^9$  Ом, обнаружительную способность  $6 \cdot 10^{11}$  см<sup>2</sup> · Гц<sup>1/2</sup>/Вт и максимальную чувствительность при длине волны  $\lambda = 3,4$  мкм. При температуре

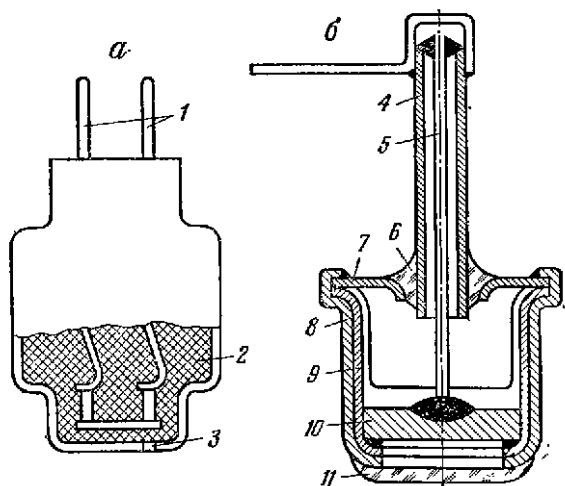


Рис. 6.28. Фотокатоды в пластмассовом (а) и в металлическом (б) корпусе: 1 — выводы; 2 — пластмасса; 3 — отверстие для прохода излучения; 4 — металлическая труба; 5 — вывод; 6 — изолятор; 7 — крышка; 8 — металлический корпус; 9 — кристаллодержатель; 10 — монокристалл германия; 11 — выходное окно, закрытое стеклом.

195 К эти параметры соответственно равны  $5 \cdot 10^4$  Ом;  $1,1 \cdot 10^{11}$  см · Гц<sup>1/2</sup>/Вт и 2,95 мкм.

Внедрение ионов Sb в PbTe позволяет получать фотодиоды с большой степенью воспроизводимости их характеристик, что имеет особое значение при изготовлении многоэлементных фотоприемников. Внедрение ионов Sb проводят в кристаллы PbTe р-типа, выращенные методом кристаллизации. Сопроотивление фотодиодов площадью 0,14 мм<sup>2</sup> при нулевом смещении и температуре 77 К равно примерно 15 МОм. Максимальное значение обнаружительной способности соответствует длине волны 4,4 мкм и составляет  $1,4 \cdot 10^{11}$  см × Гц<sup>1/2</sup>/Вт. Длина волны, при которой максимальное значение обнаружительной способности снижается вдвое, равна 5,1 мкм.

На базе пленок PbSe получены поверхностно-барьерные фотодиоды с длинноволновой границей чувствительности около 6 мкм. Пленки Pb Se толщиной 2,6...4,6 мкм выращиваются в виде полос шириной 0,35 мм на подложках из ВаF<sub>2</sub> и имеют электропроводность р-типа. Поверхностный барьер формируется напылением на PbTe полос свинца шириной 0,3 мм. Омические контакты к PbTe создаются напылением платины. Фотодиоды площадью 10<sup>-3</sup> см<sup>2</sup> имеют при 77 К омическое сопротивление 1,5...74 кОм, обнаружительную способность  $1,8 \cdot 10^{10}$  см · Гц<sup>1/2</sup>/Вт и квантовую эффективность около 70% [21].

Проблема внутреннего усиления фототока в фотодиодах решена созданием *лавинных фотодиодов* и *фототранзисторов*. Лавинные фотодиоды (ЛФД) основаны на явлении лавинного электрического пробоя р-п перехода, который заключается в лавинообразном возрастании числа носителей заряда, разномножающихся ударной ионизацией. Лавинное усиление фототока достигает величин 200...300 у германиевых и 10<sup>4</sup>...10<sup>6</sup> у кремниевых ЛФД.

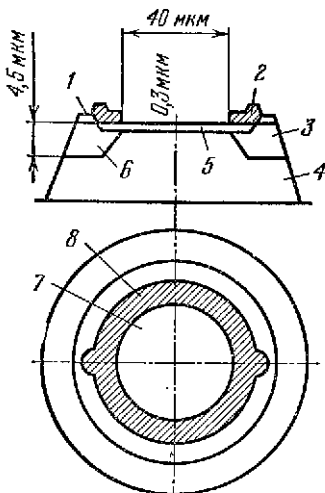
Структура германиевого ЛФД показана схематически на рис. 6.29. Область n<sup>+</sup>-типа создается диффузией мышьяка. Электродом к n<sup>+</sup> поверхности служит алюминиевое контактное кольцо. Тыльный контакт к базовому материалу р-типа создается осаждением золота с последующим никелированием. Чтобы ограничить область лавинного пробоя центральной областью р-п перехода, в конструкции ЛФД предусмотрено «охранное кольцо». Оно представляет собой периферийную область с более низким градиентом концентрации примеси, т. е. с более высоким пробивным напряжением, чем в центральной области р-п перехода. Охранное кольцо создается диффузией сурьмы.

Основные данные германиевых фотодиодов: рабочая площадь чувствительной площадки  $2 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>, пробивное напряжение 30 В, темновой ток при обратном смещении 20 В лежит в пределах 0,1...0,3 мкА, граничная частота 3 ГГц, квантовая эффективность 30...50% для  $\lambda = 1,06$  мкм; фотодиоды герметизируются в корпусах, наполненных сухим азотом [21].

По мнению иностранных специалистов, высокая чувствительность и быстродействие германиевых ЛФД делает их перспективными приемниками для лазерных систем связи, особенно в области рабочих длин волн лазера на основе GaAs (0,96 мкм) и иттрий-алюминиевого граната, легированного неодимом (1,06 мкм).

Кремниевые ЛФД широко используются в измерительной аппаратуре, так как их характеристики обеспечивают: а) линейность тока выходного сигнала

Рис. 6.29. Германиевый лавинный фотодиод с охранным кольцом: 1 — SiO<sub>2</sub>; 2 — контакт из золота; 3, 6 — охранное кольцо; 4 — Ge-р-типа; 5 — n<sup>+</sup> (As); 7 — активная область; 8 — золото.



## Параметры фотодиодов и фототранзисторов

Тип	Материал чувствительного слоя	Спектральная область чувствительности, мкм	Длина волны максимальной чувствительности, мкм	Интегральная чувствительность по стандартному излучателю
ФД-1	Ge	0,4...1,9	1,6	20 мА/лм
ФД-2	Ge	0,4...1,9	1,6	10...20 мА/лм
ФД-3	Ge	0,4...1,9	1,6	20 мА/лм
ФД-3А	Ge	0,4...1,9	1,6	10 мА/лм
ФД-4	Ge	0,4...1,9	1,6	20 мА/лм
ФД-К1	Si	0,5...1,2	1,0	3 мА/лм
ФД-6К	Si	0,5...1,2	1,0	$1,4 \cdot 10^{-2}$ мкА/лк 20 мА/лм
ФД-А2	Si	0,5...1,2	1,0	6...7 мА/лм
ФД-5Г	Ge	0,4...1,9	1,6	—
ФД-7К	Si	0,4...1,2	0,8	0,47 мА/лм
КФ-ДМ	Si	0,5...1,2	1,0	$1,5 \cdot 10^{-2}$ А/лк, 7,5...15 мА/лм
ФД «Порог»	Si	0,5...1,2	1,0	0,5 мкА/лк 5 мА/лм
ФД-8К	Si	0,5...1,2	1,0	$8 \cdot 10^{-3}$ мкА/лк
ФД-8К	Si	0,5...1,2	1,0	4 мА/лм
ФД-9Э111	Ge	0,4...1,8	1,5	17 мА/лм
ГД-20	Ge	0,4...1,9	1,55	$> 3 \cdot 10^{-6}$ мА/лк
ГД-50	Ge	0,4...1,9	1,55	$> 5 \cdot 10^{-6}$ мА/лк
ФД	GaAs	0,3...0,95	0,85	1...1,5 мА/лм
ФД	GaAs	0,3...0,95	0,85	1...1,5 мА/лм
ФГ-1	Ge	0,4...1,9	1,6	170...500 мА/лм
ФТГ-2А	Ge	0,4...1,9	1,6	1000 мА/лм

с изменением уровня мощности падающего излучения; б) малый нижний предел обнаруживаемой мощности ( $10^{-12}$ ... $10^{-13}$  Вт в зависимости от величины активной площади и способа изготовления) и большой верхний предел ( $1 \cdot 10^{-2}$  ...  $5 \cdot 10^{-1}$  Вт); в) высокую термостабильность (темновой ток удваивается с ростом температуры на  $10^\circ \text{C}$ ).

Кремниевые ЛФД, так же как и германиевые, имеют охранное кольцо в периферийной области р-п перехода. Диаметр области, открытой для излучения, составляет 0,35 мм, постоянная времени не превышает  $10^{-9}$  с. При рабочем напряжении 500 В кремниевый ЛФД имеет темновой ток менее  $5 \cdot 10^{-10}$  А. Эквивалентная мощность

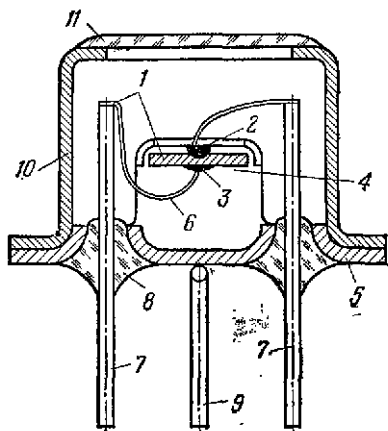


Рис. 6.30. Германиевый фототранзистор: 1 — германиевая пластина; 2 — коллектор; 3 — эмиттер; 4 — кристаллодержатель; 5 — основа; 6 — проводник; 7 — вывод; 8 — изолятор; 9 — базовый вывод; 10 — герметический корпус; 11 — выходное окно, закрытое стеклом.



Таблица 6.14

Темновой ток, мкА	Пороговый поток или пороговая освещенность	Постоянная времени, с	Площадь чувствительного слоя, мм <sup>2</sup>	Напряжение питания, В
30	$1,5 \cdot 10^{-10}$ лм	$10^{-6}$	5,0	15
25; 40 (40° С)	$(2,8...1,4) \cdot 10^{-10}$ лм	$10^{-5}$	1,1	30
15; 110 (60° С)	$1,1 \cdot 10^{-10}$ лм	$10^{-5}$	3,0	10
10; 65 (60° С)	$1,8 \cdot 10^{-10}$ лм	$5 \cdot 10^{-6}$	3,0	10
30	$1,5 \cdot 10^{-10}$ лм	$10^{-5}$	5,0	20
3	$3 \cdot 10^{-10}$ лм	$10^{-5}$	—	20
1; 7 (75° С)	$2,8 \cdot 10^{-11}$ лм	$10^{-6}$	1	20
3	$(2-5) \cdot 10^{-13}$ Вт	$10^{-6}$	—	20
8	$5 \cdot 10^{-9}$ лм/Гц <sup>1/2</sup>	$3 \cdot 10^{-5}$	—	15
5	$5 \cdot 10^{-8}$ лм	$1 \cdot 10^{-6}$	—	20
1	$(3,8...7,6) \cdot 10^{-11}$ лм	$10^{-6}$	1...2	20
0,1...0,3	$(4,6...6) \cdot 10^{-11}$ лм	$10^{-6}$	∅ 10 мм	—
1; 2 (80° С)	$1,4 \cdot 10^{-10}$ лм	$7,5 \cdot 10^{-6}$	—	20
3	$2,5 \cdot 10^{-10}$ лм	$7,5 \cdot 10^{-6}$	2	20
10	—	$1,2 \cdot 10^{-7}$	—	10
< 10	500 лк	$10^{-6}$	—	45
< 10	300 лк	$10^{-6}$	—	45
—	$6 \cdot 10^{-11}$ лм	$(1...2) \cdot 10^{-2}$	—	—
—	$2,8 \cdot 10^{-12}$ Вт	$1,35 \cdot 10^{-3}$	1,5×1,5	—
300	$5 \cdot 10^{-7}$ лм	$2 \cdot 10^{-4}$	—	3
50	$2,5 \cdot 10^{-7}$ лм	—	—	5

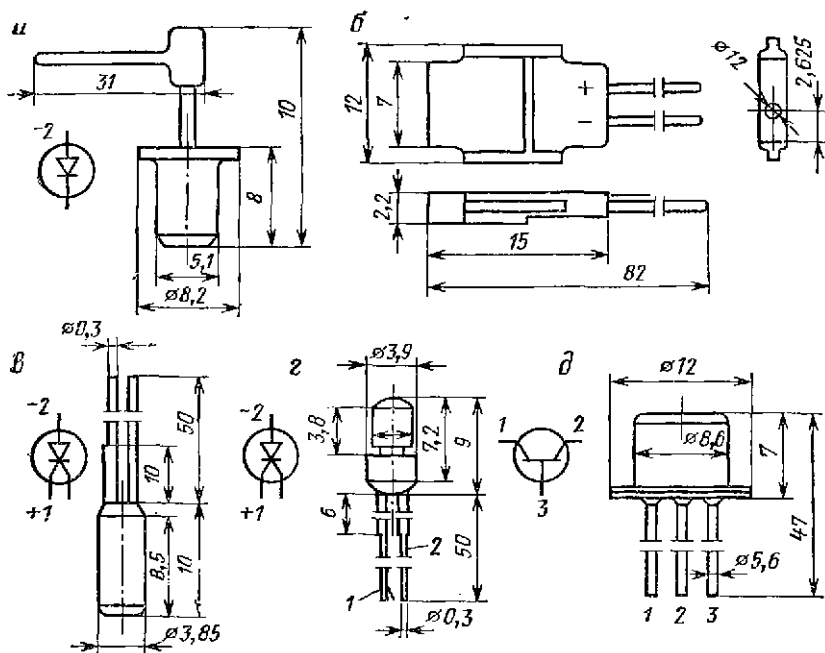
шума системы, включающей ЛФД и усилитель, составляет около  $1 \cdot 10^{-9}$  Вт для полосы 15 МГц. Спектральная область чувствительности 0,2...1,13 мкм.

В последнее время разработаны неохлаждаемые ЛФД на основе сложных полупроводников для приема излучения с длиной волны 1,06 мкм. Так, например, ЛФД на слоях  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , рабочая область которых соответствует  $x = 0,17$  и  $x = 0,20$ , имеют в два раза большую квантовую эффективность, чем кремниевые ЛФД; разброс их чувствительности по площадке диаметром 0,13 мм не превышает 20%, время нарастания и спада тока одинаково и составляет 175 нс.

Фототранзисторы отличаются от фотодиодов дополнительным усилением фототока на втором *p-n* переходе. Они состоят из пластины монокристаллического полупроводника с двумя электронно-дырочными переходами (базы), в которой с двух сторон созданы сплавные переходы — коллекторный и эмиттерный (рис. 6.30). Пластина припаяна к кристаллодержателю с ножкой. Фототранзистор заключен в металлический корпус с входным окном, закрытым стеклом или линзой.

Фототранзисторы имеют меньшее внутреннее сопротивление, чем фотодиоды; коэффициент усиления достигает значений  $(1...3) \cdot 10^2$ , интегральная чувствительность 0,2...0,5 А/мл, темновой ток примерно 3 мА, рабочее напряжение 3 В, постоянная времени порядка  $2 \cdot 10^{-4}$  с. Спектральные характеристики такие же, как и у фотодиодов из аналогичного материала.

Рис. 6.31. Эскизы серийных фотодиодов и фототранзисторов: а — ФД-1; б — ФД-2; в — ФД-3; г — ФДК; д — ФТ-1.



Параметры фотодиодов и фототранзисторов серийного производства приведены в табл. 6.14, а на рис. 6.31 даны эскизы некоторых из них.

#### 6.4. ПРИЕМНИКИ МОДУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ

Для приема оптического лазерного излучения, модулированного сверхвысокой частотой, применяют динамические и статические ФЭУ со скрещенными полями, вакуумные фотодиоды, СВЧ фотоэлементы, а также фотоэлементы и фотоумножители бегущей волны.

Динамический электронный умножитель со скрещенными полями (ДЭУСП) является быстродействующим фотоумножителем, детектирующим модулированные СВЧ оптические сигналы. Обычные ограничения в быстродействии, свойственные приборам со статическими полями, исключаются с помощью переменного электростатического поля, служащего для ускорения электронов и постоянного магнитного поля для фокусировки электронов. Векторы напряженности электрического и магнитного полей взаимно перпендикулярны. Наложение этих полей устраняет разброс времени пролета электронов при их прохождении через усилительные каскады, где происходит вторичное умножение электронов. Поэтому рассматриваемый прибор можно использовать для детектирования сигналов с частотами модуляции порядка гигагерц. Преимущества ДЭУСП заключаются в низком уровне шумов, большом усилении, простой конструкции катодного узла и системы вторичного умножения электронов.

Схема устройства ДЭУСП изображена на рис. 6.32. Постоянное магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости рисунка, а поле СВЧ — вдоль вертикальной плоскости. Электронное умножение осуществляется в области

скрещенных полей; эта область ограничена активным электродом с большим коэффициентом вторичной электронной эмиссии и неактивным электродом (основанием) 3.

Излучение 6, попадающее на фотокатод 7, выбивает фотоэлектроны, которые при положительном полупериоде напряжения СВЧ ускоряются. Под действием магнитного поля траектории электронов искривляются. Во время отрицательного полупериода напряжения электроны ударяются об активный электрод и выбивают вторичные электроны. Каждый из выбитых вторичных электронов ускоряется, возвращается на активный электрод и вновь выбивает вторичные электроны. После  $n$  циклов такого процесса умножения электроны собираются коаксиальным коллектором.

График зависимости коэффициента усиления по току ДЭУСП от величины отрицательного напряжения смещения на диноде для нескольких значений напряжения СВЧ показан на рис. 6.33. Выходной ток коллектора доходит до 6 мА. Особенностью рассматриваемой умножительной системы является фазовая фокусировка, осуществляемая магнитным полем. Электроны, покидающие электрод в широком фазовом интервале, группируются по фазе при возвращении на его поверхность, что уменьшает разброс времени пролета электронов. Таким образом, работу ДЭУСП функционально можно представить следующим образом: 1) получение электронного потока, создаваемого фотокатодом; 2) усиление электронного потока путем вторичной электронной эмиссии; 3) фазовая фокусировка электронного потока.

Коэффициент усиления по току ДЭУСП, равный отношению коллекторного тока после  $n$  каскадов умножения к току с фотокатода, зависит от напряженностей электрического и магнитного полей. Максимальное значение коэффициента усиления получается при выполнении условия  $(e/m) \cdot (H_M/\omega) = 0,5 \dots 0,6$ , где  $e/m$  — отношение заряда к массе электрона;  $H_M$  — напряженность магнитного поля;  $\omega$  — круговая частота сигнала.

Динамические ФЭУ имеют такой же коэффициент усиления, как и обычные фотоумножители:  $10^5 \dots 10^6$  по току и 100...120 дБ по мощности; их можно применять на частотах до 10 ГГц, максимальный выходной ток составляет около 100 мкА. Недостатками ДЭУСП являются значительные габариты и вес, трудности в наладке и сложности в эксплуатации. Поэтому ведутся поиски повышения быстродействия электростатических ФЭУ. Разработано два новых типа фотоумножителя: в одном из них используют скрещенные статические

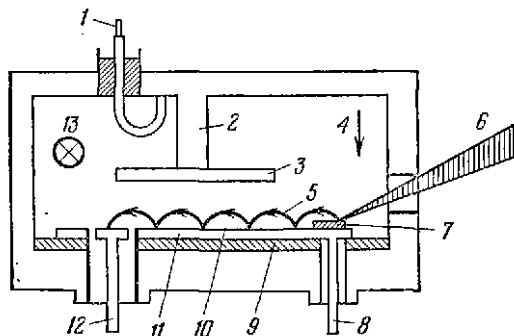


Рис. 6.32

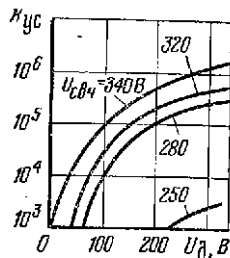
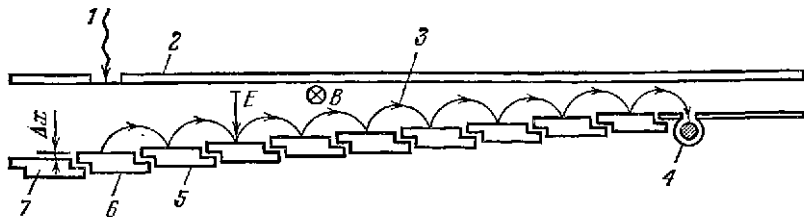


Рис. 6.33

Рис. 6.32. Схема устройства ДЭУСП: 1 — вход ВЧ; 2 — опора; 3 — вспомогательный отражающий электрод; 4 — направление СВЧ электрического поля; 5 — траектория электронов; 6 — падающее излучение; 7 — фотокатод; 8 — провод для подачи смещения на динод; 9 — изолятор; 10 — поверхность со вторичной эмиссией; 11 — динод; 12 — ВЧ коаксиальный кабель коллектора; 13 — направление магнитного поля.

Рис. 6.33. График зависимости коэффициента усиления по току ДЭУСП от величины отрицательного напряжения смещения на диноде.

Рис. 6.34. Схема статического ФЭУ со скрещенными полями: 1 — падающее излучение; 2 — электрод ( $U=0$ ); 3 — траектория электронов; 4 — коаксиальный выход; 5 — первый диод ( $U=-U_s+2E\Delta x$ ); 6 — фотокатод ( $U=-U_s+E\Delta x$ ); 7 — холостой электрод ( $U=-U_s$ ).



электрические и магнитные поля, а в другом — только статическое электрическое поле. Каждый из этих ФЭУ имеет восемь медно-бериллиевых вторично-эмиссионных диодов и внутренний непрозрачный фотокатод. Коэффициент усиления по току достигает  $10^5$ , разброс времени пролета электронов не превышает  $7 \cdot 10^{-11}$  с.

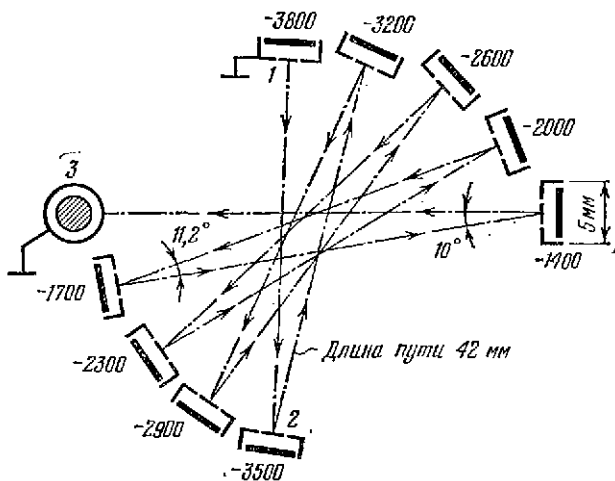
Принципиальная схема статического ФЭУ со скрещенными полями приведена на рис. 6.34. Электроны ускоряются сильным электрическим полем, которое создается высокой постоянной разностью по-

Таблица 6.15

Параметры быстродействующих ФЭУ отечественного и иностранного производства

Тип ФЭУ	Верхняя рабочая частота, МГц	Разброс времени пролета электронов	Время нарастания импульса
			нс
ФЭУ-72	—	—	1,1...1,5
ФЭУ-36	~ 100	2	2,1...2,3
ФЭУ-77	~ 100	—	—
ФЭУ-30	100	0,8...0,9	2...2,5
ЭЛУ-09	—	—	~ 1
ЭЛУ-ФТ	—	—	~ 0,7
ФЭУ-53	—	—	3,5...5
Экспериментальный со скрещенными полями	—	0,14	—
K1549	—	< 4	—
C70045	—	0,32	< 5
RCA7264	—	< 1	—
C70133	—	—	~ 2,5
C70129B	—	< 1	—
WX3006	—	~ 0,1	< 0,5
Экспериментальный со скрещенными полями	~ 5000	—	—
XP1020	300	—	1,6
56AVP	—	~ 2	~ 2,2
K14FS50	—	2,1	—

Рис. 6.35. Динодная система электростатического ФЭУ СВЧ диапазона: 1 — фотокатод; 2 — первый диод; 3 — коаксиальный выход.



тенциалов между динодной системой и нулевым электродом, так что время пролета электронов от одного диода к другому мало. Напряженность магнитного поля равна нескольким сотням гаусс. Приборы такого типа можно применять для приема оптических сигналов, модулированных с частотой до 5 ГГц.

Особенностью электростатического ФЭУ является уменьшение разности времени пролета с помощью специального подбора геометрии динодной структуры (рис. 6.35). Быстродействие такого ФЭУ сравнимо с быстродействием ФЭУ со скрещенными статическими полями, а коэффициент усиления несколько меньше. Здесь также важна точная юстировка положения каждого диода и необходимы высокие напряжения. В табл. 6.15 приведены параметры быстродействующих фотоумножителей отечественного и иностранного производства.

В качестве высокочастотных приемников излучения используют также вакуумные фотодиоды при включении их в соответствующую СВЧ схему и подаче на анод довольно высокого напряжения. Схема коаксиального диода с плоскими фотокатодом и анодом, встроеным в коаксиальный кабель (анод соединен с центральным проводником кабеля), приведена на рис. 6.36. Эквивалентное сопротивление этих диодов очень мало. Например, для 10-сантиметрового диапазона  $R_{\text{ФЭУ}} \approx 6 \text{ Ом}$ , для диапазона 2,5...5,8 см  $R_{\text{ФЭУ}} = 0,5 \text{ Ом}$ . Из-за отсутствия дополнительного усиления по току вакуумные фотодиоды имеют низкую чувствительность и могут использоваться для регистрации мощных излучений, модулированных высокой частотой.

В последнее время разработаны вакуумные фотодиоды с распределенной эмиссией. Эти приборы предложены для широкополосного детектирования сигналов с частотами модуляции, соответствующими миллиметровому диапазону. В фотодиодах с распределенной эмиссией одна полоса

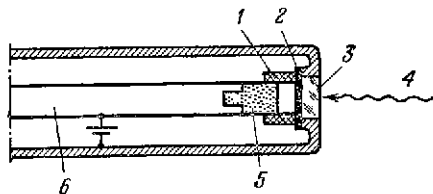


Рис. 6.36. Схема коаксиального диода: 1 — изолятор вакуума; 2 — фотокатод; 3 — окно; 4 — падающее излучение; 5 — анод; 6 — центральный проводник коаксиальной линии.

(с нанесенным на нее фоточувствительным слоем) является катодом, а другая — анодом. К полосковой линии прикладывается постоянное напряжение. Если внутрь такого волновода попадает световой луч, то возбуждается бегущая волна фототока, скорость которой совпадает со скоростью волны в линии передачи, и поэтому волна тока отдает энергию в линию передачи. Приборы такого типа практически осуществимы даже при частотах 100 ГГц. Квантовый выход такой же, как и у других приемников;  $R_{\text{ЭВБ}} \approx 10$  Ом на частоте 100 ГГц.

Следующим типом быстродействующих приемников когерентного излучения являются импульсные и СВЧ фотоэлементы. Импульсные фотоэлементы предназначены для регистрации импульсов малой длительности (наносекунды), что обеспечивается малым расстоянием между фотокатодом и анодом и сильным однородным электрическим полем. Приборы имеют коаксиальный выход, малую междуэлектродную емкость и низкую индуктивность вводов; выходной ток может достигать в импульсе большой величины порядка долей ампера.

В импульсных фотоэлементах расстояние между катодом и анодом уменьшают до нескольких миллиметров, а анодное напряжение увеличивают до 2...5 кВ. Устройство этих приемников лазерного излучения показано на рис. 6.37. Анод выполняют в виде кольца (рис. 6.37, а) или плоской сетки (рис. 6.37, б), баллон металло-стеклянный, вывод коаксиальный. Серию сильноточных импульсных фотоэлементов с коаксиальным выводом катода и анода обозначают ФЭК.

Фотоэлемент с широкополосным волноводом, называемый СВЧ фотоэлементом (рис. 6.38), состоит из вакуумного фотоэлемента и широкополосного волновода. Фотокатод 1 выполнен в виде серебряного диска радиусом 20 мм. Рабочая поверхность диска диаметром 15 мм покрыта чувствительным слоем из оксидов серебра и цезия. Амплитудно-модулированное излучение фокусируется линзой и попадает на поверхность фотокатода. Поток электронов ускоряется и фокусируется электронной пушкой так, что он проходит в виде узкого луча через щель взаимодействия, образованную вершинами двух полых усеченных конусов, укрепленных в стенках волновода. Диаметр щели равен 1,12 мм, ширина 0,6 мм. В области взаимодействия модулированный электронный поток возбуждает колебания в отрезке волновода, настроенном на частоту модуляции с помощью поршня (плунжера) 2.

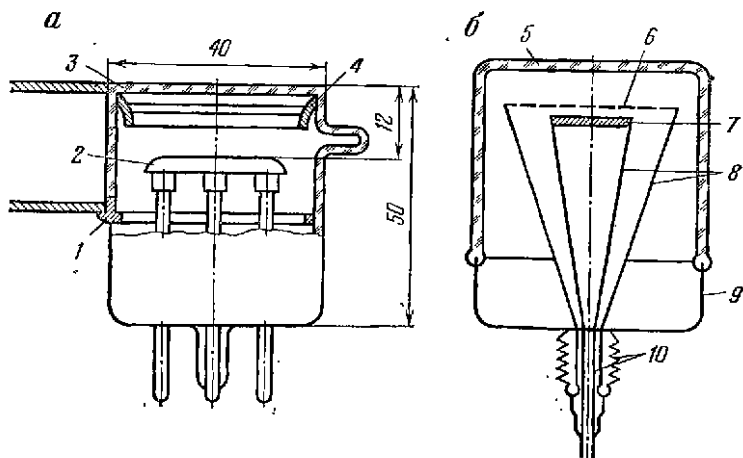
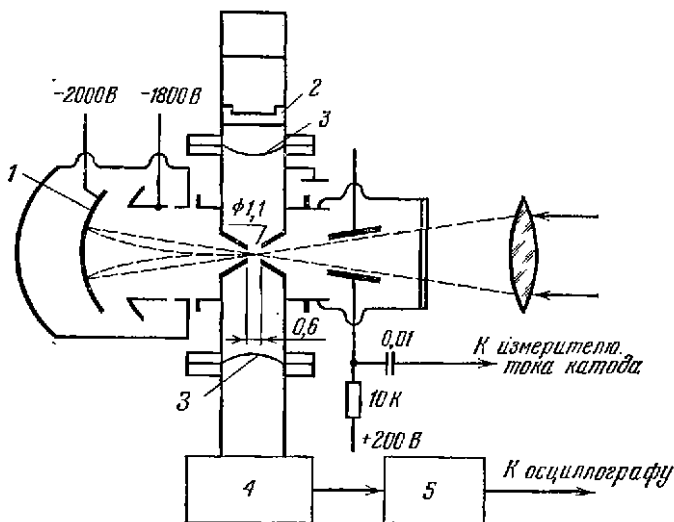


Рис. 6.37. Импульсные фотоэлементы: 1 — охранное кольцо; 2 — фотокатод; 3 — входное окно; 4 — анод; 5 — стеклянный корпус; 6 — сеточный анод; 7 — фотокатод; 8 — согласующий переход равного волнового сопротивления; 9 — металлический корпус; 10 — коаксиальный разъем.

Рис. 6.38. Схема фотозлемента с широкополосным волноводом: 1 — фотокатод; 2 — подвижный поршень; 3 — слюдяное окно; 4 — ЛБВ; 5 — полупроводниковый детектор.



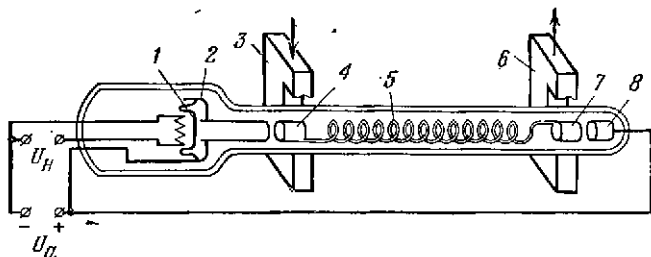
Затем колебания усиливаются и подаются на полупроводниковый детектор 5 и индикатор. В качестве усилителя СВЧ использована лампа бегущей волны с усилением 30 дБ.

Фотозлемент соединен с волноводом фланцем. Диаметр пятна излучения на фотокатодe может достигать 15 мм, что позволяет регистрировать непрерывное излучение при малой плотности тока фоточувствительного слоя катода. Мощность в диапазоне СВЧ колебаний, отводимая в волновод,  $P = M_B r_B i^2 / 2$ , где  $M_B$  — коэффициент взаимодействия потока (при напряжении на фотокатодe 2 кВ)  $M_B > 0,5$ ;  $r_B$  — полное сопротивление взаимодействия волноводной структуры ( $r_B \approx 300$  Ом);  $i$  — переменная компонента фототока. При отношении сигнал/шум, равном 10, и входном потоке 50 мкВт (для амплитудно-модулированных колебаний) и 10 мкВт (для частотно-модулированных колебаний) на выходе прибора регистрируются колебания СВЧ диапазона с уровнем мощности  $10^{-9}$  Вт. Прибор предназначен для работы в диапазоне 0,3...1,2 мкм на частотах модуляции излучения 8...1,2 ГГц.

Фотозлементы и фотоумножители бегущей волны, называемые также лампами бегущей волны с фотокатодом (ЛБВФ), представляют собой комбинацию фотозлемента или фотоумножителя и лампы бегущей волны спирального типа. Эти приборы являются наилучшими широкополосными приемниками оптических модулированных сигналов. Вследствие нелинейной характеристики фотокатода их можно применять так же, как смесители двух оптических сигналов: принимаемого и создаваемого местным гетеродином.

Рассмотрим кратко устройство и принцип действия лампы бегущей волны (ЛБВ), изображенной на рис. 6.39. Катод 1 подогревается нитью накала, подключенной к источнику  $U_H$ . Эмиттируемые катодом электроны попадают в электрическое поле анода 2 и фокусируются продольным магнитным полем, которое создается катушкой, охватывающей баллон лампы (на рисунке не показана). Электронный лучок проходит внутри металлической спирали 3 к коллектору 4, соединенному с анодом. Одновременно протекает другой процесс. Электромагнитные колебания, подводимые к волноводу 5, индуцируют в д. с. в вибраторе 4, сочлененном с началом спирали. Электромагнитные вол-

Рис. 6.39. Схема лампы бегущей волны.



ны распространяются вдоль спирали, вследствие чего продольная скорость распространения этих волн вдоль оси лампы во столько раз меньше скорости света, во сколько раз длина спирали больше ее шага.

По мере движения волны амплитуда ее колебаний значительно возрастает за счет кинетической энергии электронов, так как колебания электронов и бегущей волны происходят в фазе на протяжении всей спирали. Усиленные колебания, достигнув конца спирали, возбуждают с помощью вибратора 7 выходной волновод 6.

Фотоэлемент бегущей волны изображен на рис. 6.40. Под действием амплитудно-модулированного светового лучка, сфокусированного оптической системой на фотокатод, возникает амплитудно-модулированный электронный поток. Постоянными магнитами он фокусируется и, пролетая пространство взаимодействия с СВЧ элементами лампы, усиливается. Энергия потока электронов отбирается выходными элементами лампы (витком связи и 50-омной линией или волноводом). Выходной сигнал представляет собой продетектированные колебания на частотах модуляции принимаемого светового лучка.

Выходная мощность определяется выражением  $P \approx 1,6 \cdot 10^{-9} i_0^2 f^2 L^2 z / U_0$ , где  $i_0$  — амплитуда переменной составляющей фототока, мкА;  $f$  — частота модуляции, ГГц;  $L$  — длина спирали, см;  $z$  — импеданс взаимодействия, Ом;  $U_0$  — напряжение постоянного тока (ускоряющее напряжение), В. Во многих случаях отношение входной мощности к выходной меньше единицы.

К источникам шумов на выходе ЛБВФ относятся тепловой, дробовой и шум, обусловленный разбросом скоростей электронов. Отношение сигнал/шум

$$m \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{i_0^2 R_{\text{эвк}}}{kTB + 2ei_0 \Delta f R_{\text{эвк}}}$$

где  $T$  — абсолютная температура входа спирали;  $k$  — постоянная Больцмана;  $e$  — заряд электрона;  $\Delta f$  — полоса пропускания.

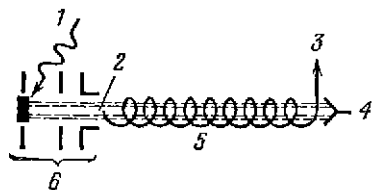
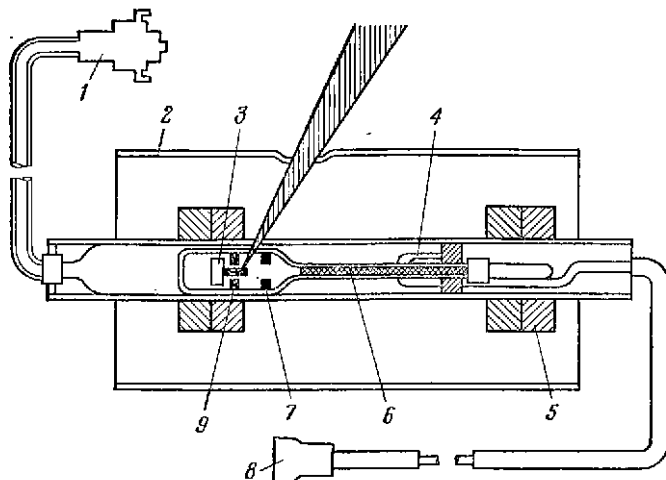


Рис. 6.40. Принципиальная электрическая схема фотоэлемента бегущей волны: 1 — падающее излучение; 2 — пучок электронов; 3 — СВЧ выход; 4 — коллектор; 5 — спиральный контур; 6 — электронная пушка.

Эквивалентное сопротивление ЛБВФ колеблется в пределах  $10^4 \dots 10^7$  Ом. Конструкция прибора показана на рис. 6.41. Он имеет следующие режимы работы и параметры: напряжение на спирали 410 В; напряжение на первой сетке нуль; напряжение на второй сетке 350 В; напряжение накала 3 В (постоянный ток); ток катода при отсутствии оптического сигнала 250 мкА; ток спирали 40 мкА; ток первой сетки нуль; второй 10 мкА; мощность выходного сигнала 50...100 мВт; допустимая частота модуляции принимаемого оптического излучения 1,5... 4,5 ГГц.



Рис. 6.41. Конструкция фотоэлемента бегущей волны: 1 — штеккер для присоединения источника питания; 2 — магнитный экран; 3 — катод; 4 — выходной виток связи; 5 — постоянные магниты; 6 — спираль; 7, 9 — сетки; 8 — выходной штеккер.



Поскольку для нормальной работы фотоэлемента бегущей волны требуется определенный фототок, сформированный в электронный пучок, этот приемник не может обеспечить такое же большое усиление при малых токах, как ФЭУ. Улучшенным вариантом прибора является ФЭУ бегущей волны, в котором элементы умножителя тока представляют собой пленки, работающие «на прострел», или отражательные диоды специальной формы.

При бомбардировке тонких пленок (толщиной примерно 50 нм) первичными электронами большой энергии с противоволожной стороны пленок обнаруживаются вторичные электроны. Такие пленки образуют особый класс эмиттеров, работающих «на прострел»; их изготавливают из окиси магния, хлористого калия, фтористого бария или фтористого магния. Пленки наносят на опорную подложку, выполненную в виде мелкоструктурной металлической сетки или пленки окиси алюминия, натянутой на кольцо. Между эмиттером и подложкой наносят тонкий проводящий слой из алюминия или золота. Недостатками простреливаемых эмиттеров являются малая величина допустимых плотностей тока ( $1 \text{ мкА/см}^2$ ), трудности изготовления и малая механическая прочность.

Схема ФЭУ с пленочным вторично-электронным умножителем приведена на рис. 6.42, а. В нем использованы диоды в виде тонких пленок из  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (50 нм), Al (15 нм) и KCl (50 нм), обеспечивающие умножение фотоэлектронов перед попаданием пучка в спираль. Излучение, падающее на полупрозрачный фотокатод, выбивает электроны, которые размножаются пленочными диодами и формируются продольным магнитным полем в пучок. Модулированный по плотности пучок, возбуждает в спирали волну, соответствующую частоте модуляции падающего излучения.

Приемник можно использовать только при малой мощности входных сигналов (0,5 мкВт и меньше), так как вторично-электронные пленки, работающие на прострел, допускают плотности тока не более  $1 \text{ мкА/см}^2$ . На рис. 6.42, б показана схема ФЭУ бегущей волны, в которой этот недостаток устранен применением отражательных диодов специальной формы. В этой схеме магнитное поле направлено слева направо. Лучистый поток фокусируется в точку на катоде или распределяется по его поверхности. Эмиттируемые электроны перемещаются по спиральной траектории вследствие совместного

эффекта продольного магнитного поля и поперечного и продольного электрических полей. Высоковольтный конический электрод обеспечивает быстрое ускорение от одного диода к другому; из секции умножителя спиральный пучок электронов инжектируется в область спирали, где выделяется немодулированный сигнал. Прибор имеет более широкую полосу частот, чем обычные фотоэлементы бегущей волны.

Оригинальная конструкция фотоэлемента для демодуляции оптического излучения, модулированного по частоте сигналом СВЧ, предложена Керром. В этом приборе модулированный по частоте световой поток направляют на оптический диспергирующий элемент (например, призму), который отклоняет световое пятно в соответствии с мгновенным значением оптической частоты. Качающееся световое пятно, сфокусированное на фотокатод, вызывает генерацию потока электронов с изменяющимися во времени поперечным распределением плотности заряда. Модулированный в поперечном сечении по плотности электронный пучок, эквивалентный поперечной волне, воздействует на замедляющую структуру с поперечной волной, в результате чего на выходе получается сигнал, воспроизводящий сигнал СВЧ модуляции.

Рассматриваемый приемник может непосредственно детектировать оптические сигналы, несущие информацию. Схема устройства СВЧ фотоэлемента и его оптической приставки изображена на рис. 6.43. В качестве диспергирующего элемента использован эшелон Майкельсона  $\delta$ , так как призмы имеют недостаточное разрешение для частот модуляции выше 10 ГГц, а в случае применения оптического резонатора (интерферометра Фабри — Перо) появятся большие потери. Предполагается, что на вход оптической системы поступает широкий коллимированный световой пучок 9 от удаленного источника, который ограничен входной диафрагмой для снижения фоновых засветок. Эшелон Майкельсона расположен вблизи диафрагмы так, что выполняется условие  $l \ll d^2/\lambda$ , где  $d \approx d$ .

Коллимированный пучок света проходит кольцевой зазор между спиралью 3 и стержнем 4 через отверстие в коллекторе 5, а затем, минуя несколько анодов, попадает на кислородно-цезиевый фотокатод 1. Место возникновения фототока на фотокатоде меняется во времени в поперечном направлении. В результате этого получается кажущееся спиральное или поперечное движение электронного пучка. Однако отдельные электроны не перемещаются в поперечном направлении и в простейшем случае имеют постоянную продольную скорость. При этом часть энергии пучка передается высокочастотной замедляющей системе, которая является структурой взаимодействия с поперечным полем.

Параметры опытного образца СВЧ фотоэлемента следующие: радиус стержня 1,18 мм; радиус спирали 2,18 мм; длина спирали 101,6 мм; напряжение синхронизма 246 В; внутренние потери замедляющей системы 12,6 дБ; постоянная составляющая тока на коллекторе 0,19 мкА; среднее квадратическое значение площади пятна на фотокатоде 0,221 мм<sup>2</sup>; вычисленная амплитуда смещения пятна на фотокатоде  $4,74 \cdot 10^{-3}$  мм.

Сравнивая характеристики рассмотренного приемника с характеристиками типичных приемников амплитудно-модулированных сигналов, видим,

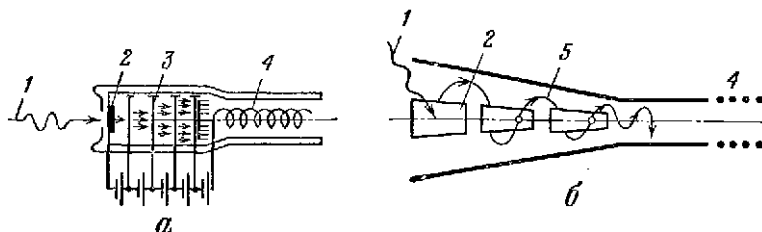
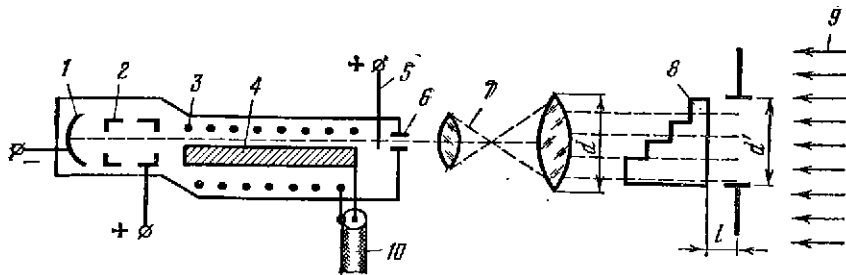


Рис. 6.42. Схемы фотоумножителя бегущей волны: 1 — падающее излучение; 2 — фотокатод; 3 — дленки; 4 — спираль; 5 — траектория электронов.

Рис. 6.43. Схема СВЧ фотоэлемента и оптической приставки: 1 — фотокатод; 2 — аноды; 3 — спираль; 4 — стержень; 5 — коллектор; 6 — оптическое окно; 7 — телескопическая система; 8 — шнекон Майкельсона; 9 — падающее оптическое излучение, промодулированное СВЧ сигналом; 10 — выход.



что при малой глубине модуляции чувствительность СВЧ фотоэлемента на 20 дБ ниже. При большой глубине модуляции отношение сигнал/шум можно повысить до величины, которая лишь на 3 дБ ниже, чем в случае идеального супергетеродина детектирования. Кроме того, поскольку диспергирующий элемент системы является узкополосным оптическим фильтром, шумы, вызванные излучением фона, сильно ослабляются.

В заключение рассмотрим схему пьезоэлектрического приемника, предназначенного для регистрации излучения лазера на  $\text{CO}_2$  ( $\lambda = 10,6$  мкм). Действие приемника основано на изменении поляризации конденсатора из титаната бария при разогреве ферроэлектрика под действием поглощенного лучистого потока одной из пластин конденсатора. Минимальная величина плотности обнаруживаемого лучистого потока составляет  $100 \text{ мкВт/см}^2$ ; время реакции на падающее излучение 5 мкс. Приемники этого типа не реагируют на непрерывно падающее излучение, так как оно разогревает ферроэлектрик и снижает уровень выходного сигнала. Поэтому при исследовании источников непрерывного излучения необходимо промодулировать излучение.

Наилучшие результаты получены с дисковыми керамическими конденсаторами емкостью  $0,001 \text{ мкФ}$ . У этих конденсаторов удалено внешнее покрытие из парафина для получения чистой поверхности электродов. Один из электродов покрыт слоем угольного порошка, непрозрачного для излучения с длиной волны до 15 мкм.

Выходное напряжение, снимаемое с параллельного резистора  $R$  при падении на зачерненный электрод лучистого потока  $F(t)$ , определяется выражением

$$U(t) = \frac{v}{\gamma J \epsilon} \exp\left(-\frac{t}{R'' C}\right) \int_0^t \exp\left(\frac{\tau}{R'' C}\right) F(\tau) d\tau,$$

где  $v$  — скорость изменения поляризации в зависимости от температуры;  $\gamma$  — плотность ферроэлектрика;  $J$  — удельная теплоемкость;  $C$  — электрическая емкость приемника лучистой энергии;  $R'' = RR'/(R+R')$ ;  $R'$  — сопротивление утечки кристалла.

Если  $F(t)$  — прямоугольный импульс с амплитудой  $F_M$ , то

$$U_M(t) = \frac{vR'' C}{\gamma J \epsilon} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{R'' C}\right) F_M \right].$$

В общем случае  $R \ll R'$ , т. е.  $R'' \approx R$ . Тогда, если  $R'' C$  много меньше длительности импульса  $t_M$ , то, измерив напряжение  $U_M(t)$ , можно найти величину  $v/\gamma J \epsilon$ , так как произведение  $R'' C$  определяется значениями входного

Таблица 6.16

Параметры приемников с внешним фотоэффектом, предназначенных для приема модулированного излучения лазеров

Тип приемника	Спектральный диапазон чувствительности, мкм	Максимальная частота, ГГц	Коэффициент умножения тока, $M$	Эквивалентное сопротивление $R_{\text{экв}}$ , Ом	Пороговая чувствительность, Вт/Гц <sup>1/2</sup>
Электростатический ФЭУ	0,2...1,2	0,3	$10^3$	50	$10^{-4}$ (для фотокатода S-11) $10^{-18}$ (для фотокатода S-1)
Имеет высокую чувствительность; пригоден для работы с катодами большой площади					
Динамический ФЭУ со скрещенными полями	0,2...1,2	4	$10^7$	50	—
Имеет высокую чувствительность; пригоден для работы на высоких частотах: необходим источник СВЧ накачки					
Статический ФЭУ со скрещенными полями	0,2...1,2	5	$2 \cdot 10^5$	50	—
Имеет высокую чувствительность; наиболее перспективный прибор для детекторного приема					
Вакуумный фотодиод	0,2...1,2	10	1	50	—
Можно применять при очень больших уровнях излучения на входе и на очень высоких частотах					
Фотоэлемент с широкополосным волноводом	0,3...1,2	8	—	—	—
Можно применять при больших частотах для приема амплитудно- и частотно-модулируемых сигналов					
Фотоэлемент бегущей волны	0,2...1,2	30	1	$10^7$	$4,5 \cdot 10^{-12}$ (для фотокатода S-20) $1,3 \cdot 10^{-10}$ (для фотокатода S-1)
Можно применять при гетеродинном приеме; в качестве простого детектора хуже ФЭУ					
ФЭУ бегущей волны (диноды отражательного типа)	0,2...1,2	30	$10^3$	$10^4$	—
Высокочувствительный приемник с широким динамическим диапазоном					

сопротивления усилителя  $R$  и емкости  $C$  приемника. В этом случае емкость каждого конденсатора можно найти, измерив время его отклика на импульс лучистого потока постоянной амплитуды.

На основании проведенных за рубежом экспериментов установлено, что пироэлектрические приемники можно использовать для индикации излучения лазеров с длиной волны 10,6 мкм при комнатной температуре. Частотные характеристики этих устройств равномерны в инфракрасном диапазоне, поэтому их можно применять для всех длин волн в диапазоне 0,7...10 мкм. Вследствие простоты и способности нормально функционировать при комнатной температуре эти приемники удобны для лабораторных исследований длинноволновых инфракрасных излучений.

Параметры приемников с внешним фотоэффектом приведены в табл. 6.16. Из этой таблицы видно, что статические ФЭУ наиболее приемлемы для детекторного приема, а фотоэлементы и фотоумножители бегущей волны — для гетеродинного приема информации. Остальные приборы имеют определенные преимущества при высоких уровнях мощности падающего излучения или на очень высоких частотах.

## 6.5. ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Электронно-оптическими преобразователями (сокращенно ЭОП) называют электривакуумные приборы, преобразующие изображение, создаваемое на фотокатоде рентгеновскими, ультрафиолетовыми, видимыми или инфракрасными лучами, в видимое изображение на флуоресцирующем экране. Целью такого преобразования может являться усиление яркости изображения, перенос изображения из одной спектральной области в другую либо из одной плоскости в другую.

Схема простейшего ЭОП изображена на рис. 6.44. Он представляет собой стеклянный сосуд 5, вакуумированный до давления  $1,33 \cdot 10^{-8} \dots 1,33 \times 10^{-4}$  Па для беспрепятственного движения электронов. На одной стороне сосуда сделан полупрозрачный фотокатод 4, а на другой — флуоресцирующий экран 7. Между экраном и фотокатодом приложено напряжение 10...15 кВ. Объектив 2 создает на полупрозрачном фотокатоде видимое или невидимое изображение 3 объекта 1. Лучи, пройдя толщу катода, выбивают электроны из поверхности фотослоя, обращенной к аноду. Число электронов, испускаемых каждой точкой фотокатода, пропорционально ее освещенности. В момент выхода из какой-либо точки катода электронов их скорости направлены во все стороны, благодаря же ускоряющему электрическому полю, находящемуся непосредственно за катодом, электроны стягиваются в узкий пучок, который приходит к экрану в точку, лежащую против точки выхода.

Бомбардировка электронами экрана вызывает свечение флуоресцирующего вещества и появление на экране перевернутого изображения наблюдаемого объекта. Отношение линейного размера изображения на экране к линейному размеру изображения на фотокатоде называется электронно-оптическим увеличением ЭОП и обозначается  $\Gamma_{эо}$ .

Изображение, получаемое на экране, менее отчетливо, чем изображение объекта, создаваемое объективом на фотокатоде. Это объясняется тем, что электроны, вылетающие из какой-либо точки фотокатода, имеют различ-

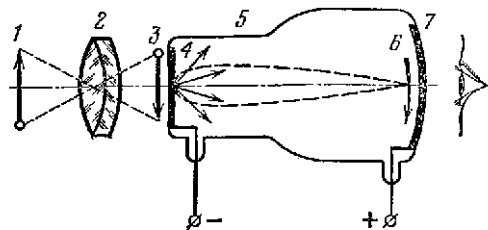


Рис. 6.44. Схема простейшего ЭОП: 1 — наблюдаемый объект; 2 — объектив; 3 — изображение объекта на фотокатоде; 4 — полупрозрачный фотокатод; 5 — стеклянный баллон; 6 — электронное изображение объекта; 7 — экран.

ные направления начальной скорости и, перемещаясь в электрическом поле, описывают разные траектории так, что на экране они собираются не в одну точку, а в небольшой кружок (кружок рассеяния). Дальше всех отходят от оси электроны, вылетевшие из элемента фотокатода под углом, близким к  $90^\circ$ , и имеющие наибольшую начальную скорость. Именно эти электроны ограничивают кружок рассеяния, диаметр  $d_0$  которого определяют по формуле:

$$d_0 = 4l \sqrt{\frac{U_{\text{макс}}}{U_a}}, \quad (6.8)$$

где  $l$  — расстояние между экраном и фотокатодом;  $U_a$  — анодное напряжение, В;  $U_{\text{макс}}$  — наибольшая начальная энергия электронов, В (для кислородно-цезиевого фотокатода  $U_{\text{макс}} = 0,3$  В, для многощелочного —  $0,6$  В).

Диаметр кружка рассеяния определяет разрешающую способность ЭОП, под которой понимается число пар линий  $N$  (белой и черной) на 1 мм изображения черно-белой стандартной миры на фотокатод, различаемых в соответствующем изображении на экране в четырех направлениях, при максимальной для наблюдения яркости экрана и окулярной оптике достаточного увеличения. Очевидно,  $N = \Gamma_0/d_0$  лин/мм.

Диаметр кружка рассеяния, как это следует из формулы (6.8), можно уменьшить, если увеличить напряжение  $U_a$  и уменьшить расстояние  $l$  между экраном и фотокатодом. При значительном увеличении  $U_a$  возникает явление вырывания электронов электрическим полем, что приводит к дополнительной засветке экрана, уменьшающей контрастность изображения. При уменьшении расстояния  $l$  сверх допустимого значения возможен электрический пробой воздушного промежутка; кроме того, свечение экрана, находящегося на малом расстоянии от фотокатода, вызывает нежелательную фотоэмиссию, также ведущую к снижению контрастности изображения на экране. Поэтому для уменьшения размеров кружка рассеяния применяют фокусировку электронных пучков посредством электростатического или магнитного полей.

Эквипотенциальные поверхности электрического поля представляют для электронных лучей преломляющие поверхности, поэтому, используя специальные электроды, можно придать преломляющим эквипотенциальным поверхностям определенную форму и осуществить фокусировку пучка электронов.

Фокусирующая электростатическая система ЭОП должна быть широкоугольной, так как фотокатод, изображение которого необходимо получить, имеет большую поверхность. Это условие хорошо выполняется так называемой иммерсионной линзой, схематически изображенной на рис. 6.45, а. Электроны, вылетевшие в разных направлениях из точки  $O$  фотокатода, расположенной на его оси, стягиваются в узкий пучок и собираются в точке  $O_1$ , лежащей на той же оси. Электроны, вылетевшие из точки  $M$ , отстоящей от центра фотокатода на некотором расстоянии, собираются в точке  $M_1$ . Таким образом, в полости анода

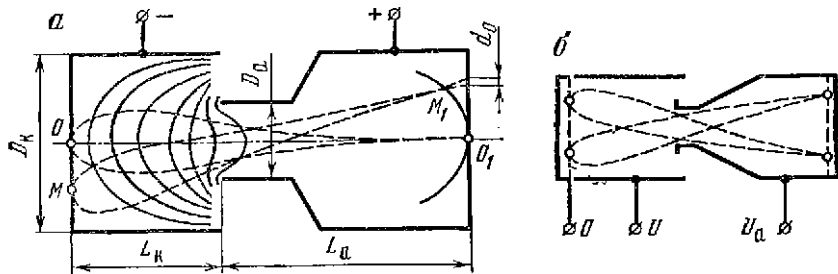


Рис. 6.45. Схематическое изображение иммерсионной линзы (а) и трехэлектродной фокусирующей системы (б).

Рис. 6.46. ЭОП с трехэлектродной фокусирующей системой: 1 — изображение, создаваемое объективом; 2 — полупрозрачный фотокатод; 3 — электронный пучок; 4 — стеклянный баллон; 5 — электрод; 6 — держатель; 7 — анод; 8 — экран; 9 — электронное изображение; 10 — люминесцирующий слой; 11 — алюминиевая фольга; 12 — стеклянная стенка; 13 — контактирующее покрытие.

Рис. 6.47. Подушкообразная дисторсия изображения на экране ЭОП.

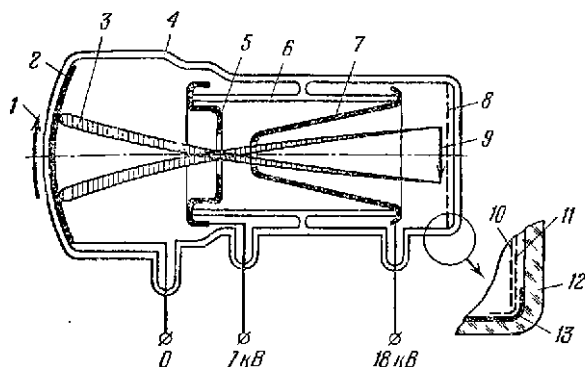


Рис. 6.46

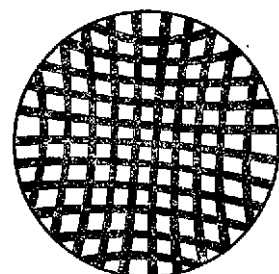


Рис. 6.47

имеется поверхность, близкая к параболоиду вращения, отображающая фотокатод. Пройдя эту поверхность, электроны расходятся и образуют на экране кружок рассеяния больший, чем в центре экрана. Поэтому разрешающая способность ЭОП падает по мере удаления от центра экрана к его периферии. Уменьшить кривизну изображения можно, придав катоду сферическую форму, но при этом возникает трудность фокусировки светового изображения на сферическую поверхность, так как изображение, даваемое обычными объективами, уже имеет кривизну, противоположную по знаку кривизне фотокатода. Диаметр кружка рассеяния ЭОП с иммерсионной линзой рассчитывают по формуле:  $d_0 = 1, 2 U_{\text{макс}}/E_K$ , где  $E_K$  — напряженность поля у фотокатода; масштаб изображения можно менять в широких пределах изменением величин  $D_K$ ,  $D_a$ ,  $L_K$  и  $L_a$  (рис. 6.45, а). Повышения разрешающей способности ЭОП достигают применением трехэлектродной фокусирующей системы (рис. 6.45, б). Изменяя потенциал третьего электрода, можно регулировать диаметр кружка рассеяния в различных точках экрана.

На рис. 6.46 приведена схема ЭОП с трехэлектродной фокусирующей системой, имеющего следующие параметры: максимальный диаметр 80 мм, длина 160 мм, полное напряжение 18 кВ, диаметр экрана 50 мм, разрешающая способность 30 лиц/мм. Недостаток ЭОП — наличие подушкообразной дисторсии (рис. 6.47).

Для фокусировки электронных пучков применяют также магнитные поля. Простейшая магнитная линза представляет собой постоянный магнит кольцевой формы и хотя при этом нельзя получить значительную напряженность поля, величина последней является стабильной. Электромагнитные линзы, напротив, позволяют получать поля большой интенсивности, но предъявляют жесткие требования к постоянству тока в обмотках.

Обычно применяют короткие магнитные линзы, воздействующие на электронный луч на небольшом участке. Их устанавливают вблизи фотокатода так, чтобы силовые линии магнитного поля были направлены по возможности перпендикулярно плоскости фотокатода. Схема ЭОП с электромагнитной фокусирующей линзой представлена на рис. 6.48. Так как магнитное поле может изменить только направление движения электронов, а не их энергию, то в ЭОП с магнитной линзой должно быть предусмотрено дополнительное ускоряющее поле; оно образуется за счет ускоряющего электрода, расположен-

## Параметры фотокатодов ЭОП

Параметры	Тип фотокатода		
	кислородно-серебряно-цезиевый	сурьмяно-цезиевый	многощелочной
Длина волны, соответствующая максимуму чувствительности, мкм	0,78...0,82	0,42...0,45	0,52
Длинноволновая граница чувствительности, мкм	1,2...1,5	0,65...0,70	0,90
Интегральная чувствительность, мкА/лм:			
средняя	40	80	200
максимальная	70	120	400
Квантовый выход при $\lambda = \lambda_m$ :			
средний	0,0045	0,3	0,1
максимальный	0,007	0,4	0,3
Удельное сопротивление, Ом	$10^8 \dots 10^9$	$10^6 \dots 10^7$	$10^5 \dots 10^6$

ного между фотокатодом и анодом. Электроны, эмиттируемые фотокатодом, направляются к ускоряющему электроду. Дополнительное поле магнитной линзы осуществляет фокусировку электронного пучка и формирует изображение на экране. При недостаточно однородном магнитном поле изображение рассматриваемого объекта искажается; появляется S-образная дисторсия, заключающаяся в повороте изображения относительно оси симметрии ЭОП. Диаметр кружка рассеяния ЭОП с магнитной фокусировкой определяют по формуле  $d_0 = 2 l U_{\text{макс}}/U_a$ .

ЭОП с магнитной фокусировкой позволяют получать изображения с достаточно высоким разрешением по всему полю зрения. Однако большой вес и

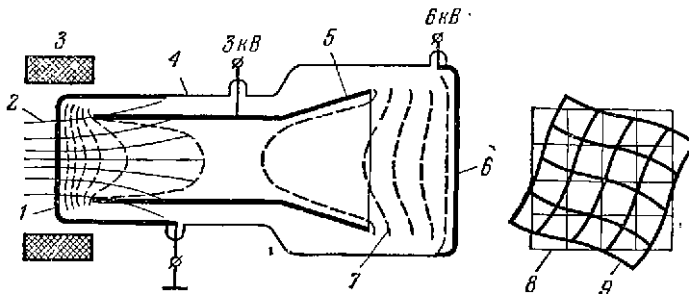


Рис. 6.48. ЭОП с электромагнитной фокусирующей системой: 1 — фотокатод; 2 — магнитные силовые линии; 3 — фокусирующая катушка; 4 — стеклянный баллон; 5 — ускоряющий электрод; 6 — экран; 7 — эквипотенциальные линии; 8 — изображение тест-объекта на фотокатодe; 9 — изображение тест-объекта на экране (S-образная дисторсия).



значительные размеры фокусирующей системы и блока ее питания ограничивают области применения таких преобразователей. К числу недостатков этих приборов относится также поворот изображения на экране относительно изображения на фотокатоде, что неудобно для наблюдения несимметричных объектов. Поворот изображения происходит из-за неоднородности и непараллельности электрического и магнитного полей. Особенно сильный поворот изображения имеет место при использовании для фокусировки короткой магнитной линзы.

Чувствительность и спектральные свойства ЭОП определяются его фотокатодом. Параметры трех основных типов фотокатодов приведены в табл. 6.17. Различают интегральную  $\Phi_{\Sigma}$  и спектральную  $\Phi_{\lambda}$  чувствительность фотокатода. Отношение величины фототока  $I_{\Phi}$  к величине падающего светового потока  $F$  от источника типа  $A$  (лампа накаливания, нить которой имеет цветовую температуру  $T = 2854$  К) называют интегральной чувствительностью фотокатода:  $\Phi_{\Sigma} = I_{\Phi}/F$  мкА/лм.

Отношение величины фототока к величине падающего светового потока от источника монохроматического излучения длиной волны  $\lambda$  называют спектральной чувствительностью фотокатода:  $\Phi_{\lambda} = I_{\Phi}/F_{\lambda}$  мкА/(лм · мкм).

Зависимость относительной спектральной чувствительности от длины волны называется спектральной характеристикой чувствительности фотокатода (рис. 6.49).

Отношение величины электронного тока фотокатода ЭОП к величине электронного тока, возбуждающего экран, называется коэффициентом усиления по току и обозначается  $k_i$ . Выявление и использование малых фототоков, получающихся при минимальной (пороговой) освещенности фотокатода, ограничивается термоэлектронной и автоэлектронной эмиссией, током утечки и током положительных ионов, возникающих из-за наличия в приборе остатков газов. Благодаря действию указанных факторов экран работающего ЭОП светится даже тогда, когда на фотокатод не попадает внешнее излучение. Яркость  $B_{\Phi}$  свечения экрана при отсутствии освещения фотокатода называется яркостью темнового фона.

Чтобы мешающая эмиссия не влияла на результаты наблюдений слабоосвещенных объектов, необходимо уменьшить темновой ток, т. е. количество электронов, достигающих экрана при отсутствии изображения на фотокатоде.

Термоэлектронная эмиссия фотокатодов хорошо описывается формулой

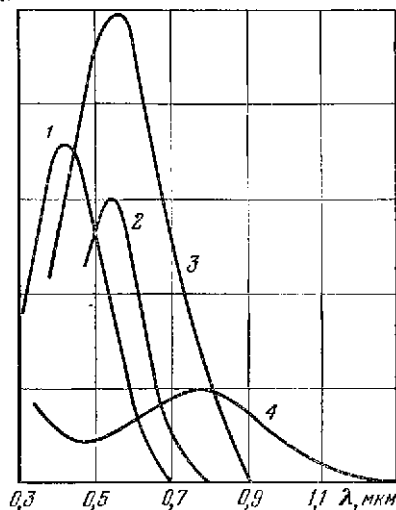
$$I = \sigma_R A T^2 \exp(-D/RT), \quad (6.9)$$

где  $T$  — абсолютная температура фотокатода;  $A$  и  $D$  — постоянные для данного фотокатода величины;  $\sigma_R$  — площадь фотокатода;  $k$  — постоянная Больцмана.

С уменьшением температуры термоэмиссия фотокатода резко падает. Так, при охлаждении кислородно-цезиевого фотокатода до температуры твердой углекислоты ( $-78^{\circ}\text{C}$ ) термоэмиссия катода уменьшается на 6-7 порядков.

Рис. 6.49. Спектральные характеристики чувствительности фотокатодов ЭОП: 1 — сурьмяно-цезиевый; 2 — висмут-цезиевый; 3 — многощелочной; 4 — кислородно-цезиевый.

$\Phi_{\lambda}$ , отн. ед.



Охлаждение фотокатодов ЭОП является одним из главных средств повышения их чувствительности.

Другая мера, способствующая уменьшению темнового тока, заключается в снижении напряженности  $E$  поля вблизи фотокатода, так как зависимость тока холодной эмиссии от величины  $E$  описывается выражением, аналогичным (6.9). Наконец, при изготовлении ЭОП стремятся уменьшить в колбе остатки газа, которым она была заполнена перед откачкой. Под действием электронов атомы газа ионизируются; положительные ионы, попадая на катод, вызывают вторичную эмиссию и паразитное свечение экрана.

Для преобразования энергии электронного луча, падающего на экран, в световую энергию служит катодолуминесцентный экран; его схема показана на рис. 6.50. Электроны, прошедшие через тонкую зеркальную алюминисевую пленку, попадают на кристаллы люминофора и передают им свою энергию. Это вызывает свечение экрана, наблюдаемое сквозь прозрачную для света подложку — стекло.

Катодолуминесцентный экран должен иметь высокий энергетический выход  $\gamma$ , который определяют как отношение энергии излучения люминофора к энергии, приносимой на экран электронным лучом. Энергетический выход люминофора невелик и составляет 0,1...0,15.

Одним из определяющих параметров экрана является световая отдача, которая так же, как и энергетический выход, характеризует эффективность преобразования энергии электронного луча в энергию, излучаемую люминофором. У ЭОП, предназначенных для визуального наблюдения объектов, световую отдачу рассчитывают по формуле

$$\xi = 638 \gamma \int r_{\lambda} K_{\lambda} d\lambda / \int r_{\lambda} d\lambda \text{ лм/Вт,}^{\dagger}$$

где  $K_{\lambda}$  — относительная видимость глаза;  $r_{\lambda}$  — спектральная плотность излучения экрана.

Отношение интегралов определяет спектральное соответствие излучения экрана чувствительности глаза. Это отношение равно единице только для монохроматического излучения с длиной волны  $\lambda = 0,555$  мкм, в остальных случаях оно меньше единицы. При эксплуатации и испытаниях ЭОП определяют не световую отдачу, а яркость свечения экрана  $B_{\text{в}}$ . Для того, чтобы хорошо различать детали изображения на экране ЭОП, его яркость должна быть не менее десятков кандел на квадратный метр.

Зависимость яркости свечения экрана от параметров электронного луча имеет вид:

$$B_{\text{в}} = \xi j (U_{\text{а}} - U_0)^n,$$

где  $\xi$  — световая отдача люминофора, лм/Вт;  $j$  — плотность тока электронного луча А/см<sup>2</sup>;  $U_{\text{а}}$  — ускоряющее напряжение, В;  $U_0$  — минимальное значение ускоряющего напряжения, при котором возникает свечение (100...300 В);  $n$  — показатель степени, значение которого лежит в пределах 1...2,5 для разных люминофоров.

Если время разгорания свечения экрана определяется квантовыми переходами в люминофоре и весьма мало, то время послесвечения может изменяться от нескольких микросекунд до нескольких часов и часто оказывается решающим при выборе люминофоров для ЭОП различного назначения. При использовании ЭОП для единичных моментальных снимков выбирают люминофор с длительным послесвечением (сидриат цинка — виллемит); в тех случаях, когда на экране ЭОП необходимо на-

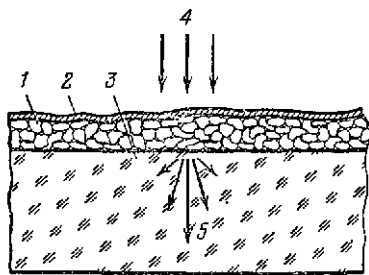
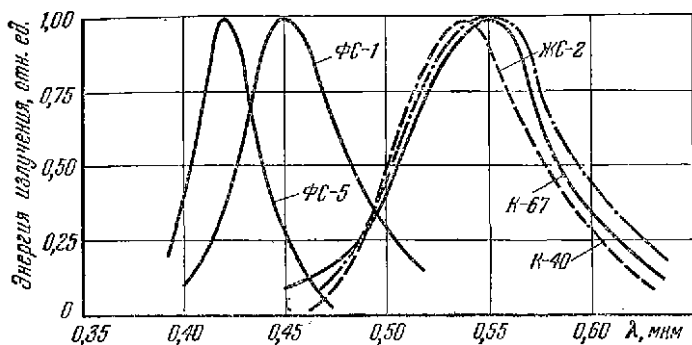


Рис. 6.50. Схема катодолуминесцентного экрана: 1 — кристаллы люминофора; 2 — алюминиевая пленка; 3 — стеклянная основа; 4 — падающий электронный пучок; 5 — световые лучи.

Рис. 6.51. Спектральные характеристики экранов ЭОП.



блюдают последовательность быстро перемещающихся объектов, люминофор изготавливают из сульфида цинка с небольшой присадкой никеля. Еще меньшее время послесвечения имеют люминофоры из оксида цинка, кальция и циркония.

По времени послесвечения экраны условно делят на пять групп: 1) экраны с очень коротким послесвечением ( $< 10^{-5}$  с); 2) экраны с коротким послесвечением ( $10^{-3} \dots 10^{-2}$  с); 3) экраны со средним послесвечением ( $10^{-2} \dots 10^{-1}$  с); 4) экраны с длительным послесвечением (0,1... 16 с); 5) экраны с очень длительным послесвечением ( $> 16$  с). Большинство технических люминофоров имеет малое время послесвечения ( $10^{-6} \dots 10^{-2}$  с).

Излучение люминофоров является не монохроматическим, так как фотоны, излучаемые центрами свечения, имеют различную энергию. Распределение интенсивности излучения люминофоров по спектру определяется их спектральной характеристикой. На рис. 6.51 показаны спектральные характеристики люминофоров, применяемых в ЭОП, а в табл. 6.18 приведены основные параметры люминофоров.

Таблица 6.18

Основные параметры люминофоров, используемых в ЭОП

Марка люминофора	Цвет свечения	Состав люминофора	Длина волны в максимуме спектральной характеристики, мкм	Время послесвечения, при спаде яркости до 5%
ФС-1	Фиолетово-синий	ZnS : Ag	0,45	$5 \cdot 10^{-2}$
К-72	Фиолетово-синий	ZnS : Ag (Ni)	0,45	$(3 \dots 4) \cdot 10^{-3}$
К-40	Желто-зеленый	ZnS · ZnSe : Cu	0,55	$5 \cdot 10^{-2}$
ЖЗ-2	Желто-зеленый	ZnS · ZnSe : Ag	0,55	$(3 \dots 4) \cdot 10^{-3}$
К-67	Желто-зеленый	ZnS : CdSe : Ag	0,55	$7 \cdot 10^{-3}$

Кроме ранее отмеченных параметров фотокатодов и экранов: диаметр кружка рассеяния  $d_0$ , разрешающая способность  $N$ , электронно-оптическое увеличение  $\Gamma_0$ , интегральная  $\Phi_\Sigma$  и спектральная  $\Phi_\lambda$  чувствительности фотокатода, квантовый выход фотокатода  $Y$ , коэффициент усиления по току  $k_i$ , яркость темного фона  $B_\Phi$ , световая отдача  $\xi$  и энергетический выход  $\gamma$  экрана, яркость свечения экрана  $B_0$ , время послесвечения  $\tau$ ), можно назвать еще следующие. Коэффициент преобразования — отношение величины светового потока, излучаемого экраном (в люменах), к величине светового потока (в люменах), падающего на фотокатод от источника типа  $A$  (лампа накаливания, нить которой имеет цветовую температуру  $T = 2854$  К):  $\eta = \pi\Phi_\Sigma U_a \xi$ .

Коэффициент яркости — отношение величины яркости экрана к соответствующей величине освещенности фотокатода; для диффузно излучающих экранов однокамерных ЭОП коэффициент яркости:

$$\eta_{1B} = \eta / \Gamma_0^2 = \pi\Phi_\Sigma U_a \xi / \Gamma_0^2;$$

для двух- и трехкамерных ЭОП имеем соответственно

$$\eta_{2B} = \frac{1}{\Gamma_{\Sigma 1}^2 \Gamma_{\Sigma 2}^2} = \pi\Phi_{\Sigma 1} U_{a2} \xi_2 k_{i1};$$

$$\eta_{3B} = \frac{1}{\Gamma_{\Sigma 1}^2 \Gamma_{\Sigma 2}^2 \Gamma_{\Sigma 3}^2} = \pi\Phi_{\Sigma 1} U_{a3} \xi_3 k_{i1} k_{i2}.$$

Устройство каскадного (двухкамерного) ЭОП схематически показано на рис. 6.52, а. Он выполнен в виде единого многокамерного электровакуумного прибора, каждая камера которого представляет собой ЭОП. Экран первого ЭОП нанесен на тонкую стеклянную или слюдяную пластину, толщиной 5...10 мкм, на обратной стороне которой находится фотокатод второго ЭОП. Комбинация «экран — фотокатод» называется каскадом усиления, так что ЭОП, изображенный на рис. 6.52, носит название однокаскадного или двухкамерного. Аналогично устроен двухкаскадный (трехкамерный) ЭОП. При использовании многослодного входного фотокатода трехкамерные ЭОП дают усиление яркости до  $10^6$  раз.

Разрешающая способность каскадных ЭОП резко изменяется в пределах площади фотокатода из-за искривления поверхности изображения в камерах. Так, если в центре фотокатода двухкамерного ЭОП разрешающая способность составляет 18 лин/мм, то на расстоянии 10 мм от центра фотокатода она уменьшается до 4 лин/мм.

Каскадные ЭОП с электростатической фокусировкой имеют наружный диаметр около 100 мм и электронно-оптическое увеличение, равное единице, так что размер изображения на выходном экране равен размеру изображения на входном катоде. Подушкообразная дисторсия, присущая электростатическим ЭОП, становится особенно значительной в каскадных ЭОП. Чтобы свести к минимуму подушкообразную дисторсию в ЭОП с диаметром колбы 100 мм, используют лишь центральную площадь экрана и катода диаметром всего 25 мм.

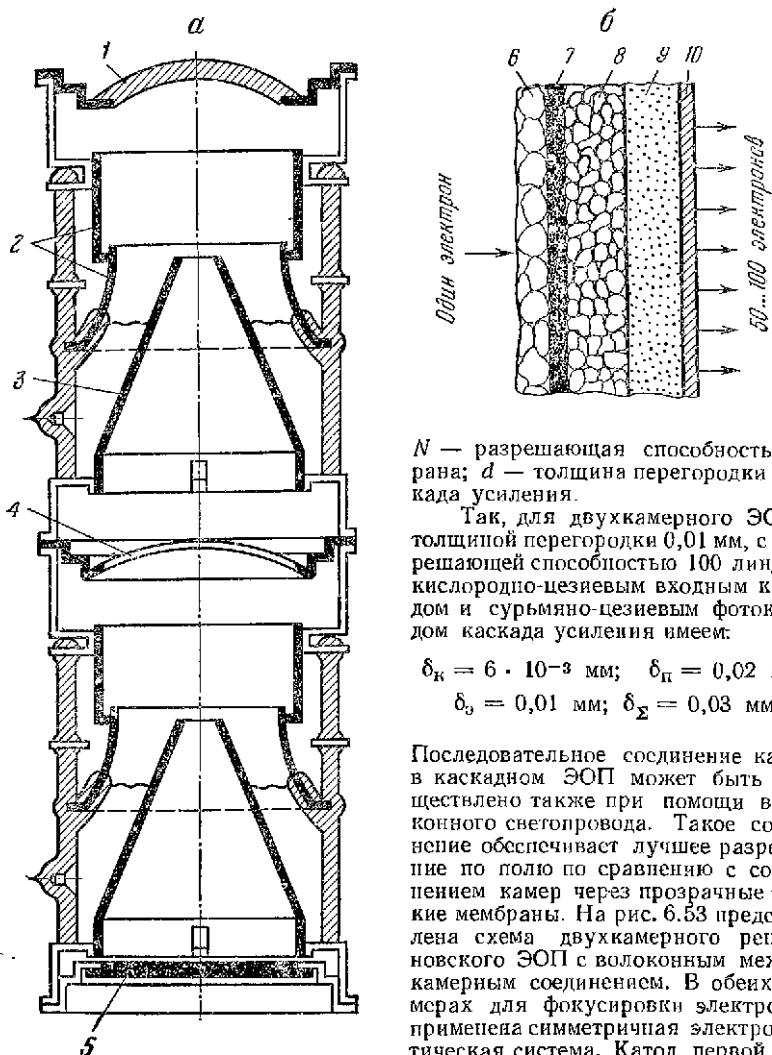
Для снижения дисторсии и уменьшения линейных размеров каскадных ЭОП применяют магнитную фокусировку. Магнитное поле создают соленоидом или постоянным магнитом. Полезный диаметр фотокатода такого ЭОП порядка 80 мм. Разрешающая способность ЭОП с магнитной фокусировкой примерно такая же, что и в центре экрана ЭОП с электростатической фокусировкой (20...25 лин/мм), но более равномерна по всей площади катода. Коэффициент преобразования составляет 40...75 на камеру.

Диаметр кружка рассеяния для многокамерного ЭОП с однотипными камерами и магнитной фокусировкой рассчитывают по формуле

$$\delta_\Sigma = \sqrt{(n\delta_k)^2 + [(n-1)\delta_n]^2 + (n\delta_a)^2},$$

где  $n$  — число камер;  $\delta_k$  — суммарные aberrации;  $\delta_a$  и  $\delta_n$  — диаметр кружка светового размытия в экранах и в каскаде усиления;  $\delta_a = 1/N$ ;  $\delta_n = 2 \delta_k$

Рис. 6.52. Схема двухкамерного ЭОП (а) и каскада усиления (б): 1 — фотокатод; 2 — фокусирующий электрод; 3 — анод; 4 — экран-фотокатод; 5 — экран; 6 — черный алюминиевый слой; 7 — алюминиевый отражающий слой; 8 — люминофор; 9 — подложка; 10 — фотокатод.



$N$  — разрешающая способность экрана;  $d$  — толщина перегородки каскада усиления.

Так, для двухкамерного ЭОП с толщиной перегородки 0,01 мм, с разрешающей способностью 100 лин/мм, кислородно-цезиевым входным катодом и сурьмяно-цезиевым фотокатодом каскада усиления имеем:

$$\begin{aligned} \delta_K &= 6 \cdot 10^{-3} \text{ мм}; & \delta_{II} &= 0,02 \text{ мм}; \\ \delta_3 &= 0,01 \text{ мм}; & \delta_{\Sigma} &= 0,03 \text{ мм}. \end{aligned}$$

Последовательное соединение камер в каскадном ЭОП может быть осуществлено также при помощи волоконного светопровода. Такое соединение обеспечивает лучшее разрешение по полю по сравнению с соединением камер через прозрачные тонкие мембраны. На рис. 6.53 представлена схема двухкамерного рентгеновского ЭОП с волоконным междукамерным соединением. В обеих камерах для фокусировки электронов применена симметричная электростатическая система. Катод первой камеры выполнен в форме эллипсоида вращения; фокусирующий электрод цилиндрический, а анод имеет пулеобразную форму и соединен с фокусирующим электродом полупроводниковым покрытием. Как показали исследования, это значительно снижает шумы ЭОП. Во второй камере использованы плоский фотокатод, цилиндрический фокусирующий электрод и пулеобразный анод, также соединенный с фокусирующим электродом полупроводниковым покрытием. Кроме того, во второй камере установлен сферический электрод, находящийся под потенциалом катода, для придания электронному пучку необходимой формы. Обе камеры соединены плоской волоконной пластиной диаметром 31,2 и толщи-

ной 4,7 мм. Диаметр волокон пластины 22 мкм, коэффициент пропускания света, излучаемого люминофором, равен 0,53.

Двухкамерный рентгеновский ЭОП с полным напряжением 62 кВ и результирующим электронно-оптическим увеличением 1/17 обладает в  $2,7 \times 10^5$  раз большей яркостью по сравнению с яркостью стандартного рентгеновского диагностического экрана при высокой надежности работы.

Иностранные фирмы Electro-Optical Systems, Raytheon, RCA, Mullard и др. выпускают трехкамерные ЭОП с волоконным светопроводом в двух вариантах: диаметром 25 и 40 мм. На каждую камеру подается напряжение 15 кВ, так что общее напряжение на всем приборе составляет 45 кВ. Коэффициент усиления яркости достигает (40...60)  $10^3$ . При использовании таких ЭОП местность, освещаемая звездами (освещенность  $10^{-5}$  ...  $10^{-8}$  лк), выглядит так же, как и при дневном свете. Разрешающая способность ЭОП составляет 20 лин/мм в центре и 18 лин/мм по краям изображения. Блок питания ЭОП включает в себя окисно-ртутную батарею напряжением 6,75 В, преобразователь на транзисторах и умножитель напряжения.

В последние годы начали применять два новых типа ЭОП с высоким коэффициентом усиления, которые можно отнести к каскадным или многокамерным. Первым из них является ЭОП с использованием в вторичной эмиссии электронов «на прострел». ЭОП (рис. 6.54) состоит из входного сурьмяно-цезиевого фотокатода, ряда тонких пленочных динодов и экрана из сульфида цинка, активированного серебром. Фотоэлектроны, ускоренные коаксиальными электрическим и магнитным полями, фокусируются на наружной поверхности первого динода и вызывают вторичную эмиссию электронов с противоположной стороны динода с коэффициентом вторичной эмиссии около 6. Вторичные электроны ускоряются и фокусируются на следующем диноде, где повторяется процесс умножения электронов при сохранении формы изображения. Электроны с последнего динода фокусируются на экране. Фокусирующее магнитное поле создается соленоидом; потенциалы динодов и промежуточных ускоряющих электродов задаются делителем напряжения, включенным между фотокатодом и экраном.

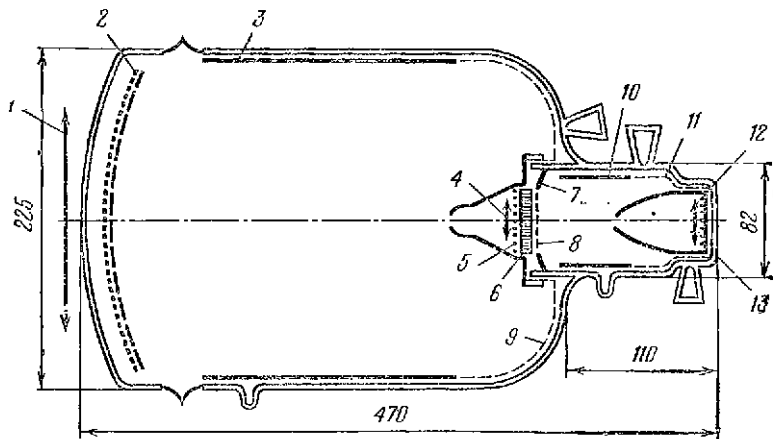
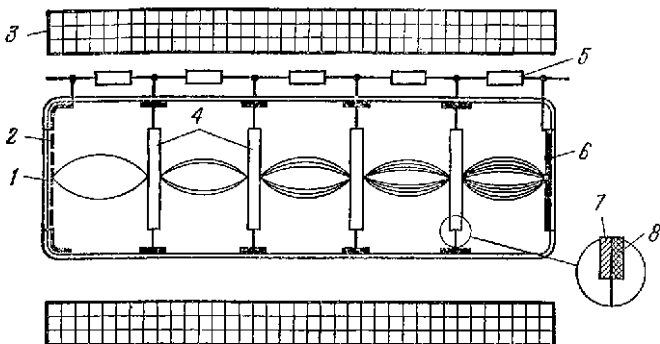


Рис. 6.53. Двухкамерный рентгеновский ЭОП с волоконным междукамерным соединением: 1 — изображение на входе; 2 — входной экран и фотокатод первой камеры; 3 — фокусирующий электрод первой камеры; 4 — промежуточное изображение; 5 — экран первой камеры; 6 — волоконный светопровод; 7 — электрод, формирующий электронный пучок; 8 — фотокатод второй камеры; 9 — высоковольтное полупроводниковое покрытие первой камеры; 10 — фокусирующий электрод второй камеры; 11 — высоковольтное покрытие; 12 — изображение на выходе ЭОП; 13 — выходное окно.

Рис. 6.54. ЭОП со вторичной эмиссией электронов «на прострел»: 1 — входное окно; 2 — фотокатод; 3 — фокусирующая катушка; 4 — тонкопленочные диноды; 5 — внешний делитель напряжения; 6 — флюоресцирующий экран; 7 — металл; 8 — диэлектрик.



Диноды выполняют из очень тонкой (десятые доли микрона) пленки окиси алюминия, на которую с одной стороны нанесен проводящий слой алюминия толщиной 20...30 нм, а с другой стороны — тонкий слой (около 50 нм) хлористого калия или другого диэлектрика, дающего высокую вторичную эмиссию «на прострел». Диаметр динодов 20...40 мм. Каждый динод такой конструкции дает усиление по току в 6-8 раз при энергии первичных электронов 4000...5000 эВ. В каскадном ЭОП с пятью тонкими динодами достигается усиление по току до 15000 при общем напряжении 30...40 кВ. Разрешающая способность 25...30 лив/м.

Конструктивно ЭОП выполнен в виде цилиндрического элемента из металлокерамики и стекла длиной около 140 и диаметром 76 мм. Наиболее важным преимуществом ЭОП является простота технологии изготовления, обусловленная наличием одного фотокатода, который формируется в вакуумной оболочке с предварительно проверенными динодами и флюоресцирующим экраном. К недостаткам ЭОП относятся: несколько большая хроматическая aberrация из-за большей, чем при фотоэлектронной эмиссии, начальной скорости вторичных электронов (10 эВ вместо 1 эВ), меньший контраст изображения из-за того, что часть первичных электронов «пролетает» через тонкий динод без значительной потери энергии и не фокусируется полем последующей камеры, низкая механическая прочность тонких динодов, большие вес и потребляемая мощность системы магнитной фокусировки.

Для устранения некоторых из отмеченных недостатков предложена конструкция ЭОП с динодами из пленок малой плотности. Основным элементом таких динодов является тонкая (30 нм) пленка алюминия, закрепленная на грубой никелевой сетке, имеющей примерно одно отверстие на миллиметр. Сетка смонтирована на кольце диаметром 25 мм. Вторичный эмиттер (КС) напыляют в атмосфере инертного газа (аргона), благодаря чему обеспечивается значительная пористость эмиттера, в 10...100 раз большая, чем при напылении в вакууме.

Внутреннее электрическое поле в пористом диэлектрическом слое позволяет извлечь большую часть всех вторичных электронов, образуемых в процессе ионизации первичным пучком. Коэффициент вторичной эмиссии значительно увеличивается по сравнению с динодами из пленок нормальной плотности. Так как полный коэффициент усиления ЭОП пропорционален коэффициенту вторичной эмиссии в  $n$ -й степени, где  $n$  — число динодов, то для получения коэффициента усиления по току свыше 1000 (что необходимо для регистрации единичного фотоэлектрона) требуется уже не 4-5 каскадов, а 1-2.

Рис. 6.55. ЭОП с динодом из пленки малой проводимости: 1 — фотокатод; 2 — пленка алюминия; 3 — слой КС1 малой плотности; 4 — управляющая сетка; 5 — алюминированный экран; 6 — фокусирующая катушка.

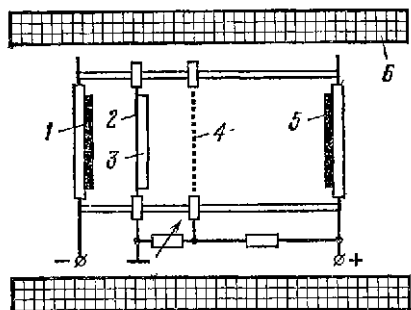


Схема ЭОП с динодом из пленки малой плотности изображена на рис. 6.55. В приборе использован сурьмяно-цезиевый фотокатод, одиночный динод, управляющая сетка и экран с площадью рабочей поверхности 6,4 см<sup>2</sup>; фокусировка электронов осуществляется аксиальным магнитным полем. Сетка расположена на расстоянии 5—7 мм от эмиттирующей поверхности динода.

Опытные образцы ЭОП имеют следующие параметры: коэффициент усиления по току свыше 50, коэффициент преобразования 1000, разрешающая способность 15...20 лин/мм. Долговечность динодов малой плотности сравнима с долговечностью напыленных в вакууме пленок КС1.

Второй тип ЭОП с высоким коэффициентом усиления основан на использовании динодной системы с распределенным эмиттером. Схема ЭОП изображена на рис. 6.56, а. На пути электронного потока, составляющего электронное изображение, расположен блок параллельных канальных умножителей. Выходной ток каждого канала возбуждает люминесцентный экран. Канальный электронный умножитель (рис. 6.56, б) представляет собой полую трубку из непроводящего материала, внутренняя поверхность которой покрыта эмиттирующим слоем толщиной несколько ангстрем с высоким сопротивлением ( $10^7...10^8$  Ом). Электрический контакт с внутренней проводящей поверхностью осуществляют путем покрытия торцов проводящей краской; однородное аксиальное электрическое поле создается разностью потенциалов между концами трубки. Первичные электроны, эмиттированные фотокатодом, попадают в открытый конец трубки. Если энергия электронов достаточно высока, внутри канала возникают вторичные электроны, которые наряду с небольшой поперечной скоростью имеют большую скорость вдоль оси. При соответствующем соотношении между диаметром канала и величиной приложенного к трубке напряжения вторичные электроны совершают многократные акты вторичной эмиссии, в результате чего ток на выходе канального умножителя во много раз превышает ток на его входе.

В опытных американских образцах канальных умножителей отношение длины к диаметру принимается равным 50...100 при диаметре канала 0,1...0,8 мм. Диаметр блока составляет 25...30 мм. Коэффициент усиления достигает величин  $10^5...10^6$  при рабочем напряжении на концах канала 1,5...2 кВ.

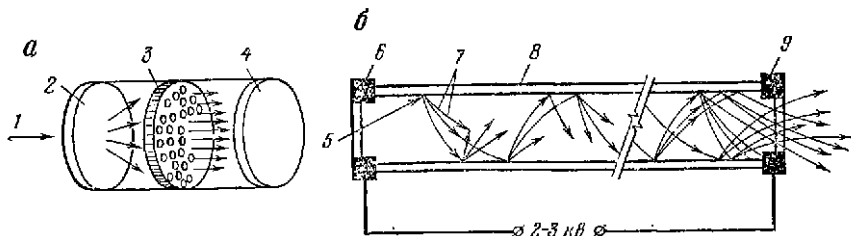
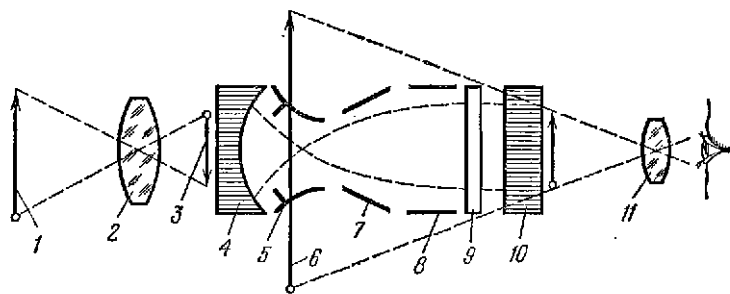


Рис. 6.56. Схема ЭОП с канальными электронными умножителями (а) и схема канального умножителя (б): 1 — падающее излучение; 2 — фотокатод; 3 — блок канальных электронных умножителей; 4 — люминесцентный экран; 5 — первичный электрон; 6, 9 — электроды; 7 — вторичные электроны; 8 — одиночный канал.



Рис. 6.57. ЭОП с каналными электронными умножителями: 1 — объект наблюдения; 2 — лизовый объектив; 3 — оптическое изображение; 4 — фотокатод на плоскостной стекловолоконной пластине; 5 — фокусирующий и запирающий электрод; 6 — оптическое изображение объекта; 7 — анод конической формы; 8 — электрод, сжимающий изображение и устраняющий дисторсию; 9 — микроканальный умножитель; 10 — люминесцентный экран на плоской стекловолоконной пластине; 11 — окуляр.



Одна из конструкций ЭОП с каналными умножителями представлена на рис. 6.57. Изображение объекта проектируется на плоскую поверхность стекловолоконной пластины и передается на фотокатод ЭОП. Электронное изображение на фотокатоде при помощи электронной оптики оборачивается и фокусируется на входе микроканального умножителя, повышающего в  $10^4$  раз интенсивность электронного изображения. С выхода умножителя электронное изображение перепослится на люминесцентный экран, где оно рассматривается наблюдателем. Фокусировка достигается при напряжении на электроде 430 В, а запираение при —330 В. Потенциал анода 8 кВ. Прикладывая некоторое напряжение к электроду, размещенному между микроканальным умножителем и коническим анодом, можно сжимать изображение и устранять его дисторсию.

Микроканальный электронный умножитель выполнен в виде шайбы диаметром 30 мм и толщиной 2 мм, составленной из параллельных каналных умножителей диаметром 55 мкм. К торцам каналов прикладывается напряжение 1 кВ. Шайба расположена на расстоянии 1,5 мм от люминесцентного экрана; разность потенциалов между ними 5 кВ. Колба ЭОП с микроканальным умножителем вписывается в цилиндр диаметром 50 мм при диаметре фотокатода 25 мм. Коэффициент усиления по яркости составляет  $1,4 \cdot 10^6$ . Коэффициент усиления по току такой же, как и в трехкамерном ЭОП с оптическим контактом.

## 6.6. ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ ПЕРЕДАЮЩИЕ ТРУБКИ

В приборах ночного видения, предназначенных для получения телевизионных изображений низкотемпературных объектов, применяют два типа передающих трубок;

а) трубки, основанные на использовании излучения луны и звездного неба, отраженного рассеиваемым объектом, т. е. работающие при низких уровнях освещенности;

б) трубки, использующие собственное тепловое излучение объектов, т. е. работающие в длинноволновой инфракрасной области спектра.

Обычные телевизионные передающие трубки способны нормально работать только при высоких освещенностях объектов. Так, например, для случая применения объективов с относительным отверстием 1 : 2 минимальные значения освещенности должны составлять: для супериконаоскопа 1000 лк, для видикона 300 лк, для ортикаона 150 лк, для суперортикаона Ли-201 60 лк и для суперортикаона Ли-17 20 лк. Поэтому даже наиболее чувствительные передающие телевизионные трубки не позволяют осуществить наблюдение объектов в ночных условиях.

Основными факторами, ограничивающими чувствительность телевизионных трубок, являются шумы предварительного усилителя и шумы коммутирующего электронного пучка. Поэтому для повышения чувствительности трубок необходимо усиление фототока производить до того, как электронный пучок осуществит коммутацию заряда, накопленного на мишени.

Первый образец телевизионной передающей трубки, специально предназначенной для работы при низких уровнях освещенности, представлял собой суперортикон, соединенный с ЭОП (рис. 6.58). Элементы 1...5 образуют ЭОП, а элементы 6...12 — суперортикон. Экран преобразователя состоит из тонкой стеклянной подложки, на которой с одной стороны нанесен алюминированный люминофор (сульфид цинка, активированный серебром), а с другой стороны — сурьмяно-цезиевый фотокатод. Алюминиевая пленка улучшает оптический контакт между люминофором и фотокатодом вследствие отражения света от ее поверхности и устраняет обратную связь между люминофором и первичным фотокатодом.

Фотоэлектроны, испускаемые первичным многощелочным фотокатодом, при попадании на него оптического изображения объекта ускоряются высоким напряжением и фокусируются на экран ЭОП электростатической линзой. Пробирая тонкую пленку алюминия, фотоэлектроны возбуждают люминофор, свечение которого вызывает эмиссию фотоэлектронов со вторичного фотокатода. Благодаря системе 7 фотоэлектронное изображение переносится на мишень 9 суперортикона, создавая на ней потенциальный рельеф, считываемый электронным лучом 10.

В местах мишени с наибольшим положительным потенциалом, т. е. в местах, соответствующих наибольшей освещенности наблюдаемого объекта, электронный луч, компенсируя этот потенциал, оставляет большое число электронов, но часть их возвращается обратно и попадает на фотоэлектронный умножитель 12. Участки мишени, подвергшиеся воздействию меньшего числа первичных электронов фотокатода, т. е. соответствующие меньшей освещенности объекта, требуют меньшего числа электронов для компенсации потенциала, и число возвратившихся в луче 11 электронов будет большим. Таким образом, поток электронов, возвращающихся с мишени на фотоэлектронный умножитель 12, оказывается промодулированным в соответствии с освещенностью отдельных участков фотокатода.

Если спектральные характеристики экрана ЭОП и вторичного фотокатода согласованы, то одна камера ЭОП обеспечивает при ускоряющем напряжении 20 кВ усиление по току в 10...20 раз; при двухкамерном ЭОП можно получить 300-кратное усиление. Количество каскадов усиления яркости ограничивается падением разрешающей способности, которая зависит от аббераций электронно-оптической системы и от рассеяния света на пути между люминесцирующим слоем и фотокатодом. При оптимальной толщине слоя люминофора и подложки удается достичь разрешения в центре поля зрения при одном каскаде

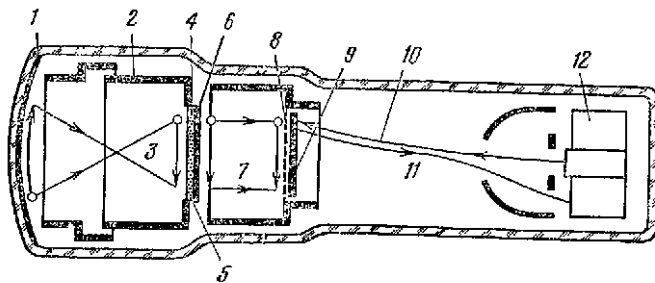
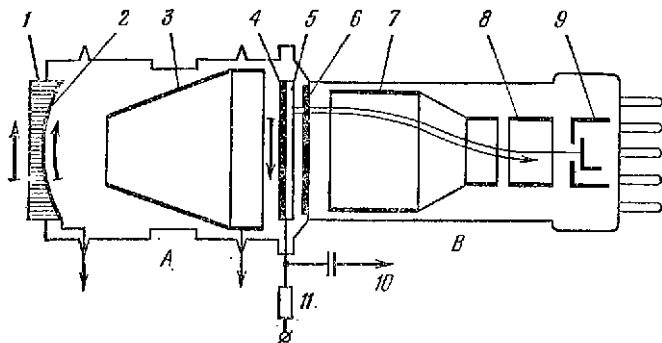


Рис. 6.58. Суперортикон, соединенный с ЭОП: 1 — фотокатод; 2 — фокусирующая система; 3 — электронное изображение объекта; 4 — анод (алюминированная трубка); 5 — экран; 6 — катод суперортикона; 7 — устройство для формирования вторичного электронного изображения; 8 — анод; 9 — стеклянная мишень; 10, 11 — электронный луч; 12 — фотоэлектронный умножитель.

Рис. 6.59. Передающая трубка с вторично-электронной проводимостью: 1 — волоконный светопровод; 2 — фотокатод; 3 — фокусирующий электрод; 4 — сигнальная пластина; 5 — КС1; 6 — экран, нанесенный на стенку колбы; 7, 8, 9 — фокусирующие электроды; 10 — видеосигнал; 11 — нагрузочный резистор.



усиления яркости 600...650 линий, а при двух каскадах — 450 линий. Опытный американский образец трубки даст хорошее изображение предметов в условиях ясного звездного неба и приемлемое изображение при облачности и отсутствии луны. Уровень ночной освещенности, характерный для этих условий, колеблется в пределах 0,01...0,001 лк. Трубка позволяет получить изображение с разрешающей способностью, соответствующей 100-строчному разложению, и освещенностью на фотокатоде  $5 \cdot 10^{-7}$  лк.

Для некоторых целей, в частности для астрономических наблюдений, когда имеются чрезвычайно малые освещенности, целесообразно перед считыванием накапливать заряд в течение длительного времени. Одной из трубок, разработанных для таких применений, является телевизионная передающая трубка с вторично-электронной проводимостью (ВЭП). В этой трубке в качестве механизма накопления заряда на мишени вместо вторичной электронной эмиссии, как в обычном суперортыконе, использован эффект проводимости в диэлектрике, наведенной электронной бомбардировкой.

Схема трубки с ВЭП приведена на рис. 6.59. Конструктивно она выполнена в виде двух секций A и B, между которыми расположена мишень. Секция A представляет однокамерный ЭОП с электростатической фокусировкой, формирующий электронное изображение рассматриваемого объекта. Проектируемое на экран трубки плоское изображение передается по волоконному светопроводу на фотокатод, где создается искривленное изображение, что необходимо для компенсации кривизны поля за счет электростатического фокусирующего действия электрода. Потенциал фотокатода — 8 кВ, поэтому эмиттированные фотоэлектроны ускоряются и при соударении с мишенью имеют энергию 8 кэВ.

Мишень состоит из основания в виде слоя  $Al_2O_3$  толщиной 70 нм, слоя алюминия толщиной 50 нм и слоя КС1 малой плотности. Слой алюминия служит сигнальной пластиной. Его осаждают методом испарения в вакууме на слой  $Al_2O_3$ . После этого на алюминий путем испарения осаждают слой КС1. Мишень укрепляют на металлическом кольце диаметром 20...25 мм.

Фотоэлектроны с энергией 8 кэВ проходят через слой  $Al_2O_3$  и слой КС1 и в последнем теряют большую часть своей энергии, образуя большое число медленных вторичных электронов. Но потенциальный рельеф на мишени создается не только вторичными электронами. Под действием электрического поля большинство вторичных электронов первоначально собирается сигнальной пластиной, благодаря чему положительный заряд слоя КС1 возрастает. Вторичные электроны, прошедшие сквозь слой КС1, отбираются экраном,

папенсением из стенку колбы, продолжая увеличивать положительный потенциал слоя.

Потенциальный рельеф мишени представляет собой копию исходного оптического изображения и сохраняется без разрушения в течение длительного промежутка времени, достигающего 30 мин.

Секция В представляет собой электронное коммутирующее устройство с электроплой пушкой и электромагнитной системой для отклонения луча.

При коммутации мишени развертывающим электронным лучом происходит электрический разряд мишени последовательно от одной ее точки к другой. Возникающие при этом импульсы тока создают напряжение видеосигнала на нагрузочном резисторе.

Перед мишенью установлены две сетки; одна из них служит для замедления развертывающего электронного луча, другая предотвращает повреждение мишени при чрезмерно большой засветке фотокатода.

По данным, опубликованным в иностранной печати, трубка с ВЭП и кислородно-цезиевым фотокатодом чувствительностью 40 мкА/лм позволяет получать изображение предметов, создающих освещенность на фотокатоде  $3 \cdot 10^{-4}$  лк. Это почти в 200 раз меньше необходимой освещенности при передаче изображений обычным суперортиконом. В случае применения сурьмяно-цезиевого фотокатода чувствительность трубки увеличивается и минимально потребный уровень освещенности фотокатода уменьшается до  $10^{-5}$  ...  $5 \cdot 10^{-6}$  лк, что позволяет вести наблюдение за объектами в ясную безлунную ночь.

Большая длительность запоминания сигнала дает возможность использовать трубку в телевизионных камерах с медленной разверткой. Такие камеры действуют как фотокамеры, работающие с короткими экспозициями и медленной разверткой считывания. В промежутках между экспонированием изображение хранится на поверхности мишени трубки, аналогично тому, как хранится изображение на непрозрачной фотопленке.

Наиболее слабая сторона трубки с ВЭП заключается в значительном времени, требующемся для стирания предыдущего электронного изображения до того, как трубка будет в состоянии принять следующий кадр. Чем ниже уровень освещенности рассматриваемого объекта, тем больше запаздывание, что приводит к размытию изображения. Кроме этого, при резких изменениях уровня освещенности появляется ореол в изображении.

Из новейших разработок трубок, предназначенных для работы при низких уровнях освещенности, следует отметить телевизионную трубку SEM (Silicon Electron Multiplication). Трубка (рис. 6.60, а) состоит из секции переноса изображения и секции сканирования. Первая секция представляет собой однокамерный ЭОП с электростатической фокусировкой, создающий электронное изображение рассматриваемого объекта. Размер электронного изображения, создаваемого на мишени,  $9,5 \times 12,7$  мм. Считывание

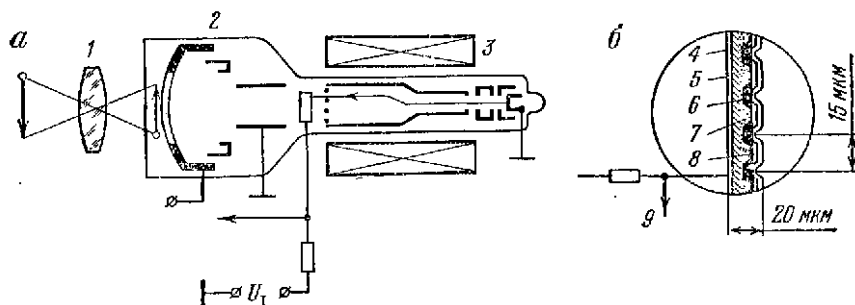
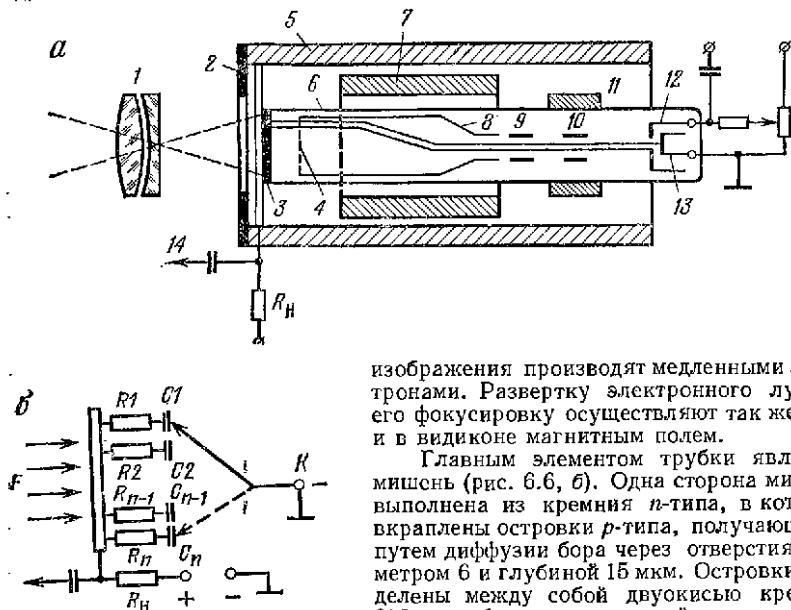


Рис. 6.60. Телевизионная передающая трубка SEM (а) и поперечное сечение мишени (б): 1 — объект; 2 — секция электронного переноса изображения; 3 — секция сканирования; 4 — светопоглощающий слой; 5 — л-слой; 6 — островки р-типа; 7 — кремний n-типа; 8 — SiO<sub>2</sub>; 9 — выходной сигнал.

Рис. 6.61. Видикон, чувствительный в инфракрасной области спектра (а), и эквивалентная схема мишени (б); 1 — объектив; 2 — входное окно; 3 — мишень; 4 — тормозящая сетка; 5 — фокусирующая катушка; 6 — стеклянный баллон; 7 — отклоняющая катушка; 8, 9, 10 — аноды; 11 — коррекционная катушка; 12 — управляющий электрод; 13 — катод; 14 — видеосигнал.



изображения производят медленными электронами. Развертку электронного луча и его фокусировку осуществляют так же, как и в видиконе магнитным полем.

Главным элементом трубки является мишень (рис. 6.6, б). Одна сторона мишени выполнена из кремния *n*-типа, в который вкраплены островки *p*-типа, получающиеся путем диффузии бора через отверстия диаметром 6 и глубиной 15 мкм. Островки разделены между собой двуокисью кремния SiO<sub>2</sub> и образуют с основной элементарные диоды. На другой стороне *l*+-слой получен

диффузией фосфора на глубину 0,1...0,3 мкм. Поглощающий слой представляет собой тонкую металлическую пленку, расположенную перпендикулярно потоку фотоэлектронов, образуемому в первой секции.

Разработано много новых образцов телевизионных передающих трубок, чувствительных к излучению в инфракрасной области спектра. Несмотря на различные названия, все они имеют однотипную схему устройства, аналогичную видикону, и отличаются только конструкцией мишени. Область спектральной чувствительности видиконов зависит от свойств применяемого полупроводника, который выбирается в зависимости от назначения прибора. Для хорошего накопительного действия слоя необходима удельная проводимость примерно  $10^{-11} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ . Это условие является довольно тяжелым для слоя, чувствительного к инфракрасным лучам, так как его проводимость и длинноволновая граница чувствительности связаны между собой и определяются через энергию перехода  $\Delta E$ . Чем меньше  $\Delta E$ , тем больше проводимость и длинноволновая граница. Расширение спектральной области чувствительности видикона может быть получено с помощью слоя зернистой структуры, запорного слоя или путем введения низкоомного материала, чувствительного в инфракрасной области спектра.

Принцип работы видикона с монокристаллической полупроводниковой мишенью иллюстрируется рис. 6.61, а. В вакуумированном баллоне б с прозрачным для инфракрасных лучей входным окном 2 расположена мишень. Толщина полупроводниковой мишени 3 выбирается настолько малой, что возможна ее работа «на прострел», т. е. излучение рассматриваемого объекта фокусируют объективом 1 на лицевую сторону, а развертку электронным лучом производят с тыльной стороны. Даже с учетом потерь на оптическое излучение в толще полупроводника эта конструкция обеспечивает высокую чувствительность в заданной области спектра.

Для развертки тыльной поверхности мишени внутри трубки расположен электронный прожектор, состоящий из катода 12, управляющего электрода 11 и трех анодов: 8, 9 и 10. Третий анод 8 выполнен в виде цилиндра и заканчивается мелкоструктурной тормозящей сеткой 4, которая обеспечивает перпендикулярное падение электронов на мишень по всей поверхности.

Отклонение и фокусировку развертывающего луча осуществляют с помощью отклоняющей 7 и фокусирующей 5 катушек, расположенных на баллоне. Корректирующая катушка 11 служит для совмещения оси электронного пучка с осью магнитного фокусирующего поля.

Эквивалентная схема мишени (рис. 6.61, б) состоит из элементарных конденсаторов  $C_1, C_2, \dots, C_n$  и шунтирующих резисторов  $R_1, R_2, \dots, R_n$ . Спротивление которых зависит от интенсивности излучения, попавшего на элемент. При коммутации мишени развертывающий луч производит заряд элементарной емкости, доводя потенциал правой пластины до нуля. Ток заряда протекает через резистор  $R_n$ , создавая падение напряжения (видеосигнал). Для участка мишени, на который не попадает излучение, зарядный ток равен нулю; а для участка наибольшей облученности ток максимальный. С нагрузочного резистора  $R_n$  снимается видеосигнал, представляющий собой последовательность импульсов, площадь которых пропорциональна интенсивности излучения, попадающего на данный элемент мишени.

Одна из конструкций видикона изображена на рис. 6.62. Мишень 9 изготовлена из монокристалла германия. Для того чтобы слой не разрушился электронным лучом, сканирование осуществляется медленными электронами; равномерное тормозящее поле перед мишенью обеспечивается сеткой 4. Охлаждение мишени осуществляется продуктами испарения жидкого азота, непрерывно поступающего в трубопровод 6 из сосуда Дьюара. Поддержание температуры 78 К достигается при расходе жидкого азота 30 см<sup>3</sup>/ч.

Излучение, создаваемое накаленным катодом, может привести к засветке мишени. Это явление устранено путем наклона оси электронно-оптической системы относительно геометрической оси трубки на угол 4°, так что световые лучи катода не попадают на мишень; «выпрямление» электронного луча производят поперечным магнитным полем, а его фокусировку перед мишенью — аксиальным магнитным полем.

Крутизна характеристики трубки равна 1,9 мкА/В при токе луча 5,7 мкА и напряжении на мишени 5 В. При относительном отверстии объектива

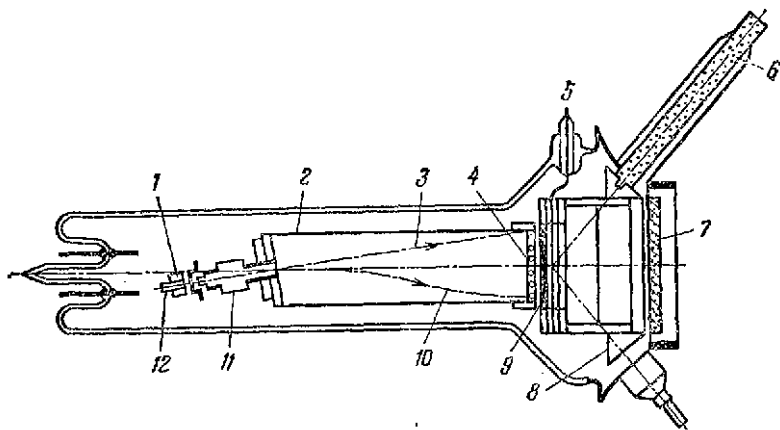


Рис. 6.62. Видикон с мишенью из монокристалла германия: 1 — модулятор; 2 — коллимирующая камера; 3 — световой луч накаленного катода; 4 — замедляющая сетка; 5 — вывод видеосигнала; 6 — трубопроводы с расширенными соплами для подачи жидкого азота; 7 — входное окно; 8 — контур охлаждения; 9 — мишень; 10 — электронный луч; 11 — электронно-оптическая система; 12 — катод.

Рис. 6.63. Схема мишени на основе  $\text{InAs}$  (а) и спектральная характеристика видикона (б): 1 — падающее тепловое излучение; 2 —  $p$ -область; 3 —  $n$ -область; 4 — сканирующий электронный луч; 5 —  $r$ -область.

Рис. 6.64. Пирозлектрический элемент (а), принципиальная (б) и эквивалентная (в) схемы формирования выходного сигнала: 1 — задний электрод; 2 — пирозлектрический кристалл; 3 — передний полупрозрачный электрод; 4 — падающее тепловое излучение.

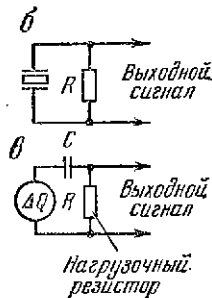
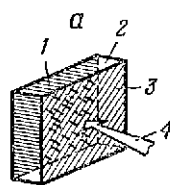
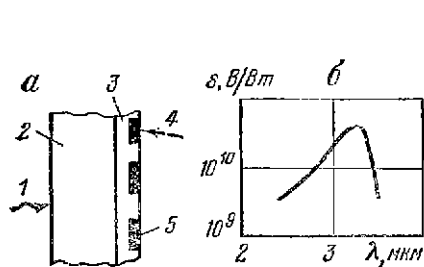


Рис. 6.63

Рис. 6.64

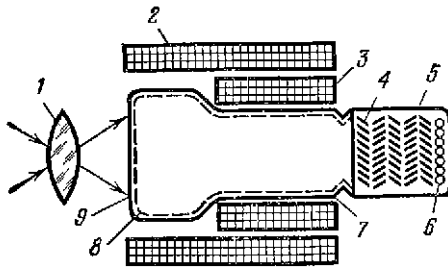
1 : 4,5 с помощью трубки различаются объекты с температурой поверхности  $180^{\circ}\text{C}$ ; расчет показывает, что для объектива с относительным отверстием 1 : 1,5 пороговая температура снижается до  $150^{\circ}\text{C}$ . При меньшей температуре трубка может работать только в режиме подсвета рассматриваемого объекта. Длинноволновая граница чувствительности мишени около 2,5 мкм.

К числу новейших разработок относят видиконы с мишенью на основе  $\text{InAs}$ , а также видиконы с пироэлектрической и магричной мишенью. Схема устройства мишени на основе  $\text{InAs}$  иллюстрируется рис. 6.63, а;  $n$ -область обращена к теплоизлучающему объекту;  $p$ -область обегает развертывающий электронный луч. Спектральная характеристика видикона представлена на рис. 6.63, б. Максимум спектральной чувствительности приходится на длину волны  $\lambda = 3,25$  мкм.

В английском инфракрасном видиконе Р8090 применена мишень из пироэлектрического материала. Известно, что если к кристаллу на основе титаната бария или ниобата бария, модифицированного стронцием, приложить электроды (рис. 6.64, а), то при изменении температуры кристалла на электродах появляется электрический сигнал (рис. 6.64, б), причем систему «кристалл — электроды» можно рассматривать как емкостный источник сигналов (рис. 6.64, в). При проецировании на пироэлектрическую мишень оптического невидимого изображения теплоизлучающего объекта на поверхности мишени формируется потенциальный рельеф, который развертывают медленными электронами. С выхода видикона снимают видеосигнал, используемый для модуляции яркости кинескопа. Разрешающая способность видикона Р8090 составляет 100 лин, что вполне достаточно для многих областей его практического применения. Спектральный диапазон чувствительности 2...20 мкм и ограничивается свойствами материала, из которого выполнено входное окно видикона. Максимум чувствительности приходится на длину волны около 9 мкм. Диаметр мишени 16 мм. Напряженеис накала видикона 6,3 В; ток накала 95 мА. Другие электроды находятся под напряжением — 70... + 200 В.

В видиконах обычных конструкций мишень выполняют из тонких аморфных полупроводниковых пленок, весьма чувствительных к механическим нагрузкам, вследствие чего долговечность этих трубок ограничена. Новейшие разработки видиконов связаны с применением мишени в виде диодной матрицы, отличающейся высокой прочностью и большой чувствительностью. Созданию таких видиконов способствовали достигнутые успехи в технологии производства планарных кремниевых полупроводниковых структур.

Рис. 6.65. Принципиальная схема устройства диссектора изображения: 1 — объектив; 2 — фокусирующая катушка; 3 — отклоняющая катушка; 4 — диоды; 5 — фотоумножительная система; 6 — анод; 7 — колба; 8 — экран; 9 — фотокатод.



Мозаика кремниевых диодов имеет толщину порядка 0,1 мм. Ее получают методом фототравления отверстий в слое двуокиси кремния, образованного на поверхности основного материала — кремния *n*-типа. Затем в отверстия диффузией вводят кремний *p*-типа, так что образуются диоды. Когда на такую мишень проецируют со стороны основного материала изображение, в диодной мозаике создается распределение электрических зарядов, соответствующее распределению освещенности по поверхности изображения. Электронный луч обегает и стирает это электронное изображение, переводя его в видеосигнал.

Параметры видеоконв с мишенью в виде мозаики кремниевых диодов следующие: число фотодиодов 500 (на площади около 1 см<sup>2</sup>), диаметр каждого диода 7,5...8,0 мкм, расстояние между центрами двух соседних диодов 20 мкм, разрешающая способность 350 линий при толщине мишени 30,4 мкм и 550 линий при толщине 25,4 мкм; максимальная чувствительность соответствует длине волны около 0,9 мкм и примерно в 20 раз больше, чем у обычного видеоконв, так как квантовый выход монокристаллического кремния значительно больше, чем у полупроводниковых пленок с множеством центров рекомбинации.

Особую группу электронных трубок составляют так называемые диссекторы изображения, применяющиеся в системах слежения с лазерами. Принципиальная схема диссектора приведена на рис. 6.65. Изображение теплоизлучающего объекта строится на фотокатоде при помощи объектива. Электроны, эмиттируемые фотокатодом, устремляются к аноду под действием фокусирующего и ускоряющего полей, чем обеспечивается перенос изображения на анод. На пути движения электронов к аноду установлена диафрагма с прорезями, форма и размеры которых зависят от назначения прибора. В частности, прорези выполняют в виде креста. Сканирование электронного лучка обеспечивает попадание на анод электронов от определенного участка фотокатода. Фокусирование и сканирование электронного лучка по определенному закону осуществляют с помощью электромагнитных систем.

Для улучшения параметров диссекторов их объединяют с системой вторично-электронного умножения, как в ФЭУ. Такое соединение обеспечивает не только прием, излучение и усиление фототока, но и электронную развертку изображения. Чувствительность диссекторов изображения примерно на 30% хуже по сравнению с чувствительностью соответствующих ФЭУ. Параметры диссекторов отечественного производства, чувствительных к коротковолновому инфракрасному излучению, даны в табл. 6.19.

## 6.7. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ТИПЫ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ИЗОБРАЖЕНИЯ

К специальным типам преобразователей инфракрасного изображения в видимое относят фотоэмиссионный преобразователь, трубку «фильтерскан», эванограф, эджеограф и твердотельные преобразователи. Все они получили ограниченное применение, значительно меньшее, чем ЭОП и телевизионные передающие трубки, чувствительные в инфракрасной области спектра.

Основной деталью фотоэмиссионного преобразователя является разработанный Гербани, Фоглем и Хэнсеном, является чувствитель-



Таблица 6.19

Данные диссекторов изображения, чувствительных в ближней инфракрасной области спектра

Параметры	Тип диссектора			
	ЛИ-603	ЛИ-603—1	ЛИ-605	ЛИ-605—1
Тип фотокатода	Ag-O-Cs	Ag-O-Cs	Ag-O-Cs	Sb-K-Na-Cs
Длина, мм	223	223	170	170
Диаметр, мм	55	55	55	55
Рабочий диаметр фотокатода, мм	34	34	25	25
Спектральная область чувствительности, мкм	0,4...1,2	0,4...1,2	0,4...1,2	0,4...0,85
Разрешающая способность, лин/мм	—	—	300/250	300/250
Амплитуда видеосигнала, мкА	>100	>15	≥10	≥10
Темновой ток, А	≤5·10 <sup>-7</sup>	2·10 <sup>-7</sup>	—	—
Наибольший ток на выходе, мА: при длительной работе при кратковременной работе	200 5000	200 5000	100 500...600	100 500...600
Напряжение питания, В	2100	2100	2300	2300

ный элемент в виде тонкой прозрачной пленки, покрытой с одной стороны веществом, поглощающим тепловое излучение, а с другой стороны — фотоэмиттером, чувствительным к изменению температуры. Малая инерционность чувствительного элемента достигнута за счет уменьшения его теплоемкости и уменьшения толщины составляющих компонентов. В качестве основы выбрана пленка из SiO толщиной 5 нм или из окиси алюминия Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> толщиной 20 нм. Поглощающий слой нанесен напылением в вакууме золота или серебра (10...20 нм). Такой слой имеет примерно одинаковый коэффициент поглощения в диапазоне длин волн 3...15 мкм. Толщина фотослоя, нанесенного на пленку с противоположной стороны, составляет 40 нм. Суммарная толщина чувствительного элемента 50...70 нм, что обеспечивает постоянную времени около 30 мс. Материалом для фотоэмиттера выбраны висмута-цезиевые и висмута-рубиниевые фотослои, нанесенные на подслои из окиси олова. В диапазоне температур 150...170 К температурный коэффициент фототока этих слоев достигает 0,05...0,07 АК<sup>-1</sup>. Диаметр чувствительного элемента 30 мм.

Тепловое излучение рассматриваемого объекта (рис. 6.66) фокусируется зеркальным объективом на чувствительный элемент. Одновременно на него

отображается посредством линзы и зеркала интенсивное световое пятно от вспомогательного кинескопа, которое благодаря воздействию генератора развертки обегает рабочую поверхность чувствительного элемента. Фотоэмиссия происходит из тех участков чувствительного элемента, которые освещены пятном луча вспомогательного кинескопа. Интенсивность пятна постоянна, но фототок модулируется тепловым изображением объекта на чувствительном элементе вследствие изменения температуры фотоэмиссионного слоя. Эмиттируемые электроны усиливаются фотоумножителем, выходной сигнал которого модулирует по интенсивности луч основного кинескопа синхронно, с бегущим световым пятном, создавая видимое изображение объекта.

Тепловая изоляция чувствительного элемента достигается созданием в корпусе глубокого вакуума ( $10^{-12}$  Па), что необходимо также для нормальной работы фотоумножителя. Поле зрения ограничено диафрагмой (охлаждаемой жидким азотом), которая задерживает излучение от стенок трубки и одновременно охлаждает чувствительный элемент. Входное окно, через которое проходит излучение от рассматриваемого объекта, изготовлено из кристалла  $BaF_2$ , прозрачного для инфракрасных лучей с длиной волны до 15...16 мкм.

Трубка «фильтерская», разработанная в 1959 г., состоит из конической и цилиндрической частей, оси которых расположены под углом (рис. 6.67). Инфракрасное изображение наблюдаемого объекта фокусируется на силиконовое входное окно конической части трубки. Прошедшее через окно излучение выходит через второе окно, прозрачное для инфракрасных лучей, и фокусируется при помощи зеркально-линзового объектива на чувствительную площадку внешнего приемника излучения. В цилиндрической части трубки размещена электронная пушка. Электронный луч направлен на внутреннюю поверхность полупроводникового (силиконового) окна. В точке, где сфокусированный электронный луч падает на окно, образуются свободные носители в полупроводнике, увеличивающие его проводимость и поглощение, вследствие чего появляется небольшое непрозрачное пятно.

Отклоняющая система пушки заставляет электронный луч и создаваемое им пятно перемещаться по полупроводниковому окну, образуя растр. Так

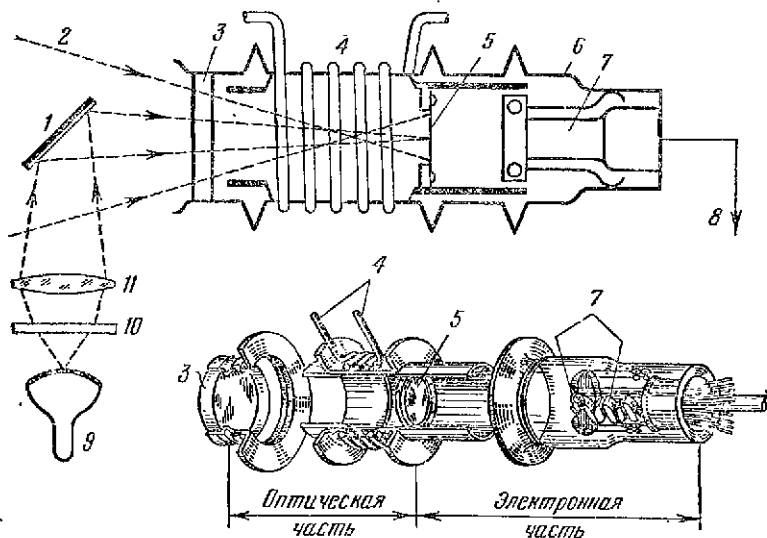


Рис. 6.66. Термоэмиссионный преобразователь: 1 — отражательное зеркало; 2 — падающий луч; 3 — входное окно из фтористого бария; 4 — холодик; 5 — чувствительный элемент; 6 — корпус (диаметр 85 мм, длина 285 мм); 7 — фотоумножитель; 8 — выходной сигнал; 9 — кинескоп, создающий бегущий световой луч; 10 — фильтр, поглощающий тепловое излучение; 11 — объектив.

как величина лучистой энергии, поглощаемой бегущим пятном, определяется яркостью закрываемого им участка инфракрасного изображения наблюдаемого объекта, то выходной сигнал приемника излучения зависит от вариаций яркости по площади изображения. Подавая этот сигнал на приемный кинескоп, развертка которого синхронизирована с движением электронного луча, можно воспроизвести визуальное (негативное) изображение объекта.

Опытный образец трубки «фильтрскан» имеет следующие параметры: площадь бланкирующего пятна  $3,1 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>, площадь входного окна 2,24 см<sup>2</sup>; площадь чувствительной площадки 0,1 см<sup>2</sup>. Недостаток трубки заключается в ее невысокой чувствительности, определяемой большой площадью чувствительной площадки.

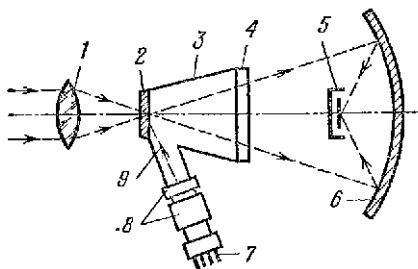
Принцип действия эвапорографа основан на зависимости толщины пленки конденсированных паров масла от температуры подложки, на которой происходит конденсация. Основным элементом преобразователя является вакуумная камера, разделенная на две части мембраной из нитроцеллюлозы толщиной около 1 мкм (рис. 6.68). На одну из сторон мембраны, покрытую золотой чернью, фокусируется невидимое изображение объекта. Фокусирующая система состоит из зеркального объектива с фокусным расстоянием 200 мм, относительным отверстием 1 : 2,5, углом зрения 50° и отклоняющего зеркала.

Излучение проникает внутрь камеры через входное окно, выполненное из флюорита, пропускающего 90% излучения с длинами волн до 7,5 мкм. Перед поглощающей стороной мембраны размещена электрическая лампа, служащая для «стирания» изображения. Другая сторона мембраны освещается параллельным пучком света через противоположное стеклянное окно второй половине камеры, в которую помещают небольшое количество полиметилсилоксанового масла. Камеру откачивают форвакуумным насосом до давления  $10^{-8}$  Па, а корпус ее подогревают до температуры, при которой упругость паров масла достигает необходимой величины.

Пары масла конденсируются на поверхности мембраны и образуют пленку, толщина которой зависит от температуры мембраны. Без масляной пленки мембрана имеет желтый цвет; в процессе конденсации масла мембрана с пленкой вследствие интерференции видимого света в тонкой пленке окрашивается в оранжевый, красный, голубой и другие цвета. Тепловое излучение наблюдаемого объекта, поглощенное мембраной, изменяет ее локальную температуру, что приводит к испарению масла и к изменению толщины пленки. Это сопровождается изменением цвета мембраны, причем различия в цвете изображения соответствуют различиям в интенсивности излучения объекта. Получается видимое изображение объекта, которое наблюдают через стеклянное окно или фотографируют. Для того чтобы на окне не было конденсации паров масла, его дополнительно нагревают электрическим током, проходящим по токопроводящему покрытию.

В процессе работы эвапорографа шторку между отражательным зеркалом и «стирающей» лампой периодически закрывают и лампу синхронно включают; это приводит к испарению масляного слоя и к очистке пленки, которая вновь становится желтой. Масло начинает конденсироваться, когда лампа выключается и пленку начинает поступать излучение от рассматриваемого объекта. Такой режим работы эвапорографа называется режимом конденсации; скорость конденсации меньше на нагретых частях мембраны и больше на

Рис. 6.67. Трубка «фильтрскан»: 1 — объектив; 2 — силиконовое окно; 3 — конусообразная часть; 4 — выходное окно из материала, прозрачного для инфракрасных лучей; 5 — приемник излучения; 6 — зеркально-линзовый объектив; 7 — электронная пушка; 8 — фокусирующая в отклоняющая катушки; 9 — электронный луч.



относительно холодных, что приводит к неравномерной толщине образующейся масляной пленки.

Эвапорограф может работать также в режиме испарения, который заключается в том, что перед экспонированием на мембране уже имеется однородная пленка масла. В процессе экспонирования толщина пленки на более нагретых участках мембраны соответственно уменьшается. Режим испарения применяется при регистрации объектов, температура поверхности которых превышает 350 К; режим конденсации более чувствителен и используется для регистрации слабо излучающих объектов.

Примерные параметры эвапорографа следующие: пороговая разность температур 0,2...1° С, постоянная времени 5...10 с (при температурном контрасте 1° С), разрешающая способность 10...14 лин/мм, диаметр мембраны 30 мм. С помощью эвапорографа можно сфотографировать в полной темноте человека на удалении от него 180 м, а здание — на 1800 м.

К факторам, влияющим на качество эвапорографического изображения, относят:

- качество оптического изображения, создаваемого объективом;
- теплопроводность в плоскости слоя золотой черни и мембраны;
- теплопроводность масла;
- сглаживающее влияние теплоты, выделяющейся при конденсации масла, на температурный рельеф;
- сглаживающее влияние поверхностного натяжения на жидкостный рельеф;
- влияние зернистости слоя жидкости на изображение мелких и малоконтрастных деталей.

Другим прибором, принадлежащим к группе несканирующих преобразователей изображения, является э д ж е о г р а ф. Принцип действия эджеографа основан на температурной зависимости длинноволновой границы полосы собственного поглощения некоторых материалов: край полосы поглощения смещается при изменении температуры (рис. 6.69, а). Такое явление наблюдается у всех полупроводников и, в частности, у аморфного селена. Если через пленку селена пропускать монохроматическое излучение от вспомогательного

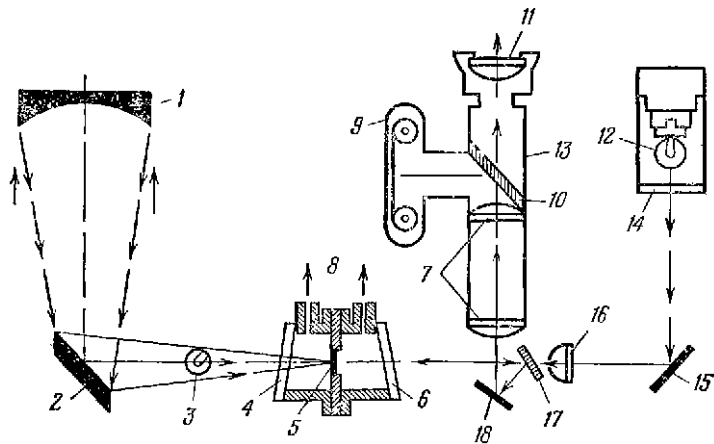
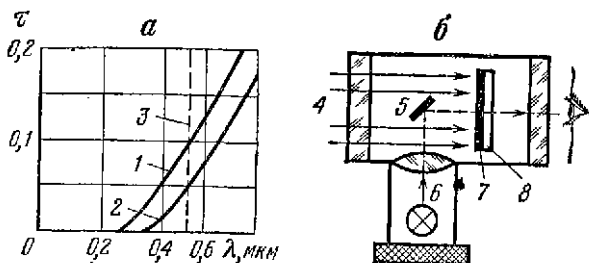


Рис. 6.68. Принципиальная схема эвапорографа: 1 — зеркальный объектив; 2 — отклоняющее зеркало; 3 — «стирающая» лампа; 4 — входное окно из материала, прозрачного для инфракрасных лучей; 5 — мембрана; 6 — стеклянное окно; 7 — линзы, формирующие изображение; 8 — к вакуумному насосу; 9 — фотокамера; 10 — полупрозрачное зеркало с коэффициентом отражения 0,8; 11 — лампа; 12 — окуляр; 13 — зрительная труба; 14 — ИК-фильтр; 15 — отклоняющее зеркало; 16 — коллимирующая линза; 17 — полупрозрачное зеркало с коэффициентом отражения 0,8; 18 — зеркало.

Рис. 6.69. Зависимость коэффициента пропускания полупроводника при разных температурах (а) и схема эджеографа (б): 1 — кривая для полупроводника, охлажденного на 10%; 2 — то же, но нагретого на 5%; 3 — линия излучения натриевой лампы; 4 — падающее излучение; 5 — зеркало; 6 — натриевая лампа; 7 — полупрозрачный слой хрома; 8 — пленка селена.



источника с длиной волны, близкой к длинноволновой границе полосы поглощения, то интенсивность прошедшего через пленку излучения зависит от ее температуры.

Схема эджеографа представлена на рис. 6.69, б. Под действием излучения на пленке селена, покрытой со стороны падающего лучистого потока полупрозрачным слоем хрома, создается температурный рельеф. Пленку дополнительно освещают натриевой лампой, излучение которой лежит вблизи границы поглощения селена ( $\lambda = 0,59$  мкм). В зависимости от температурного поля чувствительного элемента через равные участки его проходит большая или меньшая часть излучения, так что изображение объекта непосредственно рассматривается наблюдателем.

Эджеограф позволяет фиксировать перепады температур  $10^\circ\text{C}$  при разрешающей способности 2 лин/мм и постоянной времени 0,5 мс.

В последние годы усиленно разрабатываются твердотельные электролюминесцентные преобразователи, представляющие собой распределенную многослойную структуру, которая преобразует рельеф на фотослое в световой рельеф на люминесцентном экране. Принцип устройства двухэлектродного электролюминесцентного преобразователя иллюстрируется рис. 6.70, а. Он представляет собой прозрачную для видимых или инфракрасных лучей пластину 8, покрытую прозрачным токопроводящим слоем 7, подключенным к одному полюсу источника переменного тока повышенной частоты. На контактный слой нанесен слой электролюминофора 6. Изображение рассматриваемого объекта проецируют на полупроводниковый фотослой 4 через верхний прозрачный электрод 3, который подключен ко второму полюсу источника питания. Непрозрачный оптический экран 5 предотвращает обратную оптическую связь между электролюминофором и фотослоем. Для защиты чувствительного слоя от влаги и механических повреждений служит пластина 2. Изображение объекта рассматривают со стороны люминесцентного слоя через подложку и прозрачный электрод.

Если фотослой не облучен, напряжение, приложенное к преобразователю, падает на полупроводниковом слое, сопротивление которого много больше

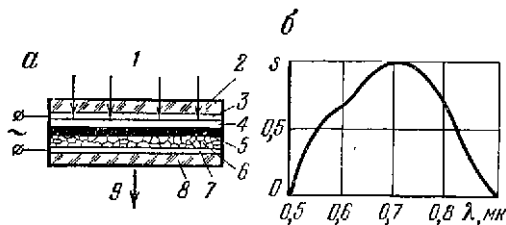


Рис. 6.70. Электролюминесцентный преобразователь на основе CdS (а) и его спектральная характеристика (б): 1 — падающий световой поток; 2, 8 — стеклянные пластины; 3, 7 — электроды; 4 — фотослой; 5 — оптический экран; 6 — электролюминофор; 9 — излучение экрана.

сопротивления последовательно соединенного с ним электролюминофора. При облучении полупроводника его сопротивление уменьшается и в местах облучения значительная часть напряжения оказывается приложенной к слою электролюминофора, что вызывает его свечение.

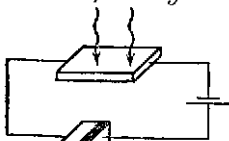
В первых образцах электролюминесцентных преобразователей применяли монокристаллы сернистого кадмия  $CdS$  (толщиной 500 мкм) и электролюминофор  $ZnS$  (50 мкм). Спектральная характеристика таких преобразователей изображена на рис. 6.70, б; она показывает, что преобразователи могли использоваться только как усилители света. Коэффициент усиления достигал  $10^4$  при пороговой освещенности  $10^{-4}$  лк.

Для повышения чувствительности были предложены также твердотельные преобразователи с управляющей сеткой, преобразователи на основе порошковых слоев (с сетчатым электродом) и тонких пленок, гибридные структуры, представляющие собой комбинацию сублимированного фотослоя с порошковым электролюминофором, и т. д. Однако все они предназначались для работы в видимой и ближней инфракрасной областях спектра и представляли определенный интерес в связи со следующими преимуществами по сравнению с ЭОП: 1) низкий порог чувствительности и высокий коэффициент усиления на каскад ( $10^4 \dots 10^5$ ); 2) простота, малые габариты, высокая механическая прочность; 3) большая рабочая поверхность экрана; 4) низкие рабочие напряжения (100...200 В). По быстрдействию твердотельные преобразователи изображения уступали ЭОП в лучшем случае на 3-4 порядка ( $10^{-3}$  с).

В последующих разработках вместо  $CdS$  и  $CdSe$  начали применять другие полупроводниковые материалы, и в частности легированный германий, что позволило перейти к инфракрасному диапазону спектра и создать преобразователи, способные визуализировать изображения низкотемпературных объектов. Один из таких преобразователей, предназначенный для работы в области 2...5 мкм, выполнен в виде сэндвича из пластины монокристаллического германия, легированного никелем (толщиной 350 мкм), и люминесцентного экрана из титаната бария (толщиной 20 мкм). Для повышения чувствительности преобразователь помещен в вакуумированный сосуд Дьюара с охладителем. Величина приложенного напряжения 175 В при частоте 1 кГц. Разрешающая способность 25 лин/см.

В схеме твердотельного преобразователя, изображенного на рис. 6.71, в качестве приемника излучения взят фоторезистор на основе германия, легированного медью и сурьмой. Германиевый фоторезистор имеет высокую чувствительность в спектральном диапазоне 1,5...4,2 мкм, порог  $10^{-10} \dots 10^{-11}$  Вт и удельное сопротивление  $10^8 \dots 10^9$  Ом · см. Излучателем видимых лучей является электролюминесцентный полупроводниковый диод из карбида кремния. Пропускание тока в прямом направлении в электронно-дырочном переходе диода вызывает видимое рекомбинационное излучение. Максимум излучения находится в области 0,5...0,7 мкм и зависит от свойств исходных кристаллов карбида кремния.

Падающее излучение ( $\lambda_1$ )



Излучение светодиода ( $\lambda_2$ )

Рис. 6.71. Принцип работы твердотельного преобразователя изображения.

При облучении фоторезистора в цепи возникает электрический ток, тем больший, чем больше интенсивность падающего потока. Появление тока вызывает излучение светодиода. При малом токе оно линейно связано с мощностью падающего излучения; при больших сигналах — нелинейно. С другой стороны, характеристика светодиода также нелинейна, поэтому зависимость интенсивности излучения светодиода от мощности падающего излучения имеет сложный характер. Для преобразования инфракрасного изображения в видимое необходимо электрическое объединение многоэлементного поля фоторезисторов и поля светодиодов (600...900 светящихся точек), что

возможно путем применения фото-литографической техники.

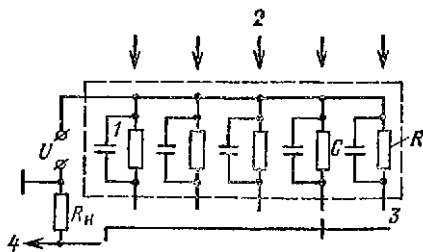
Параллельно с твердотельными преобразователями изображения ведутся интенсивные разработки твердотельных аналогов передающих телевизионных трубок. Фотоэлектрическое преобразование в таких устройствах используется для трансформации оптически сформированного рельефа на полупроводнике во временную последовательность электрических импульсов. В соответствии с этим в их структуру должны входить собственно фотоэлектрические преобразователи и элементы коммутации, осуществляющие поочередный «опрос» преобразователей (рис. 6.72). При этом возможны два режима работы фотопреобразователя: с накоплением и без накопления заряда. Если время установления тока в преобразователе меньше времени его коммутации, видеосигнал состоит из серии импульсов, амплитуда которых пропорциональна локальной освещенности чувствительной площадки. Если же время установления тока в преобразователе значительно больше времени его коммутации, то за коммутационный период емкость  $C$  преобразователя успевает лишь зарядиться. За время коммутации других преобразователей емкость разряжается через резистор  $R$ , величина которого соответствует входной освещенности. При коммутации преобразователя происходит дозарядка емкости и ток дозарядки создает на нагрузочном резисторе  $R_H$  сигнал, пропорциональный интегральной освещенности преобразователя за время образования кадра.

Один из опытных образцов твердотельной передающей телевизионной трубки сконструирован из трех идентичных секций, в каждую из которых входит 32 преобразователя. Секции снабжены выходным диодом и могут работать самостоятельно как 32-элементный преобразователь либо в комбинации с другими секциями. Элементарные преобразователи выполнены в виде кремниевой структуры  $p$ -типа с удельным сопротивлением  $20...40 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . Размеры элемента: ширина  $50 \text{ мкм}$ , длина  $10 \text{ мкм}$ ; расстояние между центрами элементов  $12,5 \text{ мкм}$ . Секции смонтированы на металлизированной керамике. Для переключения преобразователей разработана специальная логическая схема. Полное время опроса секции  $0,25...0,65 \text{ мс}$ .

В другом образце трубки преобразователи выполнены из плоского кристалла кремния, покрытого изолирующей оксидной пленкой, поверх которой расположена решетка металлических электродов. Ширина электродов  $9 \text{ мкм}$ , расстояние между ними  $20 \text{ мкм}$ , количество элементарных светочувствительных преобразователей  $128 \times 106$ , активная площадь рецептора  $3 \times 5 \text{ мм}^2$ . Падающее на чувствительную площадку излучение поглощается, генерируя электрический заряд, который локально накапливается на поверхности кремния под металлическими электродами. Величина накопленного заряда пропорциональна интенсивности падающего потока. С помощью изменения напряжения на электродах, расположенных на поверхности оксидной пленки, заряд передвигается по определенному пути к выходному электроду. Здесь заряд превращается в аналоговый электрический сигнал, отображающий изменение лучистого потока вдоль строки.

Для образования видеоизображения оптическая система фокусирует изображение объекта на половину площади кремниевой пластины ( $64 \times 106$  элементов). Накопленный кадр передается на площадь запоминающая — вторую половину кремниевой пластины, содержащей также  $64 \times 106$  элементов, и выводится построочно для считывания с помощью последовательного регистра. В это время новый кадр накапливается на площади изображения. За время формирования новой структуры заряда предыдущий кадр

Рис. 6.72. Твердотельный аналог телевизионной передающей трубки: 1 — фотоэлектрический преобразователь; 2 — падающее излучение; 3 — коммутационное устройство; 4 — выходной сигнал.



оказывается считанным и запоминающая площадь готова принять новый кадр. Частота повторения этого цикла составляет 60 Гц.

Если первый из рассмотренных образцов твердотельных передающих трубок нуждался в сложных цепях для развертки изображения, то второй образец является саморазвертывающимся и обеспечивает получение более однородного изображения с помощью простых внешних цепей.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Артемьев Н. Л., Корнилов Б. В. Новая передающая телевизионная трубка — инфракон. — «Радиотехника и электроника», 1965, т. X, № 10.
2. Амброзия А. Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов. Пер. с польск. М., «Сов. радио», 1970.
3. Андрианов Ю. Г. Некоторые особенности фотоэлементов с продольным фотоэффектом. — «Светотехника», 1968, № 7.
4. Анисимова И. Н., Глуховской Б. М. Фотоэлектронные умножители. М., «Сов. радио», 1974.
5. Буриштейн А. И. Физические основы расчета полупроводниковых термоэлектрических устройств. М., Физматгиз, 1962.
6. Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. Пер. с англ. М., ИЛ, 1962.
7. Вавилов В. С. Действие излучения на полупроводники. М., Физматгиз, 1963.
8. Васильев А. М., Ландсман А. П. Полупроводниковые фотопреобразователи. М., «Сов. радио», 1971.
9. Гартман В., Беригард Ф. Фотоэлектронные умножители. Пер. с нем. М.-Л. Госэнергоиздат, 1961.
10. Герлих П. Фотовольты. М.-Л., ОГИЗ, 1948.
11. Герлих П. Применение фотоэлементов. М., ИЛ, 1952.
12. Гершберг А. Е. Передающие телевизионные трубки, использующие внутренний фотоэффект. М.-Л., «Энергия», 1964.
13. Горохов В. П., Олеск А. О. Многоэлементные фоторезисторы. — «Приборы и системы управления», 1973, № 10.
14. Гуревич М. М. Введение в фотометрию. Л., «Энергия», 1968.
15. Елисеев Р. Е. Фотоэлектронные приборы. М., «Наука», 1965.
16. Жигарев А. А. Электронная оптика и электронно-лучевые приборы. М., «Высшая школа», 1972.
17. Зайдель И. Н., Куренков Г. И. Электронно-оптические преобразователи. М., «Сов. радио», 1970.
18. Зверев В. А., Орлов Е. Ф. Оптические анализаторы. М., «Сов. радио», 1971.
19. Золотарев В. Ф. Безвакуумные аналоги телевизионных трубок. М., «Энергия», 1972.
20. Изнар А. Н., Павлов А. В., Федоров Б. Ф. Оптико-электронные приборы космических аппаратов. М., «Машиностроение», 1972.
21. Карашев Т. Б., Наумкин А. П. Полупроводниковые приемники инфракрасного излучения с внутренним фотоэффектом. — «Зарубежная радиоэлектроника», №№ 11, 12, 1975.
22. Каскадные электроннооптические преобразователи и их применение. Пер. с англ. Под ред. М. М. Бутлова. М., «Мир», 1965.
23. Кравцов Н. В., Стрельников Ю. В. Позиционно-чувствительные датчики оптических следящих систем. М., «Наука», 1969.
24. Кременчугский Л. С. Сегнетоэлектрические приемники излучения. Киев, «Наукова думка», 1971.
25. Криксунов Л. З. Приборы ночного видения. Киев, «Техника», 1975.
26. Криксунов Л. З. Системы информации с оптическими квантовыми генераторами. Киев, «Техника», 1970.
27. Криксунов Л. З. Справочник по инфракрасной технике. Рига, изд. РКВИАВУ, 1958.



28. Круз П., Макглоулин Л., Макквистан Р. Основы инфракрасной техники. Пер. с англ. М., Восниздат, 1964.
29. Литвак В. И. Фотоэлектрические датчики в системах контроля, управления и регулирования. М., «Наука», 1966.
30. Луизов А. В. Инерция зрения. М., Оборонгиз, 1961.
31. Лукьянов С. Ю. Фотоэлементы. М., изд. АН СССР, 1948.
32. Марков М. Н. Приемники инфракрасного излучения. М., «Наука», 1968.
33. Мосс Т. Оптические свойства полупроводников. Пер. с англ. ИЛ, 1961.
34. Одеск А. О. Фоторезисторы, М., «Энергия», 1967.
35. Павлов А. В., Черников А. И. Приемники излучения автоматических оптико-электронных приборов. М., «Энергия», 1972.
36. Плетнева Н. И., Семенов Е. П. ЭОП с электростатической фокусировкой электронов. — «Оптико-механическая промышленность», 1970, № 5.
37. Полупроводниковые фотоприемники и преобразователи излучения. Пер. с англ. М., «Мир», 1965.
38. Панкратов Н. А., Коротков В. П. Полупроводниковые глубокоохлаждаемые болометры. — «Оптико-механическая промышленность», 1974, № 2.
39. Рейхель Т., Иедличка М. Фотоэлектронные катоды. Пер. с чешск. М., «Энергия», 1968.
40. Росс М. Лазерные приемники. Пер. с англ. М., «Мир», 1969.
41. Роуз А. Основы теории фотопроводимости. Пер. с англ. М., «Мир», 1965.
42. Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., Физматгиз, 1963.
43. Семенов Е. П. О разрешающей способности ЭОП. — «Оптико-механическая промышленность», 1967, № 1.
44. Смит Р. Полупроводники. Пер. с англ. М., ИЛ, 1962.
45. Смит Р., Чесмер Р., Джонс Ф. Обнаружение и измерение инфракрасного излучения. Пер. с англ. М., ИЛ, 1959.
46. Соболева Н. А., Меламид А. Е. Фотоэлектронные приборы. М., «Высшая школа», 1974.
47. Sommer А. Фотоэмиссионные материалы. Пер. с англ. М., «Энергия», 1973.
48. Тауц Я. Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках. Пер. с англ. М., ИЛ, 1962.
49. Телевизионная астрономия. М., «Наука», 1973. Авт.: Абраменко А. Н., Агалов Е. С., Аписимов В. Ф., Прокофьева В. В., Сиенюк С. М.
50. Туркулец А. П., Удалов А. П. Фотодиоды и фототриоды. М., Госэнергиздат, 1962.
51. Тучкевич В. М., Челноков В. Е. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. Киев, «Наукова думка», 1959.
52. Устройство для охлаждения приемников излучения. М., «Машиностроение», 1969. Авт.: Антонов Е. И., Ильин В. Е., Коленко Е. А., Петровский Ю. В., Смирнов А. И.
53. Физика и техника инфракрасного излучения. Пер. с англ. М., «Сов. радио», 1965. Авт.: Джемиссон Дж. Э., Мак-Фи Р. Х. Плас Дж. Н., Грубе Р. Г., Ричардс Р. Дж.
54. Фотоэлектрические преобразователи информации. М., «Машиностроение», 1974. Авт.: Преснухин Л. Н., Шангин В. Ф., Майоров С. А., Меськин И. В.
55. Фотоэлектронные приборы. М., «Наука», 1965. Авт.: Соболева Ю. П., Берковский А. Г., Чечик Н. О., Елисеев Р. Е.
56. Чечек Н. О., Файнштейн С. М., Лифшиц Т. Н. Фотоэлектронные умножители. М., Госэнергиздат, 1957.
57. Шоль Ж., Марфан Н., Мюнш М. Приемники инфракрасного излучения. Пер. с франц. М., «Мир», 1969.
58. Щеглов П. В. Электронная телескопия. М., Физматгиз, 1963.

59. Энкарт Ф. Электронно-оптические преобразователи и усилители рентгеновского изображения. Пер. с нем. М., Госэнергиздат, 1961.
60. Anderson N. C. Comparative Performance of Cooled Infrared Photoconductors. — «Infrared Phys.», 1961, № 1.
61. Beurle R. L. Low-light-Level television. — «Proc. IEEE», 1963, v. 110, № 10.
62. Bode D. E., Johnson T. H., McLean B. N. Lead Selenide Detectors for Ambient Temperature Operation. — «Appl. Opt.», 1965, № 4.
63. Bonin E. L. Drivers for optical diodes. — «Electronics», 1964, v. 37, № 22.
64. Garbuny M., Vogl T. P., Hanson J. R. Image Converter for thermal Radiation. — «JOSA», 1961, v. 51, № 3.
65. Johnson D. et al. Microchannel plate inverter image intensifiers. IEEE Trans. — «Electron Devices», 1971, v. 18, № 11.
66. Kim C. W., Davern W. E. InAs Charge-Storage Photodiode Infrared Vidicon Targets. — «IEEE Trans. Electron Devices», 1971, v. 18, № 11.
67. Low F. J. Low Temperature Germanium Bolometer. — «JOSA», 1961, v. 51.
68. Miyashiro S., Shirouzu S. Silicon Electron Multiplication Camera tube IEEE Trans. — «Electron Devices», 1971, v. 18, № 11.
69. Morton F. D., King R. E. J. Multi-element infrared detectors for high information rate systems. — «Infrared Phys.», 1968, v. 8.
70. Morton F. D., King R. E. J. Photoconductive Indium Antimonide Detectors. — «Appl. Opt.», 1965, № 4.
71. Petritz R. L. Fundamentals of Infrared Detectors. — «Proc. Inst. Radio Engrs.», 1959, v. 47.
72. Smith R. A. Detectors for Ultraviolet, Visible, and Infrared Radiation. — «Appl. Opt.», 1965, № 4.
73. Smollett M. The properties and Performance of some modern Infrared radiation detectors. — «Infrared Phys.», 1968, v. 8, № 1.
74. Weimer P. K. et al. Multielement self-scanned mosaic sensors. — «IEEE Spectrum», 1969, v. 6.
75. Wormser E. M. Properties of Thermistor Infrared Detectors. — «JOSA», 1953, v. 43.

## 7.1. НАЗНАЧЕНИЕ И ВИДЫ МОДУЛЯЦИИ

Оптическая модуляция заключается в изменении одного из параметров лучистого потока по заданному закону. Ее применяют для ввода информации в излучение или для извлечения ее оттуда, а также для получения оптического сигнала с определенной зависимостью от времени. Придание потоку временного представления может происходить как в передающей, так и в приемной системах. В обоих случаях имеют место постоянные по знаку, а не знакопеременные (как в электронике) колебания, поэтому постоянная составляющая сигнала никогда не равна нулю.

С воздействием на излучение сигнала, несущего информацию, встречаются чаще всего в системах оптической связи, основанных на использовании лазеров. При этом возможны амплитудная, фазовая и частотная модуляции. Выбор того или иного вида модуляции зависит от характера передаваемой информации, необходимой глубины модуляции, мощности модулирующего сигнала, режима работы источника излучения (лазера) и других факторов. Наиболее распространена амплитудная модуляция, что объясняется технической простотой ее осуществления. Амплитудные модуляторы выполняют большей частью по схеме внешнего модулирующего устройства, которое модулирует уже сформированный луч. Реже встречаются амплитудные модуляторы, построенные по схеме внутреннего модулирующего устройства, непосредственно воздействующего на источник излучения. Основные требования, предъявляемые к модуляторам оптического диапазона, заключаются в широкополосности, малой потребляемой мощности, линейности модуляционной характеристики и большом динамическом диапазоне.

Оптические системы передачи информации могут работать в двух режимах модуляции: без поднесущей и с поднесущей. В первом режиме модуляцию производят непосредственно сигналом, несущим информацию. Во втором режиме сигнал, несущий информацию, модулирует СВЧ колебания, которые в дальнейшем используют для модуляции оптического излучения. В этом режиме можно реализовать полосы передаваемых частот шириной до сотен мегагерц; модуляцию же непосредственно сигналом, несущим информацию, используют только в узкополосных каналах передачи информации.

Модуляцию оптического излучения с целью извлечения из него информации применяют в системах, предназначенных для автоматического сопровождения движущихся теплоизлучающих объектов или для определения их угловых координат. Служащие для этого модуляторы (в литературе их называют также модулирующими дисками, модулирующими диафрагмами, анализирующими диафрагмами) представляют собой тонкие пластины с определенным законом распределения пропускания, размещаемые в фокальной плоскости объектива. При перемещении модулирующей диафрагмы относительно оптического изображения объекта в цепи приемника излучения, расположенного за модулирующей диафрагмой, периодически возникают электрические сигналы, несущие информацию о положении объекта в поле зрения прибора. Путем электронной обработки этих сигналов выделяют напряжения, пропорциональные угловым координатам теплоизлучающего объекта.

Приемник воспринимает излучение не только от объекта, но и от окружающего его фона, причем характеристики излучения и пространственные размеры объекта и фона, как правило, различаются. Модуляция лучистого

потока, проходящего через оптическую систему к приемнику излучения, позволяет разделить сигналы, вызываемые малоразмерным объектом и протяженным фоном.

Таким образом, модуляция воспринимаемого лучистого потока позволяет решить следующие три задачи:

- 1) преобразовать лучистый поток от различных участков просматриваемого теплового поля в соответствующие сигналы, являющиеся функциями времени;
- 2) определить угловые координаты теплоизлучающего объекта, отличающегося по энергетическим характеристикам излучения от окружающего фона;
- 3) отфильтровать сигналы, создаваемые малоразмерным объектом, от сигналов протяженного фона, т. е. осуществит так называемую пространственную фильтрацию (см. гл. 8).

Модулирующие диафрагмы имеют круглую форму и приводятся во вращение маломощным двигателем. Встречаются также конструктивные схемы с неподвижной диафрагмой, относительно которой вращается изображение источника излучения. Такие системы часто называют нутационными, а окружность вращения изображения — окружностью нутации. Нутационные системы дают возможность более гибко применять различные виды модуляции, но главным их преимуществом является наличие несущей частоты при нулевом смещении изображения относительно нейтральной точки.

Конфигурацией и взаимным расположением (сочетанием) прозрачных и непрозрачных элементов модулирующей диафрагмы можно обеспечить все известные виды модуляции.

Предположим, что лучистый поток, несущий полезную информацию, является функцией времени  $\varphi(t)$ , которая может создаваться, например, за счет сканирования в пространстве объектов или в плоскости изображения. Функция  $\varphi(t)$  модулируется по закону периодической функции  $\kappa(t)$ , которая определяется законом изменения пропускания модулирующей диафрагмы во времени. Уравнение сигнала на выходе модулирующего устройства имеет вид:

$$\varphi_M(t) = \varphi(t) \kappa(t).$$

Если функция  $\kappa(t)$  четная [что легко осуществить, выбрав начало отсчета в середине процесса открытия или закрытия потока  $\varphi(t)$ ], то ее разложением в ряд Фурье будет:

$$\kappa(t) = \kappa_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \kappa_n \cos n\omega_M t.$$

Спектр сигнала  $\varphi_M(t)$  на выходе модулирующего устройства

$$\begin{aligned} \Phi_M(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_M(t) \exp(-i\omega t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) \left[ \kappa_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \kappa_n \cos n\omega_M t \right] \times \\ &\times \exp(-i\omega t) dt. \end{aligned}$$

Заменяя

$$\cos n\omega_M t = 0,5 [\exp(i n\omega_M t) + \exp(-i n\omega_M t)],$$

находим

$$\begin{aligned} \Phi_M(\omega) &= \kappa_0 \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) \exp(-i\omega t) dt + 0,5 \sum_{n=1}^{\infty} \kappa_n \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) \exp[-i(\omega - n\omega_M)t] dt + \right. \\ &+ \left. \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) \exp[-i(\omega + n\omega_M)t] dt \right\} = \kappa_0 \Phi(\omega) + 0,5 \sum_{n=1}^{\infty} \kappa_n [\Phi(\omega - n\omega_M) + \\ &+ \Phi(\omega + n\omega_M)]. \end{aligned}$$

Таким образом, спектр промодулированного сигнала является суммой спектра сигнала до его модуляции  $\Phi(\omega)$  и совокупности  $l$  гармоник того же спектра  $\Phi(\omega)$ , взятых со сдвигом по частоте на величины  $l\omega_m$ , кратные частоте модуляции.

В отличие от радиотехнических систем средняя мощность модулированного сигнала меньше мощности сигнала до его модуляции, так как процесс оптической модуляции сводится к уменьшению лучистого потока по закону модулирующей функции. Отношение средней мощности модулированного излучения, воспринимаемого приемником, к мощности излучения до его модуляции называют к. п. д. модуляции.

Наибольшая часть работ по модулирующим диафрагмам выполнена во время второй мировой войны и вскоре после ее окончания; лишь немногие из них получили распространение (из-за секретности использования в военной технике). К настоящему времени раскрыты все основные вопросы конструирования и определения параметров модулирующих диафрагм, что позволяет дать их описание в «ответствии возражения тех, кто ошибочно считает, что вся данная тематика должна быть закрытой» [18].

Простейшие типы модулирующих диафрагм осуществляют только периодическое прерывание лучистого потока, проходящего через оптическую систему. Это дает возможность повысить пороговую чувствительность прибора за счет применения электронных усилителей переменного тока с узкой полосой пропускания вместо усилителей постоянного тока, с которыми связаны неприятные проблемы дрейфа нуля.

Первое использование модуляторов такого типа описано Пфундом в 1928 г. [18]. Он применил маятник с периодом колебаний 1,5 с для прерывания лучистого потока, падающего на термоэлемент. Последний был подсоединен к гальванометру, настроенному на колебания с периодом 1,5 с. В литературе 30-х годов содержатся многочисленные описания радиометров и спектрометров, в которых использован этот прием.

## 7.2. АМПЛИТУДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ

Простейшим амплитудным модулятором является вращающаяся модулирующая диафрагма с определенным сочетанием прозрачных и непрозрачных элементов. Изображение источника излучения проецируется на диафрагму и при вращении последней излучение прерывается с определенной частотой, равной произведению числа модулирующих элементов на частоту вращения диафрагмы. Форма кривой модуляции зависит от размеров изображения источника излучения, спроецированного на диафрагму, и конфигурации ее прозрачных элементов.

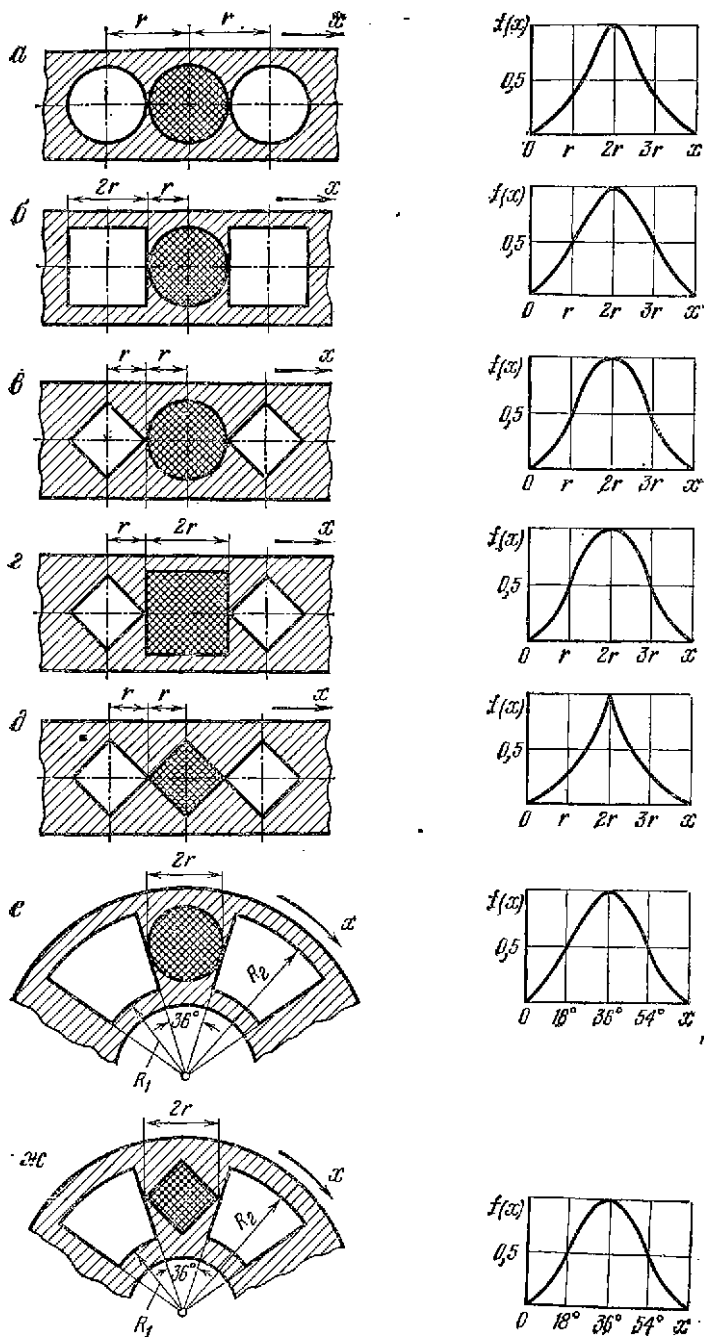
Предположим, что изображение источника излучения является равноярким и имеет форму окружности радиусом  $r$ , а модулирующее отверстие диафрагмы перемещается поступательно относительно этого изображения (рис. 7.1, а), тогда кривая модуляции  $f(x)$ , изображенная на том же рисунке, описывается уравнением [22]:

$$f(x) = \frac{1}{\pi} \left\{ \arccos \left[ 2 \left( \frac{r-x/2}{r} \right)^2 - 1 \right] - 2 \frac{r-x/2}{r} \sqrt{1 - \left( \frac{r-x/2}{r} \right)^2} \right\},$$

где  $0 \leq x \leq 2r$  — координата, характеризующая положение модулирующего отверстия относительно изображения источника излучения;  $f(x) = \sigma(x)/\sigma_{\max}$ ;  $\sigma(x)$  — текущее значение площади изображения, просматриваемой через модулирующее отверстие;  $\sigma_{\max} = \pi r^2$  — максимальное значение  $\sigma(x)$ .

Если модулирующее отверстие квадрат со стороной  $2r$ , а изображение источника излучения — окружность радиусом  $r$  (рис. 7.1, б), то  $\sigma_{\max} = \pi r^2$ ;  $0 \leq x \leq 2r$ ;

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \left\{ \arccos \left[ 2 \left( \frac{r-x}{r} \right)^2 - 1 \right] - 2 \frac{r-x}{r} \sqrt{1 - \left( \frac{r-x}{r} \right)^2} \right\}.$$



Фиг. 7.1. Кривые модуляции для различных модулирующих систем.

График этой функции представлен на рис. 7.1, б. Ниже приводятся уравнения кривых модуляции для различных форм изображения источника излучения и модулирующего отверстия [22].

Модулирующее отверстие — квадрат со стороной  $r\sqrt{2}$ , изображение источника излучения — окружность радиусом  $r$  (рис. 7.1, в)

$$f(x) = \frac{\pi}{8} + \frac{1}{4r^2} [(r-x)^2 - (r-x) \sqrt{r^2 + 2rx - x^2}] - \\ - \frac{1}{2} \arcsin \frac{(r-x)}{\sqrt{2}r} \quad [0 \leq x \leq r(3 - \sqrt{2})];$$

$$f(x) = \frac{1}{4r^2} (x-r)^2 - 3/8\pi + \arcsin \frac{(3r-x)}{\sqrt{2}r} + \frac{1}{2} \arcsin \frac{(x-r)}{\sqrt{2}r} + \\ + \frac{(3r-x)}{2r^2} \sqrt{6rx - x^2 - 7r^2} + \frac{1}{4r^2} (x-r) \sqrt{r^2 + 2rx - x^2},$$

$$[r(3 - \sqrt{2}) \leq x \leq 2r].$$

Модулирующее отверстие — квадрат со стороной  $r\sqrt{2}$ , изображение источника излучения — квадрат со стороной  $2r$  (рис. 7.1, е)

$$f(x) = x^2/2r^2 \quad (0 \leq x \leq r); \quad f(x) = 1 - (2r-x)^2/2r^2 \quad (r \leq x \leq 2r).$$

Модулирующее отверстие и изображение источника излучения — квадрат со стороной  $r\sqrt{2}$  (рис. 7.1, д)

$$f(x) = x^2/4r^2 \quad (0 \leq x \leq 2r).$$

Модулирующее отверстие вращается и имеет форму сектора; изображение источника излучения — окружность радиусом  $r$  (рис. 7.1, е)

$$f(x) = \frac{1}{\pi} \arcsin \left[ \frac{1}{r} \sqrt{(r^2 - R_1 R_2) \sin^2 x + 2r \sqrt{R_1 R_2} \sin x \cos x} - \right. \\ \left. - \frac{1}{\pi r^2} (r \cos x - \sqrt{R_1 R_2} \sin x) \cdot \sqrt{(r^2 - R_1 R_2) \sin^2 x + 2r \sqrt{R_1 R_2} \sin x \cos x} \right] \\ (0 \leq x \leq \arcsin 2r/(R_1 + R_2));$$

$$f(x) = \frac{1}{\pi} \left[ \pi - \arcsin \frac{1}{r} \sqrt{(r^2 - R_1 R_2) \sin^2 x + 2r \sqrt{R_1 R_2} \sin x \cos x} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\pi r^2} (\sqrt{R_1 R_2} \sin x - r \cos x) \sqrt{(r^2 - R_1 R_2) \sin^2 x + 2r \sqrt{R_1 R_2} \sin x \cos x} \right] \\ (\arcsin 2r/(R_1 + R_2) \leq x \leq 2 \arcsin 2r/(R_1 + R_2)).$$

Модулирующее отверстие вращается и имеет форму сектора; изображение источника излучения — квадрат со стороной  $r\sqrt{2}$  (рис. 7.1, ж)

$$f(x) = \frac{[4r^2 + (R_1 + R_2)^2] \sin^2 x}{8r^2 \{[(R_1 + R_2)^2 - 4r^2] (\cos^2 x - \sin^2 x) + 8r (R_1 + R_2) \sin x \cos x\}} \\ (0 \leq x \leq \arctg 2r/(R_1 + R_2));$$

$$f(x) = \frac{[(R_1 + R_2)^2 + 4r^2] (8r (R_1 + R_2) \sin x \cos x - 8r^2 \cos^2 x - [(R_1 + R_2)^2 - 4r^2] \sin^2 x)}{8r^2 \{[(R_1 + R_2)^2 - 4r^2] (\cos^2 x - \sin^2 x) + 8r (R_1 + R_2) \sin x \cos x\}} \\ (\arctg 2r/(R_1 + R_2) \leq x \leq 2 \arctg 2r/(R_1 + R_2)).$$

Знание функции  $f(x)$  необходимо для выбора рациональной схемы электронной обработки сигнала, который снимается с приемника, воспринимающего модулированное излучение. Если кривая модуляции имеет прямоугольную форму (изображение источника излучения мало по сравнению с шириной модулирующего отверстия), а усилитель сигнала с выхода приемника узкополосный, то эффективное значение усленного тока снижается, так как усилитель выделит только первую гармонику.

С этой точки зрения наилучшая форма кривой модуляции — синусоида; она получается в тех случаях, когда изображение источника излучения имеет форму круга с диаметром, равным ширине прямолинейной полосы модуляции.

Но даже при этом условии идеальную синусовальную форму кривой модуляции нельзя получить вследствие сужения модулирующих полос от периферии к центру вращения модулирующей диафрагмы; кроме того, энергетическая яркость изображения источника излучения изменяется по колоколообразному закону (см. гл. 8). Модулирующие диафрагмы для амплитудной модуляции оптического излучения и соответствующие модуляционные характеристики представлены табл. 7.1.

Диафрагма 1 имеет переменный коэффициент пропускания в радиальном направлении. Наибольшее значение коэффициента пропускания у центра, наименьшее — у края диафрагмы. Изображение источника излучения описывает в плоскости диафрагмы окружность нутации, центр  $O_1$  которой может перемещаться относительно центра  $O$  диафрагмы. Если точки  $O$  и  $O_1$  совпадают, модуляционная характеристика имеет вид прямой, параллельной оси времени. При наличии смещения между центрами  $O$  и  $O_1$  характеристика представляет собой синусоиду, амплитуда которой является функцией радиального отклонения  $OO_1$ .

Модулирующая диафрагма 2 выполнена из оптического материала, коэффициент пропускания которого изменяется вдоль диаметра диафрагмы по линейному закону. Для этого поверхность диафрагмы покрывают пленкой с переменным коэффициентом пропускания или выполняют диафрагму в виде клина. На диафрагме имеется определенное число прозрачных и непрозрачных секторов.

Когда изображение источника излучения находится в центре диафрагмы, то при вращении последней модуляция излучения отсутствует.

Если изображение смещается в радиальном направлении, излучение, проходящее через диафрагму, модулируется непрозрачными секторами с частотой  $f_{\text{нес}} = z n$ , где  $z$  — число непрозрачных (или прозрачных) секторов,  $n$  — частота вращения диафрагмы,  $\text{с}^{-1}$ . Кроме того, вследствие неравномерной прозрачности диска излучение дополнительно модулируется с частотой  $f_{\text{огиб}} = n$ .

Модуляционная кривая описывается уравнением  $f(x) = A_{\text{макс}} (1 +$

$$+ m \cos \Omega t) \cdot \cos \omega t = A_{\text{макс}} \cos \omega t + A_{\text{макс}} 0,5 m \cdot \cos (\omega + \Omega) t + \\ + A_{\text{макс}} 0,5 m \cdot \cos (\omega - \Omega) t,$$

где  $m = (A_{\text{макс}} - A_{\text{мин}}) / A_{\text{макс}}$  — глубина модуляции огибающей импульсов, определяемая радиальным смещением изображения источника излучения относительно центра диафрагмы;  $\omega = 2\pi f_{\text{нес}}$ ;  $\Omega = 2\pi f_{\text{огиб}}$ .


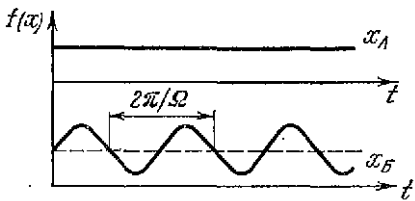
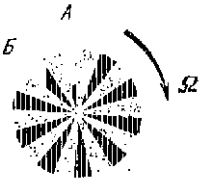
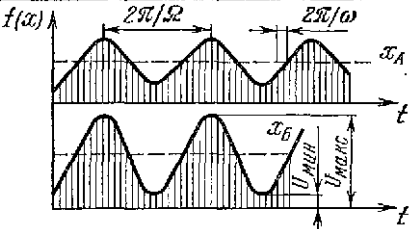
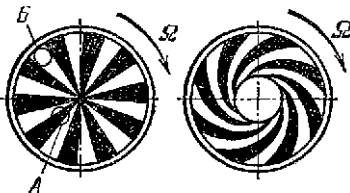
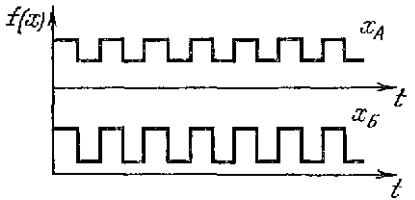
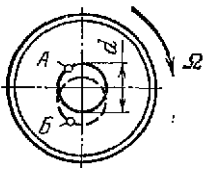
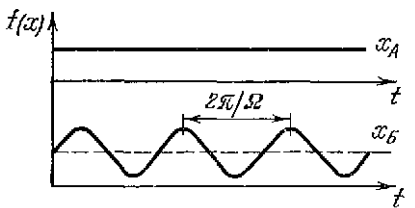

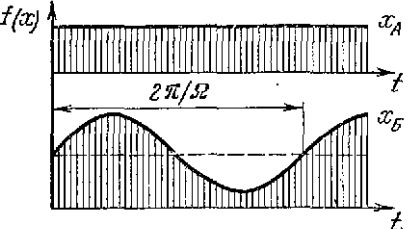
Диафрагмы 3 (табл. 7.1) относятся к наиболее простым модуляторам, которые вследствие соизмеримости линейных размеров изображения источника излучения и непрозрачных секторов обеспечивают амплитудную модуляцию лучистого потока. Когда круглые конечных размеров изображение источника излучения находится в центре вращающейся диафрагмы, лучистый поток не модулируется. По мере смещения изображения в радиальном направлении глубина модуляции возрастает и достигает 100% на таком удалении от центра, когда диаметр изображения становится равным ширине сектора.

Диафрагма 4 размещается на некотором расстоянии от фокальной плоскости объектива, создающего изображение источника излучения, поэтому в плоскости диафрагмы изображение имеет вид окружности диаметром  $d$ . Ес-



Таблица 7.1

Модулирующие диафрагмы, применяемые для амплитудной модуляции

Конфигурации диафрагм	Модуляционные характеристики
<p>1</p> 	
<p>2</p> 	
<p>3</p> 	
<p>4</p> 	
<p>5</p> 	

ли центр этой окружности совпадает с центром диафрагмы, то при вращении последней излучение, проходящее через диафрагму, не модулируется, так как половина изображения источника излучения остается все время открытой. Т. е. не затененной непрозрачной половиной диафрагмы. При смещении центра изображения относительно центра диафрагмы соотношение между площадями затененной и незатененной частей изображения непрерывно изменяется, что приводит к амплитудной модуляции излучения. Модуляционная кривая имеет вид синусоиды, амплитуда которой пропорциональна радиальному смещению центра изображения относительно центра диафрагмы (при условии, что величина смещения не превышает радиуса изображения источника излучения).

Модулирующая диафрагма 5, как и диафрагма 1, предназначена для совместной работы с оптической системой, создающей вращение изображения источника излучения по нутационной окружности. Диафрагма неподвижна, выполнена из непрозрачного материала и имеет прозрачные элементы квадратной формы с линейным размером, равным размеру изображения. Если центр нутационной окружности, описываемой изображением, совпадает с центром диафрагмы, огибающая импульсов модуляции представляет собой прямую линию, параллельную оси времени. При смещении центра изображения относительно центра диафрагмы огибающая импульсов превращается в синусоиду, амплитуда которой зависит от величины смещения (при условии, что она меньше радиуса изображения источника излучения).

Общий недостаток амплитудных модуляторов механического типа состоит в том, что они имеют ограничение по частоте, так как скорость вращения модулирующей диафрагмы нельзя брать большой из соображений ее прочности, а увеличение числа модулирующих элементов может вызвать дифракцию света на решетке, образованной этими элементами. Поэтому в переносных инфракрасных приборах редко применяют модуляторы механического типа при частоте модуляции выше 25 кГц; чаще всего ограничиваются частотой 3 кГц.

Рассмотрим устройство амплитудных модуляторов, основанных на использовании *магнитооптического эффекта*. Этот эффект был открыт Фарадеем в 1847 г. и заключается во вращении плоскости поляризации линейно поляризованного светового луча под действием магнитного поля.

Механизм явления Фарадея объясняется тем, что при наложении магнитного поля орбита электрона, определяющего показатель преломления и его дисперсию, начинает совершать прецессию. Вместо одной резонансной частоты электрона появляются две собственные частоты, относящиеся соответственно к правым и левым круговым колебаниям.

Появление у вещества в магнитном поле двух резонансных частот означает расщепление его полосы поглощения на две, в результате чего поворачивается плоскость поляризации линейно-поляризованного света, проходящего через вещество вдоль вектора напряженности магнитного поля.

Угол поворота плоскости поляризации, обусловленного эффектом Фарадея, пропорционален длине  $l$  пути светового луча в веществе, находящемся в магнитном поле, и напряженности  $H_M$  магнитного поля:  $\psi = C_\lambda l H_M$ , где  $C_\lambda$  — постоянная Верде, зависящая от природы вещества, температуры и длины волны излучения.

Значения постоянной Верде для некоторых материалов приведены в табл. 7.2 [11]. Как видно из табл. 7.2, особенно большие значения магнитного вращения плоскости поляризации имеют ферромагнитные материалы (например, железо-иттриевый гранат  $Y_3Fe_5O_{12}$ ); парамагнетики же обладают небольшой вращательной способностью. Из всех полупроводников постоянная Верде наибольшая у сурьмянистого индия. Следует назвать также ортосиликат европия  $Eu_2SiO_4$ , который легко обрабатывается, имеет высокую прозрачность для красной и желтой областей спектра и является химически стойким веществом в обычных условиях.

В зависимости от направления вращения плоскости поляризации вещества делятся на правовращающие (положительные) и левовращающие (отри-

## Некоторые параметры магнитооптических материалов

Материал	Постоянная Верде, угл. мнн / (Э·см)	Длина волны, мкм	Ослабление ввергин на пути 1 см, %
Сернистый цинк ZnS	0,234	0,6660	33
Сернистый кадмий CdS	0,33	0,6328	20
Арсенид галлия GaAs	0,3	1,06	90
Сурьмянистый индий InSb	12	15	—
Кремний Si	0,1	1,3	20
Йодистый литий LiI	0,0823	0,6328	—
Железо-иттриевый гранат $Y_3Fe_5O_{12}$	300	1...2	—
Железо-иттриевый гранат $Y_3Fe_5O_{12}$	85	0,6328	—
Трехбромистый хром CrBr <sub>3</sub>	1600	0,5	—
Стекло PbSi	0,032	1,000	1...3
	0,053	0,632	1...3
	0,071	0,700	1...3
Стекло As-S (20% TeO <sub>2</sub> )	0,065	1,100	1...3
Стекло Ce <sup>3+</sup> -P	-0,326	0,500	1...3
Стекло Tb <sup>3+</sup> -P	-0,150	0,700	1...3
Стекло Pr <sup>3+</sup>	-0,243	0,670	1...3
Стекло Pr <sup>3+</sup> -Al-Si	-0,198	0,700	1...3
Стекло Tb <sup>3+</sup> -Al-Si	-0,216	0,700	1...3
Стекло Dy <sup>3+</sup> -Al-Si	-0,272	0,600	1...3
Кварц (перпендикулярно оси)	0,01664	0,5893	—
Сероуглерод	0,02	0,5893	—
Газы (при 0,1 МПа)	0,5·10 <sup>-6</sup> ... ...0,8·10 <sup>-6</sup>	—	1
Вода	0,01308	0,5893	1
Бензин	0,297	0,5893	—
Спирт метиловый	0,0094	0,5893	—
Спирт этиловый	0,01112	0,5893	—

цательные). Направление вращения определяется со стороны наблюдателя, смотрящего вдоль направления вектора магнитного поля. Для каждого вещества направление вращения плоскости поляризации зависит лишь от направления магнитного поля, а не от направления распространения света.

Большинство веществ, в которых проявляется эффект Фарадея, право-вращающие и лишь некоторые парамагнитные вещества левовращающие. Постоянная Верде зависит от длины волны электромагнитных колебаний. Эта зависимость называется вращательной дисперсией и имеет вид  $C_\lambda = a/\lambda^2 + b/\lambda^4$ ,

где  $a$  и  $b$  — постоянные величины для данного вещества.

Магнитное вращение плоскости поляризации наступает очень быстро после момента возникновения магнитного поля ( $10^{-9}$  с) и так же быстро исчезает при его снятии.

При выборе материала для модулятора следует учитывать его однородность, так как при наличии пузырьков, трещин и других неоднородностей повышается коэффициент поглощения излучения. Кроме того, следует избегать использования анизотропных материалов во избежание влияния двойного лучепреломления на искусственное вращение плоскости поляризации луча.

Принципиальная схема амплитудного модулятора, основанного на использовании магнитооптического эффекта, представлена на рис. 7.2. Модуля-

тор состоит из соленоида 3, внутри которого помещена магнитооптическая пластина 4, поляризатора 1, анализатора 5 и двух линз 2. Магнитооптическая пластина выполнена из вещества с большой вращательной способностью (железо-иттриевого граната  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  или трехбромистого хрома  $\text{CrBr}_3$ ) и имеет малую толщину во избежание значительного ослабления оптического излучения. Ось соленоида перпендикулярна поверхности пластины.

Соленоид с магнитооптической пластиной помещен между поляризатором и анализатором, которые служат для преобразования изменений угла поворота плоскости поляризации в амплитудные изменения интенсивности излучения.

Простейший поляризатор (призма Николя) состоит из двух половин кристалла исландского шпата ( $n = 1,659$ ), склеенных смолой канадской сосны. Луч света, падающий на такой кристалл, расщепляется на обыкновенный и необыкновенный. Первый луч испытывает полное внутреннее отражение на слое канадского бальзама ( $n = 1,549$ ), а второй проходит расплыв и на выходе из кристалла является плоско-поляризованным. Призмы Николя можно использовать также для определения плоскости поляризации поляризованного света; в этом случае они называются *анализаторами*.

Обозначим через  $\beta$  — угол между поляризатором и анализатором амплитудного модулятора, тогда после прохождения излучением магнитооптической пластины плоскость поляризации повернется на угол  $\beta' = \beta - \varphi$ . Составляющая вектора электрического поля световой волны вдоль направления анализатора пропорциональна  $\cos \beta'$ , а интенсивность излучения, прошедшего через анализатор, пропорциональна квадрату амплитуды вектора электрического поля, т. е.  $I = I_0 \cos^2 (\beta - \varphi)$ .

Если поляризатор и анализатор скрещены ( $\beta = \pi/2$ ), то  $I = I_0 \sin^2 (C_\lambda H_\mu l)$ .

Глубина модуляции  $M$  связана с амплитудным значением угла поворота  $\varphi_{\text{макс}}$  следующим соотношением:

$$M = \frac{I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}}{I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}}} = \cos 2\varphi_{\text{макс}}.$$

Основным недостатком рассмотренного модулятора является его узкополосность, обусловленная большой индуктивностью соленоида. Расширение рабочего диапазона путем использования высокочастотных резонаторов невозможно, так как потребные для модуляции напряженности магнитного поля весьма велики. Например, для модуляции с глубиной 20% амплитуда напряженности переменного магнитного поля при использовании пластины из железо-иттриевого граната должна быть порядка 2000 Э (160 кА/м). Однако это не исключает полностью возможности использования амплитудных модуляторов рассматриваемого типа на высоких и сверхвысоких частотах.

На рис. 7.3 изображена схема модулятора, использующего эффект Фарадея и явление парамагнитного резонанса. Сущность этого явления заключается в том, что если частота СВЧ колебаний близка к частоте прецессии магнитного момента атома вокруг постоянного магнитного поля, то СВЧ колебания синхронизируют начальную фазу прецессии элементарных магнитных моментов в соответствии с собственной начальной фазой. Поэтому в плоскости,

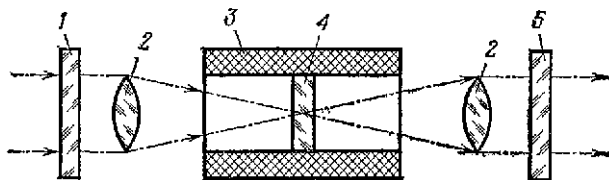


Рис. 7.2. Схема амплитудного модулятора, основанного на использовании магнитооптического эффекта.

перпендикулярной вектору напряженности постоянного магнитного поля, появляется намагниченность, вектор которой вращается с частотой прецессии. Если в этой же плоскости распространяется излучение, то составляющая намагниченности вдоль направления излучения изменяется с частотой прецессии.

Модулятор состоит из двух поляризационных призм Николя 2 и 4, между которыми расположен парамагнитный кристалл 3, и магнитной системы, создающей два скрещенных магнитных поля — постоянное  $H_{\text{п}}$  и высокочастотное  $H_{\text{в}}$ . Плоскости поляризации призм Николя ортогональны, поэтому при отсутствии магнитного поля система непрозрачна. В случае наложения скрещенных магнитных полей (постоянного и высокочастотного) и определенного соотношения между частотой  $H_{\text{в}}$  и величиной  $H_{\text{п}}$  наступает резонанс.

Под влиянием синусоидально изменяющегося магнитного поля  $H_{\text{в}}$  вектор намагниченности  $M$  начинает прецессировать, что вызывает вращение плоскости поляризации луча 1, проходящего через кристалл, и модуляцию выходного излучения 5.

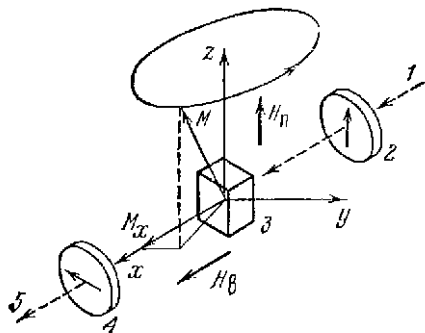
В качестве парамагнетика используется кристалл этилсульфат неодима, который помещен соосно в цилиндрическом резонаторе. Линейно-поляризованный луч проходит вдоль оси симметрии кристалла. Вектор напряженности СВЧ поля направлен вдоль направления распространения излучения и ортогонален вектору постоянного магнитного поля.

В некоторых опытных образцах резонансных модуляторов применяли также ферромагнетики (кристаллы железо-иттриевого граната и трехбромистого хлора) и кристаллы рубина с охлаждением жидким гелием до температуры 1,5 К. При небольшой мощности управляющего сигнала (около 10 мВт) глубина модуляции оптического излучения видимого диапазона равнялась 10%.

Резонансная частота модуляции определяется свойствами кристалла и величиной постоянного магнитного поля, но практически во всех случаях она близка к 10 ГГц. Поэтому даже при СВЧ модуляции резонансные модуляторы являются узкополосными с полосой пропускания порядка нескольких мегагерц. К недостаткам резонансных модуляторов относится также интенсивный нагрев рабочего вещества (за счет резонансного поглощения энергии СВЧ колебаний), в результате чего возникают упругие напряжения и появляется двойное лучепреломление. Для отвода тепла, выделяющегося при работе модулятора, требуются громоздкие криостаты, поэтому в настоящее время ведутся поиски веществ, способных работать без охлаждения при комнатной температуре. Такими веществами, в частности, являются фтористый барий с примесью цезия и двухводородистый фосфор.

Амплитудные модуляторы, использующие магнитооптический эффект, уступают по своим параметрам другим типам амплитудных модуляторов, в частности модуляторам, основанным на использовании *электрооптического эффекта*. Этот эффект открыт Керром в 1875 г. и заключается в возникновении двулучепреломления изотропной среды (газ, жидкость, твердое тело), помещенной в электрическое поле. Дипольные молекулы среды под воздействием электрического поля приобретают ориентацию, вследствие чего среда становится подобной монокристаллу, оптическая ось которого параллельна вектору напряженности  $E$  электрического поля.

Рис. 7.3. Схема амплитудного модулятора, использующего явление парамагнитного резонанса.



Естественный свет, распространяясь в направлении, перпендикулярном вектору  $E$ , преобразуется в две волны — обыкновенную и необыкновенную. Плоскости поляризации волн взаимно перпендикулярны; разность показателей преломления обыкновенной  $n_0$  и необыкновенной  $n_e$  волн

$$n_0 - n_e = KE^2,$$

т. е. эффект Керра является квадратичным электрооптическим эффектом и не зависит от направления поля. Постоянную  $K$  чаще всего заменяют другой:  $B = K/\lambda_0$ , где  $\lambda_0$  — длина волны в вакууме.

Разность фаз двух длин волн  $\delta\varphi = 2\pi B d E^2$ ; в зависимости от толщины среды  $d$  при данных  $B$  и  $E$  разность фаз может изменяться в широких пределах. Поэтому попавшая в ячейку Керра плоско-поляризованная волна на выходе из нее окажется эллиптически-поляризованной.

Наряду с квадратичным электрооптическим эффектом существует *линейный эффект*, возникающий лишь в твердых телах, кристаллическая структура которых не имеет центра симметрии (эффект Поккельса). Для целей модуляции используют как эффект Керра, так и эффект Поккельса.

Среди электрооптических материалов наиболее распространены одноосные кристаллы, относящиеся к кристаллографическому классу  $D2d$  (первично кислый фосфат аммония  $NH_4H_2PO_4$  —  $ADP$ , первично кислый фосфат калия  $KH_2PO_4$  —  $KDP$ , дейтерированные дигидрофосфаты калия  $KD_2PO_4$  и рубидия  $RbD_2PO_4$ , дигидрофосфат рубидия  $RbH_2PO_4$  и др.), а также монокристаллы, относящиеся к кристаллографическому классу  $Td$  (цинковая обманка  $ZnS$ , хлористая медь  $CuCl$ , уротропин  $(CH_2)_6N_4$ , селенид цинка  $ZnSe$ , арсенид галлия  $GaAs$ , фосфид галлия  $GaP$  и др.).

У кристаллов класса  $D2d$  все электрооптические постоянные, за исключением  $r_{41} = r_{52}$  и  $r_{63}$ , равны нулю. Уравнение эллипсоида показателей преломления в этом случае принимает вид

$$\epsilon_0(x^2 + y^2) + \epsilon_e z^2 + 2r_{41} E_x yz + 2r_{41} E_y xz + 2r_{63} E_z xy = 1, \quad (7.1)$$

где  $\epsilon_0 = 1/n_0^2$ ,  $\epsilon_e = 1/n_e^2$ ;  $x, y, z$  — координаты в системе, в которой осями являются кристаллографические оси.

Если электрическое поле направлено вдоль одной из осей, например вдоль оси  $z$ , то  $E_x = E_y = 0$ ,  $E_z = E_m$  и уравнение (7.1) преобразуется к виду

$$(x^2 + y^2)/n_0^2 + z^2/n_e^2 + 2r_{63} E_m xy = 1. \quad (7.2)$$

Показатели преломления вдоль полуосей эллипсоида равны

$$n'_x = n_0 + \frac{1}{2} \cdot n_0^3 r_{63} E_m; \quad n'_y = n_0 - \frac{1}{2} \cdot n_0^3 r_{63} E_m; \quad n'_z = n_e.$$

Из уравнения (7.2) видно, что новые оси  $X'$  и  $Y'$  составляют угол  $45^\circ$  с осями  $X$  и  $Y$ , а главные оси  $Z'$  и  $Z$  совпадают. Кристаллы этого класса отличаются высокой прозрачностью в видимой и ближней инфракрасной областях спектра.

Монокристаллы класса  $Td$  имеют кубическую ячейку и оптически изотропны, т. е.  $n_x = n_y = n_z = n_0$ . Кроме того,  $r_{41} = r_{52} = r_{63}$ , а остальные электрооптические постоянные равны нулю.

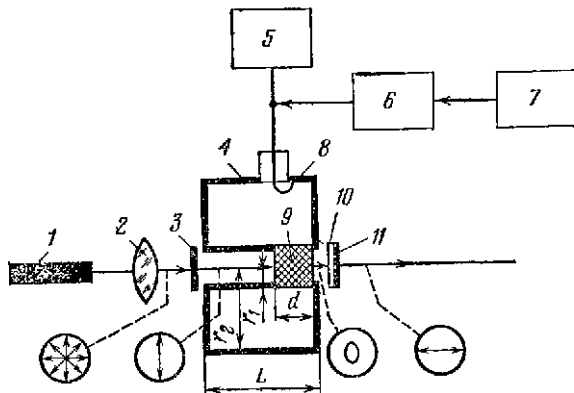
Уравнение эллипсоида показателей преломления для этого случая имеет вид

$$\epsilon_0(x^2 + y^2 + z^2) + 2r_{41} E_x yz + 2r_{41} E_y xz + 2r_{41} E_z xy = 1.$$

Значения показателей преломления вдоль полуосей эллипсоида зависят от направлений составляющих вектора электрического поля и определяются по табл. 7.3 [13].

Схема модулятора, основанного на использовании электрооптического эффекта в кристаллах, представлена на рис. 7.4. Лазер  $I$  и собирающая линза  $2$  или система линз создают коллимированный монохроматический

Рис. 7.4. Схема амплитудного модулятора, основанного на использовании электрооптического эффекта: 1 — лазер; 2 — оптическая система; 3 — поляризатор; 4 — полость, заполненная воздухом; 5 — измеритель мощности; 6 — СВЧ генератор; 7 — генератор звуковой частоты; 8 — кожух; 9 — кристалл; 10 — анализатор; 11 — четвертьволновая пластинка.



луч света, направленный перпендикулярно к поверхности поляризатора 3. После поляризатора плоско-поляризованный луч света проходит через электрооптический кристалл 9, помещенный в объемный резонатор, и через анализатор 10. Главные плоскости поляризатора и анализатора взаимно перпендикулярны и составляют с направлениями осей кристалла некоторый угол. Вектор напряженности электрического поля в кристалле направлен слева направо.

Если внешнее электрическое поле равно нулю, излучение через такую систему не проходит. При наложении на кристалл электрического поля возникает двойное лучепреломление и между обыкновенным и необыкновенным лучами появляется разность фаз, в результате чего плоско-поляризованный свет превращается в электрически-поляризованный. Оси эллипса изменяются в соответствии с изменением модулирующего напряжения, т. е. вектор поляризации света, проходящего через кристалл, вращается. В зависимости от ориентации этого вектора часть излучения проходит через анализатор. Так возникает амплитудная модуляция излучения лазера.

Таблица 7.3

Коэффициенты преломления электрооптических кристаллов класса  $Td$  при различных значениях составляющих вектора электрического поля

Составляющие вектора электрического поля	$n'_x$	$n'_y$	$n'_z$
$E_x=E_y=0;$ $E_z=E_m$	$n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E_m$	$n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E_m$	$n_0$
$E_x=0$	$n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E_m$	$n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E_m$	$n_0$
$E_x=E_y=E_z$	$n_0 + \frac{1}{2\sqrt{3}} n_0^3 r_{41} E_m$	$n_0 + \frac{1}{2\sqrt{3}} n_0^3 r_{41} E_m$	$n_0 - \frac{1}{\sqrt{3}} n_0^3 r_{41} E_m$

Если в качестве электрооптического материала используют кристаллы типа *ADP* или *KDP*, то амплитудная характеристика модулятора имеет вид

$$I = I_0 \sin^2 \pi U / (2 U_0), \quad (7.2)$$

где  $U = U_m \cos \omega_m t$  — управляющее напряжение;  $I$  и  $I_0$  — интенсивности излучения на выходе и на входе модулятора;  $U_0 = \lambda/2 n_0^3 r_{63}$  — параметр, зависящий от электрооптических констант кристалла.

Из уравнения (7.2) видно, что зависимость  $I = I(U)$  на начальном участке модуляционной характеристики нелинейна. В случае гармонического управляющего напряжения спектр частот выходного сигнала содержит только четные гармоники:

$$I = \frac{I_0}{2} J_0 \left( \frac{\pi U_m}{U_{\lambda/2}} \right) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k} \left( \frac{\pi U_m}{U_{\lambda/2}} \right) \cos 2k\omega_m t,$$

где  $J_k$  — функция Бесселя  $k$ -го порядка;  $U_{\lambda/2}$  — напряжение полуволнового смещения,

$$U_{\lambda/2} = 2dU_0/l = d \cdot \lambda / (ln_0^3 r_{63}); \quad (7.4)$$

$d$  и  $l$  — размеры кристалла в направлении вектора напряженности электрического поля и в направлении распространения излучения.

Выход на линейный участок модуляционной характеристики возможен путем введения в схему модулятора фазовращателя с независимым от времени фазовым сдвигом  $\varphi_0$ . В этом случае  $I = I_0 \sin^2 (\pi U / 2 U_0 + \varphi_0 / 2)$ .

Фазовращатель представляет собой тонкую пластину слюды, имеющую свойство двойного лучепреломления без наложения электрического поля. При соответствующей толщине пластины разность фаз между лучами на ее выходе составляет  $\pi/2$ , что соответствует четверти длины волны. Амплитудная характеристика модулятора с фазовращателем, фазовый сдвиг которого  $\varphi_0 = \pi/2$ , линейная; спектр частот выходного сигнала содержит только четные гармоники:

$$I = \frac{I_0}{2} \left[ 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_{2k-1} \left( \frac{\pi U_m}{U_{\lambda/2}} \right) \sin (2k-1) \omega_m t \right].$$

Рабочая точка на модуляционной характеристике определяется сдвигом фаз, вносимым фазовращателем. Практически заданную рабочую точку выбирают подбором соответствующей толщины слюдяной пластины. Напряжение порядка нескольких киловольт подводят к кристаллу с помощью высокооборотного проходного коаксиального резонатора, нагруженного емкостью, в котором диэлектрической средой является электрооптический кристалл. Резонансную частоту определяют из условия равенства реактивных проводимостей конденсатора, образованного кристаллом, и коаксиальной линией, образованной внешним и внутренним проводниками.

При резонансе длина волны  $\lambda_0$ , добротность  $Q$  и сопротивление  $R$  резонатора выражаются следующими формулами:

$$\lambda_0 = 2\pi \left( \frac{Lr_1}{2d'} \ln \frac{r_2}{r_1} \right)^{1/2}; \quad (7.5)$$

$$Q = \frac{2L}{\delta} \cdot \frac{\ln r_2/r_1}{2 \ln r_2/r_1 + L (1/r_1 + 1/r_2)}; \quad (7.6)$$

$$R = \frac{60\pi}{\delta} \cdot \frac{4L^2 \ln (r_2/r_1)}{\lambda_0 [2 \ln r_2/r_1 + L (1/r_1 + 1/r_2)]}, \quad (7.7)$$

где  $d' = d/\epsilon$  — зазор в эквивалентном воздушном конденсаторе,  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная кристалла  $g$  (рис. 7.4);  $r_1$  и  $r_2$  — радиусы внутреннего (кристалла) и внешнего проводника;  $L$  — длина внешнего проводника.



Приведем параметры двух типовых амплитудных модуляторов, использующих электрооптический эффект в твердых телах [13, 14]. В первом модуляторе материал кристалла — первично кислый фосфат аммония; размеры кристалла  $19 \times 89$  мм; резонансная частота объемного резонатора (частота модуляции) 850 МГц; входная мощность на сопротвлении 50 Ом — 8 Вт; полоса частот модуляции 2 МГц; глубина модуляции 30%; диаметр апертурной диафрагмы 6,35 мм; рабочая температура 25° С.

Во втором модуляторе материал кристалла — дигидрофосфат калия z-среза; размеры кристалла  $25 \times 25 \times 12,5$  мм; поверхности кристалла имеют просветляющее защитное покрытие; максимально допустимое напряжение 9 кВ; собственная резонансная частота 250 МГц; емкость 10 пФ; время нарастания импульса 10 мкс; импульсная мощность управляемого оптического излучения 10 МВт; диаметр апертурной диафрагмы 16 мм; рабочая температура 30° С. Модулятор заключен в тефлоновый корпус диаметром 80 мм и длиной 33 мм.

Основные параметры электрооптических материалов, применяемых в амплитудных модуляторах, приведены в табл. 7.4. Наиболее широко используют первично кислый фосфат аммония (кристалл ADP) — бесцветный, прозрачный, пьезоэлектрический кристалл, который по хрупкости и растворимости в воде можно сравнить с поваренной солью. Кристалл ADP в случае медленного изменения температуры может работать при 90° С. При более высокой температуре начинается выделение аммония. От быстрых изменений температуры кристалл разрушается. Рабочая температура модулятора с кристаллом обычно принимается не выше 40° С во избежание искажений, вызываемых упругими деформациями.

Удельное сопротивление кристалла ADP резко уменьшается с увеличением температуры (рис. 7.5), что необходимо учитывать, если рабочая температура устройства находится в широких пределах. При температуре 20° С сопротивление 1 см<sup>3</sup> кристалла равно  $4 \cdot 10^{10}$  Ом. Спектральная характеристика пропускания кристалла ADP изображена на рис. 7.6. Как видно из графика, кристалл непрозрачен для излучения с длиной волны выше 1,5 мкм, поэтому его применяют в модуляторах, предназначенных для работы в видимой и ближней инфракрасной областях спектра. Плотность кристаллов ADP равна 1,804 г/см<sup>3</sup>, напряжение пробоя по постоянному току составляет 25 кВ/мм. Они не растворяются в спирте, ацетоне и бензине, но уже при влажности воздуха, равной 93%, начинают поглощать влагу и растворяться.

Для получения максимального сдвига фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами применяют пластины z-среза. Эти пластины вырезают перпендикулярно оси z кристалла (рис. 7.7) и называют основными, так как ось z является оптической осью кристалла, если к нему не приложено электрическое поле. Направление излучения и направление вектора напряженности электрического поля должны совпадать с направлением оси z, следовательно, электроды должны быть прозрачными.

Наилучшими электродами считаются пленки закиси олова, нанесенные на стеклянную подложку. Пленки прозрачны для излучения с длиной волны 0,4...2,0 мкм, влагоустойчивы, выдерживают нагрев до 400° С и устойчивы при температуре ниже 0° С.

По мнению иностранных специалистов, более перспективными являются модуляторы, в которых используются кристаллы KDP. Твердость этих кристаллов значительно выше, чем кристаллов ADP, поэтому их можно обрабатывать с более высокой точностью. Плотность кристаллов KDP равна 2,31 г/см<sup>3</sup>, удельное электрическое сопротивление  $4 \cdot 10^{20}$  Ом/см<sup>3</sup>, напряжение пробоя по постоянному току 27 кВ/мм, спектральный диапазон пропускания 0,2...1,4 мкм.

Кристаллы KDP можно применять для модуляции излучения с частотой до 10 ГГц при полосе модуляции около 20 МГц и потребляемой мощности 50 Вт. При  $\lambda = 0,633$  мкм оптические потери в кристалле составляют 0,5 дБ/мм, что находится на уровне лучших образцов плавяного кварца.

Кристаллы ADP и KDP выращивают при комнатной температуре из водного раствора, поэтому они свободны от деформаций, которые появляются

Параметры электрооптических материалов

Название материала	Электрооптические постоянные, м/В		Коэффициент преломления $n_0$	Диэлектрическая постоянная, $\epsilon$	Тангенс угла диэлектрических потерь, $(\lg \delta)$
	$r_{41} \cdot 10^{-12}$	$r_{42} \cdot 10^{12}$			

Тетрагональная структура материала

Фосфат калия $\text{KH}_2\text{PO}_4$ (KDP)	8,6	9,7	1,468	20,2	0,0005 (при 0,1 ГГц)
Фосфат аммония $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (ADP)	24,5	5,5	1,469	14,0	0,025 (при 36 ГГц)
Дифосфат калия $\text{K}_2\text{D}_2\text{PO}_4$ (DKDP)	8,8	26,4	1,470	50	0,025 (при 10 ГГц)
Арсенат калия $\text{KH}_2\text{AsO}_4$ (KDA)	12,5	10,9	1,520	21	0,0075 (при 10 ГГц)
Арсенат рубидия $\text{RbH}_2\text{AsO}_4$ (RDA)	—	13,0	1,520	27	0,003 (при 10 ГГц)

Кубическая структура

Селенид $\text{CuCl}$	1,6...1,8	—	1,933	8,3	0,001 (при 5 ГГц)
Селенид цинка $\text{ZnSe}$	2,0...2,1	—	2,364	12,5	0,002 (при 5 ГГц)
Селенид цинка $\text{ZnTe}$	2,0	—	2,660	8,1...9,1	—
Селенид $(\text{CH}_3)_6\text{N}_4$	—	—	1,591	—	—
Селенид $\text{ZnO}$	2,2	—	—	—	0,003 (при 1 ГГц)
Селенид $\text{ZnS}$	—	—	2,0...2,12	8,15	—
Селенид $\text{ZnS}$	1,2...2,1	—	2,709	16,0	—
Селенид $\text{ZnP}$	3,95...4,3	—	2,91...3,1	10,1	—
Селенид $\text{CuBr}$	0,85	—	2,1	—	—
Селенид $\text{GaP}$	0,5	—	3,3	10...12	—
Селенид $\text{GaAs}$	1,3...1,5	—	3,3...3,6	10,9...12,5	—
Селенид $\text{CdS}$	—	—	2,73	7,7...7,8	—

Рис. 7.5. График зависимости удельного сопротивления кристалла ADP от температуры.

Рис. 7.6. Спектральная характеристика пропускания кристалла ADP.

Рис. 7.7. Форма кристаллов ADP и KDP и направления кристаллографических осей.

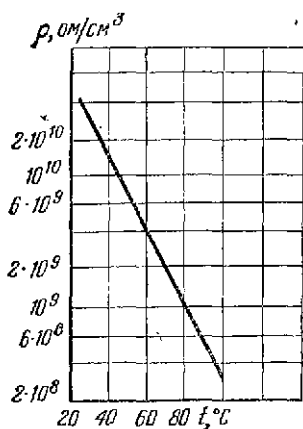


Рис. 7.5

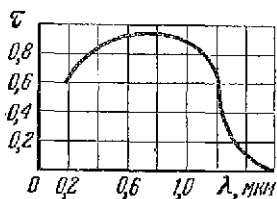


Рис. 7.6.

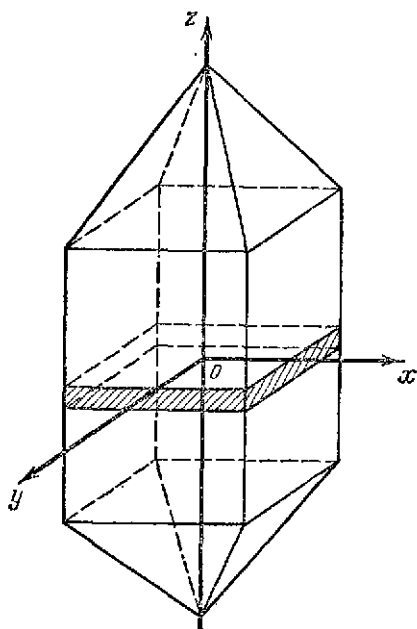


Рис. 7.7

в кристаллах, выращиваемых при высокой температуре. Размеры выращиваемых кристаллов доходят до 50 мм в любых направлениях. Несмотря на то, что кристаллы растворимы в воде и хрупки, их обработка несложна.

В соединении  $\text{KN}_2\text{PO}_4$  атомы *K*, *N* и *P* могут без изменения кристаллической структуры замещаться элементами соответствующих групп периодической таблицы элементов. Так, получаются изоморфные кристаллы  $\text{KD}_2\text{PO}_4$  ( $\text{DKDP}$ ),  $\text{KN}_2\text{AsO}_4$  ( $\text{KDA}$ ),  $\text{PbH}_2\text{AsO}_4$  ( $\text{RDA}$ ).

Из кристаллов кубической структуры в амплитудных модуляторах можно применять гексамин, цинковую обманку  $\text{ZnS}$ , окись цинка  $\text{ZnO}$ , хлорид  $\text{CuCl}$  и бромид  $\text{CuBr}$  меди и др. Хлорид и бромид меди разрушаются под воздействием влажного воздуха. Другие материалы не требуют специальных покрытий и могут работать в обычной атмосфере. При использовании этих кристаллов внешнее электрическое поле может быть направлено перпендикулярно направлению оптического излучения. В этом случае электроды могут быть выполнены из непрозрачного материала, что значительно удобнее в конструктивном отношении по сравнению с полупрозрачными электродами или электродами, имеющими отверстия для пропускания светового луча. Кроме того, можно снизить величину модулирующего напряжения, так как при использовании кристаллов класса *Td* и ориентации вектора напряжен-

ности электрического поля перпендикулярно направлению оптического излучения напряжение полуволнового смещения определяется формулой

$$U_{\lambda/2} = \frac{d}{l} \cdot \frac{\lambda}{n_0^3 r_{41}}, \quad (7.8)$$

в то время, как при использовании кристаллов класса D2d и ориентации вектора напряженности электрического поля параллельно направлению оптического излучения

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{n_0^3 r_{63}}, \quad (7.9)$$

так как  $d = l$ .

Из табл. 7.4 видно, что величина напряжения полуволнового смещения для большинства веществ имеет порядок нескольких киловольт; для кристаллов класса Td эту величину можно уменьшить, увеличив размер  $l$  кристалла вдоль направления излучения.

Тонкие и длинные срезы электрооптических кристаллов получить очень сложно, поэтому для создания модуляторов с «поперечной геометрией» используют электрооптический эффект в  $p$ - $n$  переходе полупроводникового диода.

Толщина  $p$ - $n$  перехода не превышает 10 ... 15 мкм, поэтому, несмотря на небольшие размеры диода, отношение  $l/d$  достигает большой величины, что позволяет снизить амплитуду модулирующего напряжения на 2-3 порядка.

В полупроводниковом диоде  $p$ - $n$  переход при отсутствии электрического поля является оптически изотропной средой, а при наличии поля анизотропной средой. Этот эффект может быть использован для модуляции оптического излучения по схеме, изображенной на рис. 7.8. Полупроводниковый диод 3 помещен между скрещенными поляризатором 2 и анализатором 5. Так как толщина переходного слоя незначительна, излучение необходимо сфокусировать в центр диода. Напряженность управляющего поля в переходном слое зависит от величины приложенного к диоду смещения. Диод включен так, что напряжение смещения и управляющее напряжение направлены встречно. Это позволяет осуществлять модуляцию излучения при малых значениях тока, проходящего через диод.

Экспериментальными исследованиями установлено, что зависимость напряженности электрического поля  $E_m$  в  $p$ - $n$  переходе от напряжения  $U_m$ , приложенного к диоду, для фосфида галлия имеет вид [13]:

$$E_m = 4,31 \cdot 10^5 (1,53 - U_m)^{2/3}.$$

Фаза светового луча на выходе модулятора

$$\varphi = (1,53 - U_m)^{4/3}.$$

Амплитудная характеристика связана с фазовым соотношением

$$I = I_0 \sin^2(\varphi/2).$$

Большое распространение в амплитудных модуляторах получил арсенид галлия, который выращивают из элементарных галлия и мышьяка в горизонтальной печи. Кристаллы GaAs не гигроскопичны, имеют

высокую теплопроводность, легко режутся и полируются с точностью до  $1/10$  длины волны видимого света; при этом заметные напряжения не возникают. Так как кристаллы нерастворимы в воде и диссоциируют при температуре  $800^\circ \text{C}$ , никаких мер защиты от воздействия окружающей температуры и влажности принимать не нужно.

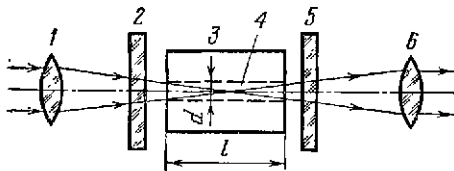


Рис. 7.8. Схема амплитудного модулятора, использующего электрооптический эффект в  $p$ - $n$  переходе; 1, 6 — линзы; 2 — поляризатор; 3 — полупроводниковый диод; 4 —  $p$ - $n$ -переход; 5 — анализатор

Рис. 7.9. Графики зависимости коэффициента поглощения  $\tau^*$  и показателя преломления  $n_0$  кристалла GaAs от длины волны.

Рис. 7.10. Конструкция модулятора на кристалле арсенида галлия.

Рис. 7.11. График зависимости коэффициента пропускания модулятора от длины волны при различных значениях приложенного напряжения.

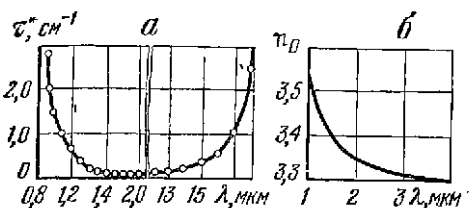


Рис. 7.9

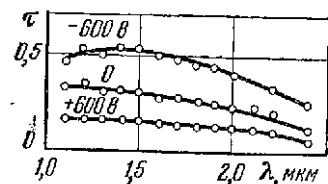


Рис. 7.11

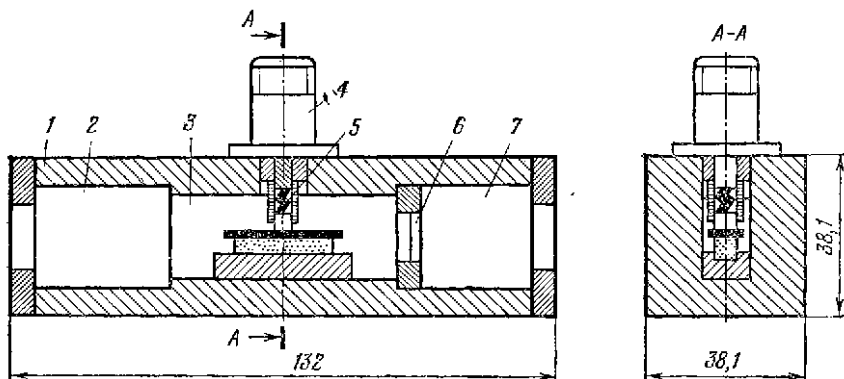


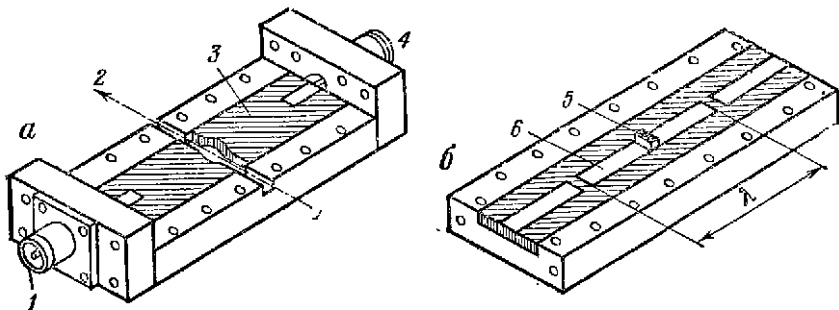
Рис. 7.10

Зависимость коэффициента поглощения GaAs от длины волны представлена на рис. 7.9, а, из которого следует, что кристаллы непрозрачны в видимой области спектра, но хорошо пропускают инфракрасные лучи в диапазоне 1,2 ... 15 мкм и имеют высокий показатель преломления (рис. 7.9, б). Относительная диэлектрическая проницаемость кристалла равна 11, тангенс угла потерь составляет 0,001, электрооптический коэффициент  $r_{41}$  в интервале длин волн 1 ... 12 мкм изменяется в пределах  $(1,2 \dots 1,5) \cdot 10^{-10}$  см/В.

На рис. 7.10 представлена конструкция модулятора на арсениде галлия, предназначенного для работы в спектральном диапазоне 0,9 ... 3 мкм. Кристалл укреплен между двумя параллельными пластинами и помещен в конце коаксиальной линии сопротивлением 50 Ом. Таким образом, он является емкостной нагрузкой для этой линии. Кристалл поджимается пружиной 5, усилие которой регулируется винтом 4. Поляризатор 2 и анализатор 7 выполнены в виде призмы из кальцита (известкового шпата), четвертьволновая пластина 6 — из слюды, а корпус 1 модулятора — из алюминия.

На рис. 7.11 показаны кривые зависимости коэффициента пропускания модулятора от длины волны при различных значениях приложенного постоянного напряжения. Частотная характеристика модулятора в диапазоне от постоянного тока до 20 МГц прямая, за исключением пьезоэлектрического резонанса на частоте 700 кГц.

Рис. 7.12. Конструкция СВЧ полоскового резонатора для модуляции оптического излучения: 1 — вход СВЧ; 2 — направление распространения излучения; 3 — тефлон; 4 — выход СВЧ; 5 —  $\text{Ca}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$ ; 6 — медная полоса.



Верхний предел рабочей длины волны модулятора определяется поглощением в кальцидном поляризаторе и слюдяной пластине. Этот предел можно увеличить до 12 мкм, если в качестве поляризатора и анализатора применять высокоомный германий, установленный под углом Брюстера, а в качестве четвертьволновой пластины —  $\text{CdS}$ . Глубина модуляции при напряжении 600 В составляет около 50%. При модулирующем сигнале с пиковым напряжением 1000 В глубина модуляции достигает 70%.

Из других электрооптических материалов, которые можно применять в амплитудных модуляторах, следует отметить целую группу диэлектриков: ниобат лития  $\text{LiNbO}_3$ , танталат лития  $\text{LiTaO}_3$ , пирониобат кальция  $\text{Ca}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$ , свинцово-магниевый ниобат  $\text{Pb}_2\text{MgNb}_2\text{O}_3$  и др. Эти материалы используют не только в электрооптических, но и в упругооптических и ультразвуковых приборах.

Ниобат лития и танталат лития — тригональные кристаллы сравнительно твердые и легко обрабатываемые обычными методами оптической полировки. Ниобат лития — оптически одноосный отрицательный кристалл (показатель преломления необыкновенного луча меньше, чем обыкновенного). Танталат лития — оптически одноосный положительный кристалл. Электрооптический эффект у этих кристаллов в несколько раз больше, чем у кристаллов KDP и не зависит от частоты. Они прозрачны в диапазоне 0,4 ... 5 мкм.

У танталата лития произведение напряженности поля на расстояние на уровне половины волны составляет всего 2700 В. Кроме того, разрушения в этом кристалле при мощностях излучения, достижимых в газовых лазерах (He-Ne), невелики. Поэтому в электрооптических приборах лучше применять  $\text{LiTaO}_3$ , а не  $\text{LiNbO}_3$ .

Пирониобат кальция является оптически двусосным отрицательным кристаллом, близким по химической природе и структуре к  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiTaO}_3$ . В нем наблюдается линейный электрооптический эффект.

На рис. 7.12 изображена конструкция СВЧ полоскового резонатора для модуляции излучения частотой 3 ГГц на пирониобате кальция. В этом резонаторе электрооптический эффект не зависит от частоты (по крайней мере до 3 ГГц).

Стронциево-бариевый ниобат прозрачен для излучения с длиной волны 0,4...8 мкм (рис. 7.13). Описанные кристаллы характеризуются сильно выраженным поперечным электрооптиче-

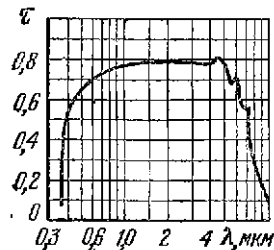


Рис. 7.13. График зависимости коэффициента пропускающей стронциево-бариевого ниобата от длины волны.

Таблица 7.5

Электрооптические и диэлектрические постоянные некоторых жидкостей

Химический состав	Электрооптическая постоянная $V_n = V/\lambda \cdot 10^7$ , см/В <sup>2</sup>	Диэлектрическая постоянная $\epsilon$
CS <sub>2</sub>	3,6	2,5
CHCl <sub>3</sub>	-3,2	5,0
C <sub>3</sub> H <sub>6</sub> O	16,0	20,0
C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> NO <sub>2</sub>	400,0	36,0

ским эффектом, при использовании которого требуются небольшие значения напряженности электрического поля.

К жидким веществам, у которых под действием электрического поля обнаруживается эффект двойного лучепреломления, относятся: нитробензол, хлорбензол, бензин, спирт, сероуглерод и др. Наиболее пригоден для использования в амплитудных модуляторах нитробензол C<sub>6</sub>H<sub>5</sub>NO<sub>2</sub>, представляющий собой слегка желтоватую токсичную жидкость с запахом миндаля. Нитробензол имеет следующие параметры: температура кипения при атмосферном давлении 211° С; температура затвердевания 5,6° С; диэлектрическая постоянная (при 18° С) —36; удельное сопротивление 10<sup>9</sup> ... 10<sup>10</sup> Ом/см<sup>2</sup>; пробивное напряжение 150 кВ/см; область прозрачности 0,4 ... 1,2 мкм.

Амплитудный модулятор с жидким электрооптическим веществом представляет собой сосуд с прозрачными плоскопараллельными стенками, заполненный жидкостью, в которую введены электроды. Сосуд расположен между скрещенными поляризатором и анализатором, а к электродам подведено напряжение управляющего сигнала. При использовании скрещенных поляризатора и анализатора амплитудная характеристика выражается зависимостью [13]:

$$I = I_0 \sin^2 \left( \frac{\pi l}{\lambda d^2} B U_m^2 \right),$$

где  $l$  — длина пути излучения в жидкой среде;  $d$  — расстояние между электродами;  $B$  — электрооптическая постоянная;  $U_m$  — напряжение управляющего сигнала.

Значения электрооптических постоянных некоторых жидкостей приведены в табл. 7.5.

Рабочую точку амплитудной характеристики можно сместить, приложив к электродам постоянное напряжение  $U_0$ ; при этом амплитудная характеристика описывается выражением

$$I = I_0 \sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \cdot \frac{U_m}{U_{\lambda/2}} + \frac{\kappa_0}{2} \right),$$

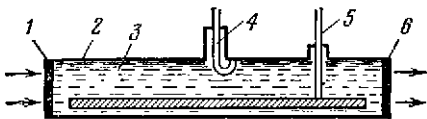
где

$$U_{\lambda/2} = \lambda d^2 / (4 B U_0); \quad \kappa_0 = 2\pi \cdot B / (\lambda d^2) \cdot U_0^2.$$

Модуляторы, в которых в качестве электрооптических материалов используют жидкости, не получили широкого распространения вследствие нелинейности модуляционной характеристики, значительных потерь излучения, трудности герметизации модулирующей ячейки и быстро замутнения жидкости под влиянием электролиза. Тем не менее в последнее время созданы СВЧ модуляторы типа бегущей волны с использованием сероуглерода в качестве электрооптической среды.

В сероуглероде электрооптический эффект проявляется слабее, чем в нитробензоле, однако это вещество обладает рядом положительных свойств. Поглощение оптического излучения в видимой и ближней инфракрасной (до 2 мкм) областях спектра в сероуглероде мало; тангенс угла потерь на час-

Рис. 7.14. Схема амплитудного модулятора бегущей волны.



тотах вплоть до 15 ГГц составляет  $10^{-4}$ ; кроме того, сероуглерод — непolarная жидкость, и ее диэлектрическая проницаемость в оптическом и СВЧ диапазонах почти одинакова. Поэтому сероуглерод можно использовать для создания простых модуляторов бегущей волны.

Схема такого модулятора изображена на рис. 7.14. Он представляет собой прямоугольный латунный корпус

пус 2 с сероуглеродом 3, в котором находится несимметричная полосковая линия. Проводник линии, расположенный на расстоянии 2 мм от одной из стенок корпуса, опирается на изоляторы из тефлона. К торцевым фланцам приклеены двойные оптические окна 1 и 6, через которые проходит оптическое излучение. Постоянное напряжение подается по проводнику 5.

Длина полоскового проводника равна 370 мм; на частоте около 3 ГГц вдоль линии укладывается шесть полуволн модулирующего СВЧ сигнала. Эта линия, разомкнутая на обоих концах, образует продольный СВЧ резонатор, колебания в котором возбуждаются с помощью индуктивной петли связи 4. Между проводниками линии возникает электрическое поле, создаваемое прямой и обратной бегущими волнами равной амплитуды. Оптическое излучение, входящее через торец модулятора, распространяется в сероуглероде между проводниками линии передачи синхронно с одной из бегущих модулирующих СВЧ волн. Поперечное электрическое поле, создаваемое этой волной, вызывает эффект двойного преломления луча.

Электрооптический эффект в жидких средах характеризуется квадратичной зависимостью от напряженности электрического поля. Для получения линейной модуляции на частоте, совпадающей с частотой модулирующего сигнала, необходимо приложить постоянное электрическое поле смещения, которое создается с помощью тонкого штыря, соединенного с полосковым проводником в одном из минимумов электрического СВЧ поля.

При распространении излучения через ячейку с приложенным электрическим полем двойное преломление вызывает сдвиг фазы между компонентами световой волны, поляризованными параллельно и перпендикулярно электрическому полю.

Фазовый сдвиг определяется приближенным равенством

$$\Delta\varphi \approx \varphi_0 + \varphi_m \sin \varphi_0,$$

где  $\varphi_0 \approx 2\pi V E_0^2$ ;  $\varphi_m = 4\pi V E_0 E_1 \left( 1 + \frac{E_2}{E_1} \cdot \frac{\sin \beta L}{\beta L} \right)$ ;  $V$  — электрооптическая постоянная;  $L$  — оптическая длина ячейки в направлении оси  $z$ ;  $E_0$  — постоянная составляющая электрического поля;  $E_1$  и  $E_2$  — амплитуды встречных бегущих волн;  $\beta$  — фазовая постоянная линии;  $\varphi_0$  — фаза электрического поля в точке  $z = 0$ .

Если луч света, входящий в модулятор бегущей волны, поляризован под углом  $45^\circ$  к направлению электрического поля, то поляризация выходного луча промодулирована сверхвысокой частотой. Если на пути выходящего луча расположить поляризационную призму, выходящий эллиптически поляризованный луч превратится в модулированный по интенсивности сигнал. При этом глубина модуляции  $m = \sin \varphi_m$ , а СВЧ мощность, необходимая для получения заданной глубины модуляции,

$$P = (\sigma + 2R/\eta^2) \frac{k_p b (\arcsin m)^2}{16\pi^2 B^2 L E_0^2},$$

где  $\sigma$  — эффективная проводимость диэлектрика на частоте модуляции, определяемая тангенсом угла потерь;  $a$  — расстояние между полосковыми проводниками модулятора;  $R$  — поверхностное сопротивление проводников;



$\eta$  — собственный импеданс среды, заполняющей пространство между проводниками;  $k_p$  — коэффициент увеличения потребной мощности за счет потерь, вызванных искажением поля на краях линии;  $b$  и  $L$  — ширина и длина (вдоль оси  $Z$ ) полосковых проводников.

Таким образом, мощность, необходимая для получения заданной глубины модуляции, прямо пропорциональна величине  $m$  и обратно пропорциональна квадрату напряженности постоянной составляющей электрического поля и длине модулятора. Эта мощность зависит также от температуры жидкости, так как для неполярных веществ, к которым относится серуглерод, электрооптическая постоянная  $B$  обратно пропорциональна температуре.

В модуляторах длиной 440 мм, работающих на частоте 3 ГГц, уровень СВЧ мощности, необходимой для получения 50%-ной модуляции, не превышает 190 Вт, а для 18%-ной модуляции — 48 Вт. Кроме того, экспериментально установлено, что в таких модуляторах оптическое излучение можно модулировать одновременно на двух частотах СВЧ диапазона, что достигается возбуждением модулятора на двух резонансных частотах полосковой линии.

Амплитудные модуляторы, основанные на использовании электрооптического эффекта, имеют следующие недостатки:

- 1) возможна реализация лишь половины промодулированного излучения;
- 2) для достижения большой глубины модуляции необходимо прикладывать высокие напряжения; для СВЧ диапазона это соответствует требованию большой мощности модулирующего сигнала;
- 3) длина взаимодействия светового излучения с СВЧ сигналом ограничена;
- 4) ширина полосы частот модуляции за счет большой сосредоточенной емкости модулятора мала;
- 5) значительные потери излучения.

Рассмотрим устройство амплитудного дифракционного модулятора, основанного на использовании явления дифракции света на фазовой решетке. Изменяя характер фазовой решетки, можно управлять направлением распространения излучения и осуществлять его модуляцию. Для создания в рабочей среде фазовой решетки чаще всего используют эффект периодического изменения коэффициента преломления среды под действием распространяющейся в ней ультразвуковой волны.

Принципиальная схема амплитудного дифракционного модулятора изображена на рис. 7.15. Он представляет собой кювету, заполненную рабочей жидкостью 6. Ультразвуковые волны в среде возбуждаются пьезоэлектрическим излучателем 7, к которому подводится сигнал

$$U(t) = U_m(t) \cos \omega_y t,$$

где  $U_m(t)$  — сигнал, несущий полезную информацию;  $\omega_y$  — частота звуковых колебаний.

Если модулирующий сигнал изменяется по гармоническому закону

$$U_m(t) = U_0 (1 - m \cos \omega_m t),$$

где  $\omega_m$  — частота модуляции,  $m$  — глубина модуляции, то

$$U(t) = U_0 (1 - m \cos \omega_m t) \cos \omega_y t.$$

При распространении в среде бегущей ультразвуковой волны изменяется звуковое давление, что ведет к изменению плотности и показателя преломле-

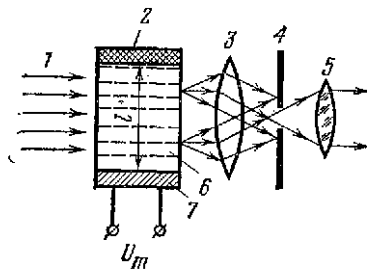


Рис. 7.15. Схема амплитудного дифракционного модулятора: 1 — падающее излучение; 2 — поглотитель звуковых колебаний (губка); 3, 5 — линзы; 4 — диафрагма; 6 — рабочая жидкость; 7 — пьезоизлучатель звуковых колебаний.

ния среды. Уравнения, характеризующие эти процессы, выведены в предположении адиабатичности процессов сжатия и разрежения при распространении ультразвуковых колебаний и имеют вид [11]

$$n = n_0 + \Delta n_0 [1 - m \cos(\omega_m t - 2\pi z/\lambda_m)] \cos(\omega_y t - 2\pi z/\lambda_y);$$

$$\Delta n_0 = (n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)/6n_0 \cdot 1/(\rho V^2) \cdot \Delta P;$$

$$\Delta P = P_0 + P_m \cos(\omega_y t - 2\pi z/\lambda_y).$$

В этих формулах обозначено:  $n_0$  — показатель преломления среды;  $z$  — координата вдоль направления распространения звуковой волны;  $\lambda_m = 2\pi V/\omega_m$  — длина волны модулирующего сигнала;  $V$  — скорость распространения ультразвуковых колебаний в среде;  $\rho$  — плотность среды;  $\Delta P$  — изменение звукового давления в среде;  $P_0$  — начальное значение звукового давления;  $P_m$  — амплитудное значение переменной составляющей звукового давления;  $\lambda_y = 2\pi V/\omega_y$  — длина волны ультразвуковых колебаний.

Как видно из приведенных формул, коэффициент преломления среды является периодической функцией координат, а среду можно рассматривать как фазовую дифракционную решетку с постоянной, равной длине ультразвуковой волны. Распределение световой энергии по дифракционному полю неравномерно и представляет собой чередующуюся последовательность максимумов и минимумов.

С помощью линзы 5 и диафрагмы 4, расположенных за кюветой (рис. 7.15), можно выделить необходимый дифракционный максимум. Для образования бегущей ультразвуковой волны против пьезоэлектрического излучателя установлен губчатый поглотитель 2 звуковых колебаний.

При выборе жидкости для дифракционных модуляторов следует учитывать назначение модулятора, область спектра используемого излучения, требование высокой фазовой стабильности и т. п. Оптико-акустические параметры наиболее распространенных жидкостей приведены в табл. 7.6

Жидкости с малой скоростью распространения звука имеют большие значения изменения коэффициенты преломления с изменением давления и при их использовании потребляемая модулятором мощность невелика. Жидкости с малым температурным коэффициентом и большой скоростью распространения звука отличаются высокой стабильностью фазы модуляции, что важно при работе модулятора в оптических дальномерах. Использование ксилола позволяет модулировать излучение с длиной волны до 1,6 мкм, в то время как другие жидкости применяют для модуляции излучения в видимой области спектра.

Таблица 7.6

Оптико-акустические параметры некоторых жидкостей

Жидкость	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Скорость звука, м/с	Температурный коэффициент, м/(с·°C)
Четыреххлористый углерод	1,59	938	-4,3
Дистиллированная вода	0,99	1350	+2,5
Ксилол	0,98	1360	-4,1
Раствор этилового спирта в воде (17%)	—	1610	+0,01

Рис. 7.16. График зависимости порогового тока накачки от напряженности магнитного поля: 1 — лазер на GaAs; 2 — лазер на InAs.

Рис. 7.17. Схемы амплитудной модуляции газовых лазеров: 1, 4 — зеркала; 2 — электрооптический кристалл; 3 — трубка с активным веществом; 5 — модулированное излучение.

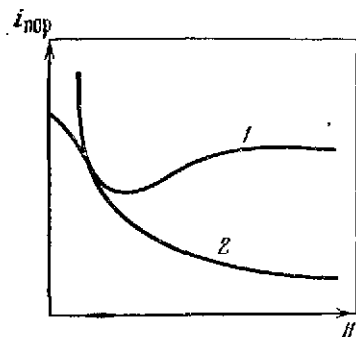


Рис. 7.16

Ширина полосы частот амплитудного дифракционного модулятора рассчитывается по формуле  $\Delta f_m = v/2l$ , где  $l$  — размер входного окна модулятора (рис. 7.15). Ширина полосы частот ограничена и не превышает нескольких сот килогерц, что является основным недостатком дифракционных модуляторов.

Рассмотрим кратко способы амплитудной модуляции излучения полупроводниковых и газовых лазеров.

Наиболее простой способ модуляции полупроводниковых лазеров заключается в изменении тока накачки. Мощность, генерируемая полупроводниковым лазером, зависит от тока, протекающего через диод. Генерация излучения возникает только при определенном, пороговом, значении тока и в дальнейшем увеличивается пропорционально увеличению тока. Модулируя ток диода, можно получить модулированное по амплитуде излучение. По широкополосности этот способ амплитудной модуляции не уступает способу, основанному на использовании электрооптического эффекта. Верхняя граница частотного диапазона имеет порядок  $10^{11}$  Гц. Однако модуляция в диапазоне СВЧ сопровождается значительным нагревом активного вещества, что заставляет использовать сложные охлаждающие устройства и системы стабилизации температуры рабочего объема.

Амплитудную модуляцию полупроводниковых лазеров можно осуществить также с помощью магнитного поля, которое влияет на пороговый ток генерации. Кривые зависимости порогового тока накачки от напряженности магнитного поля для полупроводниковых лазеров на GaAs и InAs изображены на рис. 7.16. Недостаток этого способа, помимо необходимости глубокого охлаждения рабочего объема, заключается в трудности создания и возбуждения управляющих полей.

Модуляция излучения газовых лазеров, работающих в непрерывном режиме, осуществляется путем изменения добротности оптического резонатора по схеме, изображенной на рис. 7.17, а.

Электрооптический кристалл с плоскопараллельными торцами помещен в оптический резонатор так, что ось  $Z$  кристалла совпадает с оптической осью резонатора. К кристаллу подведено управляющее напряжение. Плоскополяризованное излучение на выходе из кристалла становится эллиптически-поляризованным. Возникновение эллиптической поляризации экви-

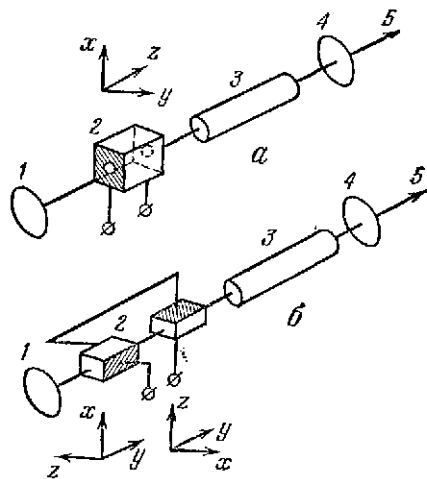


Рис. 7.17

валентно введению дополнительных потерь в резонатор, величина которых определяется амплитудой управляющего напряжения.

Аналогичная схема с двумя электрооптическими кристаллами приведена на рис. 7.17, б. Особенностью этой схемы является компенсация естественной анизотропии, которая может существенно влиять на работу модулятора.

В качестве электрооптических материалов используют монокристаллы CdS и CdSe. Амплитудная модуляция в этих кристаллах возможна, если поле приложено по оси Z, а направление излучения перпендикулярно этой оси. Направление поляризации излучения составляет угол  $45^\circ$  к оси Z, при этом разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами на выходе кристалла

$$\varphi = \frac{\pi}{\lambda} (n_o^2 r_{33} - n_e^2 r_{13}) \frac{l}{d} U + \frac{2\pi l}{\lambda} (n_o - n_e),$$

где  $l$  — длина кристалла в направлении распространения излучения;  $d$  — длина кристалла вдоль оптической оси;  $n_o$  и  $n_e$  — показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей;  $r_{33}$  и  $r_{13}$  — электрооптические константы;  $U$  — модулирующее напряжение, приложенное к кристаллу.

Меняя длину кристалла (вращая его относительно оси Z), можно изменять величину  $2\pi l/\lambda \cdot (n_o - n_e)$  и тем самым выбрать рабочую точку модулятора. Зависимость интенсивности излучения лазера от приложенного к кристаллу напряжения имеет линейный характер.

### 7.3. ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ

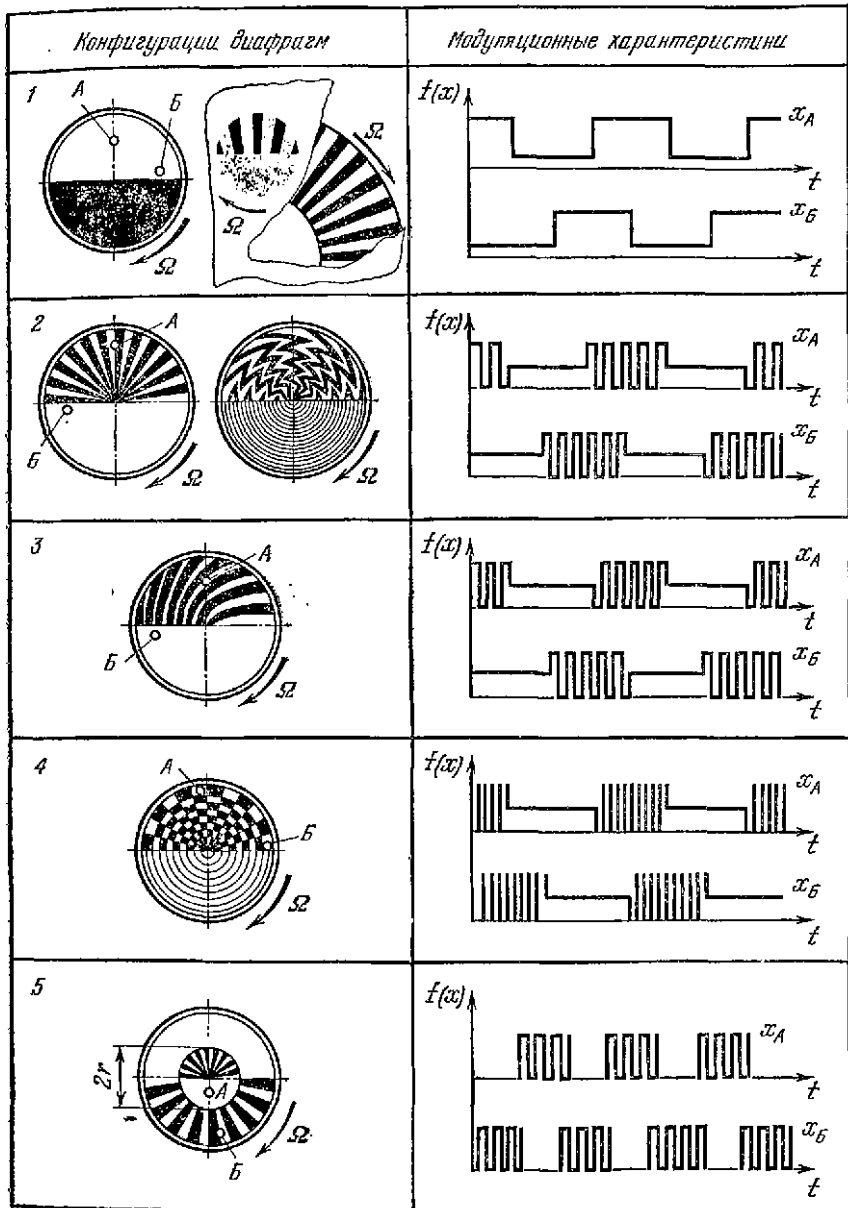
Метод фазовой модуляции, основанный на использовании модулирующих диафрагм, позволяет по разности фаз сигналов получить точную информацию, о направлении на источник излучения. Этот метод широко применяют в современных инфракрасных системах автоматического сопровождения движущихся объектов.

Модулирующие диафрагмы для фазоимпульсной модуляции оптического излучения и соответствующие модуляционные характеристики представлены в табл. 7.7. Диафрагма 1 выполнена в виде круга, имеющего один прозрачный и один непрозрачный секторы равной площади. При вращении диафрагмы изображение источника излучения попеременно попадает на прозрачный и непрозрачный секторы. Модуляционная характеристика представляет собой последовательность импульсов, амплитуда которых постоянна, частота равна частоте вращения диафрагмы, а фаза определяется положением изображения относительно центра диафрагмы. Опорный сигнал, необходимый для измерения фазового сдвига, получают при помощи генератора опорного напряжения (ГОН). В простейшем случае ГОН представляет собой небольшой магнит, укрепленный на периферии диафрагмы, и одну или несколько катушек. Каждый раз при прохождении магнита вблизи катушки генерируется импульс напряжения, который используют как опорный при измерении фазы. Для этой же цели применяют миниатюрные генераторы переменного тока, роторы которых вращаются синхронно и синфазно с модулирующей диафрагмой.

Когда изображение источника излучения находится в центре диафрагмы, модуляция отсутствует. Это является недостатком системы, так как исчезает несущая частота, модулированная по фазе и содержащая информацию о направлении на источник излучения. Использование двойной модуляции устраняет этот недостаток. В табл. 7.7 показана также двойная диафрагма (1), обеспечивающая наличие несущей частоты, когда источник излучения находится в поле зрения прибора. Вторая диафрагма с большим числом секторов расположена непосредственно за двухсекторной диафрагмой и модулирует излучение с высокой частотой, не зависящей от места расположения изображения. Импульсы от двухсекторной диафрагмы модулируют несущую

Таблица 7.7

Модулирующие диафрагмы, применяемые для фазоимпульсной модуляции



частоту, а их фаза содержит информацию о положении источника излучения. Сигналы несущей частоты и частоты модуляции могут быть разделены пропусканием через определенным образом настроенные фильтры. То, что амплитуда сигнала на несущей частоте пропорциональна облученности, можно использовать для радиометрии, автоматической регулировки усиления или для работы устройств, фиксирующих присутствие источника излучения.

Диафрагма 2, известная под названием «восходящее солнце», состоит из двух полукруговых секторов. Первый содержит чередующиеся прозрачные и непрозрачные веерообразные секторы для обнаружения источника излучения и подавления фона. Второй сектор — полупрозрачный с коэффициентом пропускания 0,5. Он служит для фазовой модуляции излучения.

Диафрагма типа «восходящее солнце» обеспечивает не только фазовую, но и амплитудную модуляцию, благодаря изменению соотношения между величиной изображения источника излучения и размером модулирующего сектора. Таким образом, амплитуда модуляции характеризует радиальную координату источника, а фаза модуляции — его угловую координату.

Если модулирующие секторы диафрагмы образованы прямыми линиями, то имеется тенденция к генерации диафрагмой увеличенных сигналов при модуляции изображений линейных объектов (например, линии горизонता) по сравнению с сигналами при модуляции точечных изображений. Поэтому, было предложено изменить рисунок первого кругового сектора, взяв его в виде зигзагов с криволинейными границами, расходящимися по спирали из центра диафрагмы (при среднем коэффициенте пропускания сектора 0,5). Исследования, однако, показали, что лучшими фильтрующими свойствами применительно к линейным источникам излучения обладает диафрагма 3 со спиральными модулирующими полосами и диафрагма 4 с шахматным расположением прозрачных и непрозрачных элементов [18].

В тех случаях, когда фаза модуляции должна иметь только два значения, отличающиеся на  $180^\circ$ , применяют модулирующую диафрагму 5 (табл. 7.7). Если изображение источника излучения находится на расстоянии от центра диафрагмы, меньшем  $r$ , пачки импульсов модуляции имеют определенную фазу. Дальнейшее смещение изображения на внешнюю зону приводит к изменению фазы появления пачек импульсов на  $180^\circ$ . При попадании изображения на границу раздела зон половина изображения в течение полуоборота диафрагмы модулируется внутренней зоной, а другая половина — внешней зоной в течение следующего полуоборота. Пачки импульсов в этом случае отсутствуют.

Перейдем теперь к рассмотрению фазовых модуляторов для систем передачи информации. Системы с фазовой модуляцией приобретают все большее значение, так как они менее чувствительны к воздействию шумов и имеют большую информационную емкость по сравнению с системами с амплитудной модуляцией.

В настоящее время применяют два типа фазовых модуляторов: модуляторы бегущей волны и модуляторы, основанные на использовании материалов с линейным электро-оптическим эффектом. Модуляторы первого типа более перспективны, так как они позволяют осуществлять широкополосную модуляцию когерентного оптического излучения.

Модуляторы бегущей волны представляют собой волновод, нагруженный на сопротивление, равное волновому сопротивлению. Диэлектрическим заполнением линии бегущей волны является электро-оптический материал. Чтобы осуществить широкополосную модуляцию, необходимо синхронизировать скорость распространения излучения и скорость бегущей электромагнитной волны. Когда направления распространения оптического излучения и модулирующей волны параллельны, условие синхронизма скоростей превращается в условие равенства групповой скорости  $u_{гр}$  светового луча и фазовой скорости  $u$  модулирующего сигнала.

Групповой скоростью называют скорость переноса энергии группой волн. Электромагнитные колебания не являются монохроматическими и

представляют собой группу волн, несколько отличающихся частотами колебаний. Скорость переноса энергии группой волн

$$v_{гр} = \frac{(\omega_1 - \omega_2)}{(k_1 - k_2)},$$

где  $k_1$  и  $k_2$  — волновые числа, соответствующие монохроматическим колебаниям с частотами  $\omega_1 = \omega + \Omega$  и  $\omega_2 = \omega - \Omega$ ;  $\omega$  и  $\Omega$  — круговые частоты модуляции и модулируемых колебаний.

Для выполнения условий  $v = v_{гр}$  двухпроводная линия заполняется частично электро-оптическим веществом, а частично — согласующим диэлектрическим материалом. Это делается для того, чтобы сократить количество используемого электро-оптического вещества и уменьшить вызываемые им потери. Сочетая материал с определенной диэлектрической проницаемостью и электро-оптическое вещество, помещаемые в сечении двухпроводной линии, удастся обеспечить равенство скоростей распространения света и радиоволн.

Возможны две схемы фазовых модуляторов бегущей волны: коллинеарная, когда направления распространения оптического излучения и модулирующего сигнала совпадают, и неколлинеарная, в которой оптическое излучение и модулирующий сигнал распространяются по разным направлениям. Исследования показали, что при использовании второй схемы легче добиться синхронизма скоростей.

На рис. 7.18 изображена упрощенная схема устройства неколлинеарного фазового модулятора бегущей волны, в котором использовано отражение оптического излучения от границ волновода за счет полного внутреннего отражения.

Луч света направляется в плоскопараллельный волновод под некоторым углом  $\gamma$  к его боковым стенкам. Волновод 4 заполнен электрооптическим материалом так, что его оптическая ось совпадает с направлением электрического модулирующего поля, которое перпендикулярно проводящим плоскостям.

При многократном прохождении светового луча через электро-оптический материал получается накапливающееся отставание фазы двумя составляющими плоскопараллельного луча. Излучение лазера 1 должно быть поляризовано в основной плоскости, т. е. вдоль направления, перпендикулярного к плоскости падения. Выходящий из модулятора луч 6 сохраняет первоначальную поляризацию и амплитуду, но промодулирован по фазе. Синхронизация скоростей осуществляется выбором угла  $\gamma$ .

Общая длина  $L$  линии передачи определяется допустимым затуханием модулируемого сигнала оптического диапазона или модулирующего радиосигнала. Однако рассеяние модулирующей мощности в среде уменьшается с увеличением расстояния взаимодействия сигналов, что ведет к необходимости увеличения оптического пути луча.

При конструировании модуляторов рассматриваемого типа наиболее подходящими электро-оптическими материалами являются кристаллы АDP и KDP. В последнее время начали применять также кубические кристаллы класса Td.

В качестве примера рассмотрим конструкцию широкополосного фазового модулятора бегущей волны. Модулятор представляет собой двухпроводную линию передачи, в которой часть диэлектрика заменена электро-оптическим веществом типа АDP или KDP (рис. 7.19). Поляризованное излучение лазера распространяется вдоль этой линии передачи в одном направлении на участ-

Рис. 7.18. Схема широкополосного неколлинеарного фазового модулятора бегущей волны: 1 — лазер; 2 — поляризатор; 3 — СВЧ модулирующий сигнал; 4 — плоскопараллельный волновод с электрооптическим материалом; 5 — анализатор; 6 — модулированное излучение.

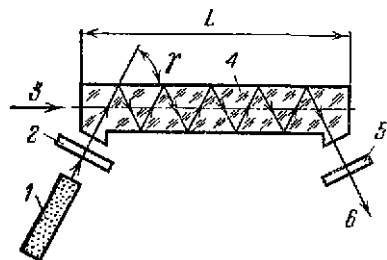
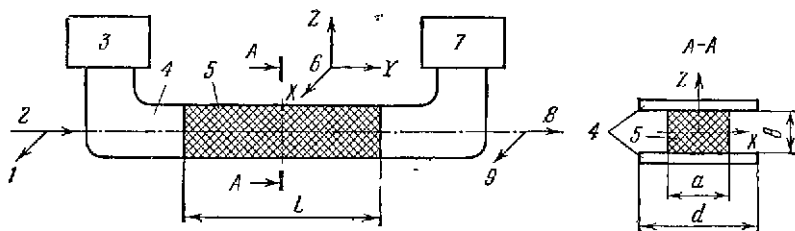


Рис. 7.19. Конструктивная схема широкополосного фазового модулятора бегущей волны: 1, 9 — электрические векторы оптического излучения; 2 — направление распространения оптического излучения; 3 — генератор модулирующего напряжения; 4 — линия передачи; 5 — электрооптический материал; 6 — оси кристалла; 7 — выходная нагрузка линии передачи; 8 — модулированное оптическое излучение.



ке, заполненном электро-оптическим веществом. Фазовая модуляция осуществляется изменением скорости распространения оптического излучения через электрооптическую среду.

Рассмотрим процесс распространения плоскополяризованного излучения через пластину  $\omega$  кристалла ADP или KDP. Если излучение, характеризующееся частотой  $\omega$ , проходит в пластине путь  $L$  со скоростью  $v$ , то разность фаз между входным и выходным сигналами определяется соотношением  $\varphi = \omega t = \omega L/v$ .

Изменение фазы при изменении скорости на величину  $\Delta v$  равно

$$\Delta\varphi = -\frac{\omega L}{v^2} \Delta v.$$

Скорость света в электро-оптической среде зависит от величины приложенного электрического поля. Если электрический вектор световой волны направлен вдоль оси  $X$  или  $Y$  кристалла (рис. 7.19), то для материалов типа ADP или KDP изменение скорости  $\Delta v$  распространения света определяется равенством  $\Delta v_x/c_0 = -r_{63}nE_z/2$  или  $\Delta v_y/c_0 = r_{63}nE_z/2$ , где  $E_z$  — напряженность электромагнитного поля, приложенного вдоль оси  $z$ , В/м;  $n$  — показатель преломления;  $c_0$  — скорость света в вакууме;  $r_{63}$  — электрооптическая постоянная.

Подставляя значение  $\Delta v_x$  в уравнение для  $\Delta\varphi$  и имея в виду, что  $v/c_0 = 1/n$ , получаем

$$\Delta\varphi = \frac{r_{63}\omega Ln^3}{2c_0} E_z, \quad (7.10)$$

т. е. изменение фазы  $\Delta\varphi$  прямо пропорционально напряженности приложенного к кристаллу поля  $E_z$  и длине пути  $L$ , проходимого светом.

На рис. 7.19 показано сечение волновода плоскостью, перпендикулярной направлению распространения излучения. Чтобы обеспечить равенство скоростей распространения оптического излучения и модулирующей волны, изменяют ширину  $a$  электрооптического материала или ширину проводника  $d$  с учетом соотношения  $d = a(\epsilon_2 - 1)/(n^2 - 1)$ , где  $\epsilon_2$  — диэлектрическая постоянная электрооптического материала.

Расстояние  $b$  между проводниками выбирается таким, чтобы обеспечивалось требуемое характеристическое сопротивление линии передачи, величина которого рассчитывается по формуле

$$\bar{R} = \left[ \frac{\mu_1 b^2}{\epsilon_1 (d - a + \epsilon_2 a)} \right]^{1/2}, \quad (7.11)$$

где  $\mu_1$  и  $\epsilon_1$  — диэлектрическая постоянная и магнитная проницаемость диэлектрической среды волновода.



Длина линии передачи определяется из формулы (7.10):

$$L = 2c_0 / (r_{вв} \omega n^2 E_B) \Delta \varphi.$$

В экспериментальном макете фазового модулятора использовались кристаллы ADP размером  $4,3 \times 2 \times 56$  мм, установленные вплотную друг к другу. Грань шириной 4,3 мм параллельна оси Z, а грань шириной 2 мм — оси Y. Электрический вектор модулирующего поля, возбуждаемого между проводниками линии передачи, параллелен грани шириной 4,3 мм. Стержни из ADP располагались между латунными проводниками линии передачи длиной 1000 мм; стыки между стержнями цементировались специальной массой [11].

Точность обработки поверхности кристаллов составляла  $2,5 \cdot 10^{-6}$  мм; точность перпендикулярности граней — около  $0,5^\circ$ . Излучение лазера, распространявшееся через кристаллы ADP, ослаблялось примерно на 6 дБ. Значительная часть потерь происходила на границах между кристаллами. Модулирующее напряжение к кристаллам подводилось через латунные стержни, которые выполняли роль линии передачи с широкой полосой пропускания. Модулирующий сигнал частотой 1 ГГц, проходящий через модулятор и элементы связи, расположенные по его концам, затухал на 2 дБ.

Прибор был испытан в диапазоне частот модулирующего напряжения 30 ... 1000 МГц. При этом установили, что зависимость коэффициента модуляции от модулирующего напряжения согласуется с расчетными данными. При мощности, потребляемой модулятором, около 12 Вт, коэффициент модуляции достигал единицы.

Скорость распространения излучения в среде, а также изменение начальной фазы в процессе распространения излучения зависят от величины показателя преломления среды. Изменяя значение показателя преломления, можно осуществить фазовую модуляцию излучения.

Простейшая конструкция фазового модулятора, основанного на этом принципе, представляет собой конденсатор, у которого в качестве диэлектрического заполнения используют электрооптический материал. Недостатком подобной конструкции является ограничение диапазона частот модуляции из-за паличия емкости.

Управляющее поле в электрооптической среде можно также создать СВЧ резонатором 3, если поместить в его полость электрооптический кристалл 2 (рис. 7.20). В общем случае фаза монохроматического оптического излучения I, прошедшего через модулятор, определяется зависимостью [13]

$$\varphi = \varphi_0 + \pi \frac{U_m}{U_{\lambda/2}} \cos \omega_m (t + \Delta t) K(\omega_m),$$

где  $\varphi_0$  — фазовый сдвиг, не зависящий от времени;  $U_m$  — амплитуда управляющего электрического напряжения;  $U_{\lambda/2}$  — постоянная величина, зависящая от свойств электрооптической среды и геометрии модулятора;  $\Delta t$  — время взаимодействия излучения с модулирующей волной,

$$\Delta t = \frac{l}{2} \cdot \left( \frac{1}{v_{гр}} - \frac{\kappa_m}{\omega_m} \cos \kappa_m, \hat{S} \right); \quad (7.12)$$

$v_{гр}$  — групповая скорость излучения в электрооптической среде;  $\kappa_m = 2\pi/\lambda_m n$  — модуль волнового вектора  $\kappa_m$  модулирующего электрического поля;  $\hat{S}$  — единичный лучевой вектор излучения;  $\omega_m$  — частота изменения модулирующего электрического поля;  $K(\omega_m)$  — частотный фактор, определяемый зависимостью

$$K(\omega_m) = \sin \omega_m \Delta t / (\omega_m \Delta t).$$

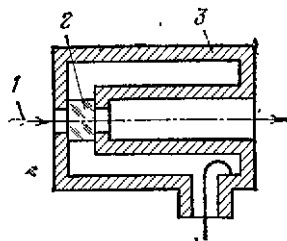
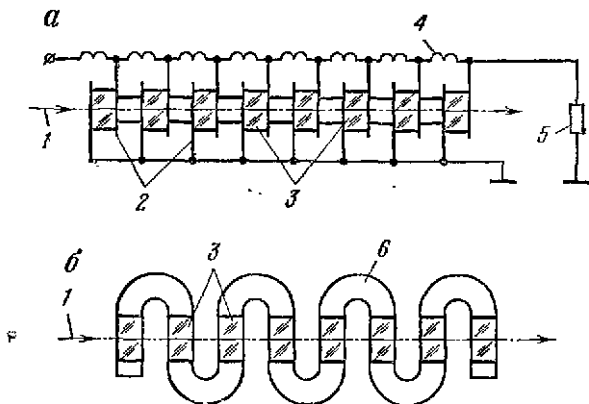


Рис. 7.20. Схема фазового электрооптического модулятора с резонаторным возбуждением.

Рис. 7.21. Схемы многоэлементных фазовых СВЧ модуляторов: 1 — оптическое немодулированное излучение; 2 — электроды; 3 — электрооптический кристалл; 4 — индуктивность; 5 — сопротивление нагрузки; 6 — СВЧ волновод.



Постоянные  $U_{\lambda/2}$  находятся по ранее приведенным формулам (7.8) и (7.9).

Частотный фактор  $K(\omega_m)$  определяет диапазон допустимых частот модулирующего напряжения. С увеличением  $\omega_m$  величина  $K(\omega_m)$  уменьшается и при некоторой частоте  $\omega_m^*$  модуляция практически исчезает. В настоящее время достигнуты частоты модуляции порядка нескольких гигагерц при полосе десятки мегагерц и потребляемой мощности несколько десятков ватт.

Для снижения амплитуды управляющего напряжения применяют многоэлементные фазовые модуляторы, составленные из большого числа фазовых ячеек, расположенных последовательно вдоль модулируемого луча. На рис. 7.21 изображены две схемы многоэлементных фазовых модуляторов СВЧ диапазона. В схеме рис. 7.21, а использована искусственная длинная линия, изменяя волновое сопротивление которой можно добиться синхронизации скорости распространения фазы модулирующего сигнала вдоль многоэлементной линии и скорости распространения оптического излучения.

В схеме рис. 7.21, б модулирующий сигнал подводится к кристаллам модулятора по волноводу змеевидной формы.

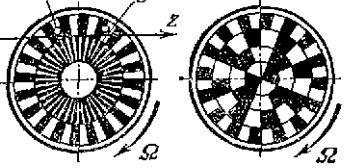
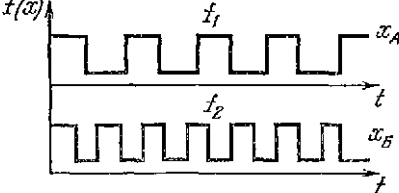
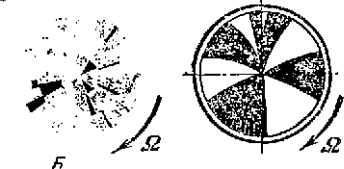
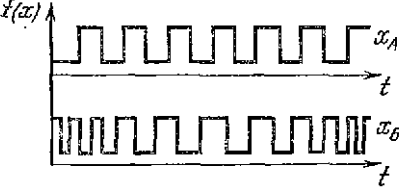
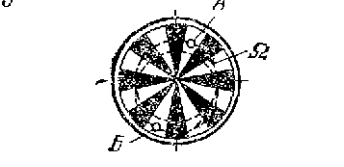
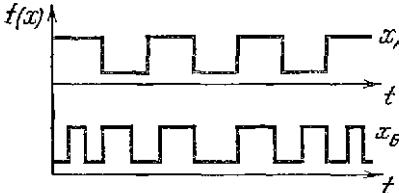
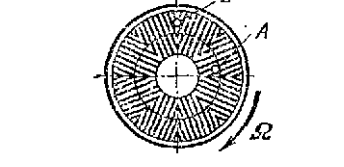
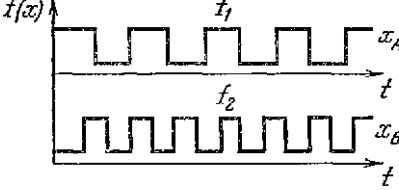
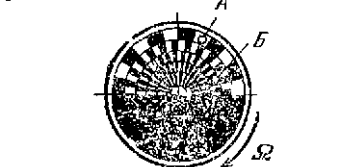
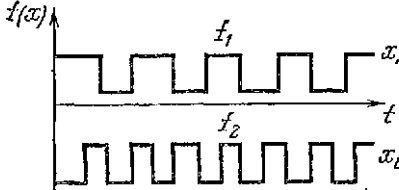
#### 7.4. ЧАСТОТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ

Модулирующие диафрагмы, предназначенные для определения положения изображения точечного источника излучения по методу частотноимпульсной модуляции, изготавливают в виде кольцевых зон, составленных из набора чередующихся прозрачных и непрозрачных секторов.

В простейшем случае диафрагма 1 (табл. 7.8) имеет две зоны с разным числом модулирующих секторов. При смещении изображения источника излучения вдоль оси  $z$  относительно точки пересечения этой оси с линией раздела кольцевых зон лучистый поток, проходящий через диафрагму, модулируется с той или иной частотой в зависимости от того, на какой из двух зон находится изображение. Диафрагма может иметь и большее число кольцевых зон. Количество модулирующих секторов обычно удваивается при каждом переходе от внутренней зоны к внешней.

Аналогично выполнена диафрагма 2 (табл. 7.8); она производит дополнительную периодическую частотную модуляцию изменением ширины непрозрачных полос в каждой кольцевой зоне, что позволяет получить с выхода усилителя фототока синусоидальный сигнал.

Модулирующие диафрагмы, применяемые для частотно-импульсной модуляции

Конфигурации диафрагм	Модуляционные характеристики
<p>1</p> 	
<p>2</p> 	
<p>3</p> 	
<p>4</p> 	
<p>5</p> 	

Менее распространена другая вращающаяся диафрагма 2 (табл. 7.8) Она применялась в ранних системах с частотной модуляцией, когда желательно было избежать «обулирования» объективом [1].

В вращающихся системах с вращающимся изображением источника излучения такую же модуляционную характеристику имеет диафрагма 3 с чередующимися прозрачными и непрозрачными секторами. Когда центр окружности вращения изображения совпадает с центром диафрагмы, частота модуляции постоянна и зависит от скорости вращения изображения и числа модулирующих секторов. При появлении смещения между указанными центрами изображение прерывается у центра диафрагмы с большей частотой, чем у края, поскольку ширина секторов уменьшается к центру диафрагмы.

В том случае, когда частота модуляции должна изменяться пропорционально смещению изображения источника излучения, применяют диафрагму 4 (табл. 7.8). Она разделена на восемь секторов, каждый из которых имеет одинаковое число непрозрачных полос, причем центральная полоса каждого сектора направлена вдоль радиуса. При вращении диафрагмы излучение модулируется с частотой тем большей, чем больше расстояние между изображением и центром диафрагмы, так как число модулирующих полос возрастает в направлении от центра к периферии.

Модулирующая диафрагма 5 разделена на пять коцентрических зон, каждая из которых имеет различное число модулирующих элементов. Максимальное число (20) соответствует внутреннему кольцу. При вращении диафрагмы частота модуляции проходящего через нее лучистого потока является функцией радиальной координаты изображения источника излучения. Ширина кольцевых зон выбрана так, что они имеют одинаковую площадь. Затемненная часть диафрагмы обеспечивает дополнительную фазовую модуляцию.

Модуляция частоты излучения лазеров основана на использовании эффектов Зеемана и Штарка.

При наложении на активную среду магнитного поля происходит расщепление и сдвиг рабочих уровней атомов. Это явление было обнаружено Зееманом в 1895 г. и получило название эффекта Зеемана.

Различают продольный и поперечный, нормальный и аномальный эффекты Зеемана. Продольный эффект наблюдается вдоль направления магнитного поля, поперечный — в направлениях, перпендикулярных к направлению магнитного поля. При нормальном эффекте Зеемана зависимость между величиной расщепления линии излучения  $\Delta\lambda$  и напряженностью магнитного поля  $H$  имеет вид:

$$\Delta\lambda = \pm \frac{1}{4\pi c_0^2} \cdot \frac{e\lambda^2}{m} H. \quad (7.13)$$

Этот эффект характеризует простые (синглетные) спектральные линии и наблюдается только в сильных магнитных полях.

В слабых магнитных полях появляется аномальный эффект Зеемана, при котором спектральные линии расщепляются по сложному закону. Например, у мультиплета (дуплета) желтой линии натрия, состоящей из двух линий, отличающихся по длине волны на 0,6 нм, при воздействии магнитного поля одна линия расщепляется на шесть, а другая — на 4 компонента.

Эффект Зеемана используют для модуляции частоты излучения лазеров. При низких частотах модуляция хорошо осуществляется однородным магнитным полем. Известен, например, способ перестройки с помощью магнитного поля частоты лазера на фтористом кальции с примесью диспрозия. К активному веществу прикладывается продольное магнитное поле, изменяющееся во времени по синусоидальному закону с амплитудой 8 мТ (80 Гс) и частотой 120 Гц. Недостатком такого способа модуляции является малая величина смещения спектральных линий даже при использовании мощных полей. Для линии с длиной волны  $\lambda = 500$  нм в магнитном поле с индукцией 2Т (20000 Гс)  $\Delta\lambda = \pm 0,0234$  нм. Это значение  $\Delta\lambda$  можно получить по формуле (7.13), если подставить  $1/(4\pi c_0^2) \cdot e/m = 4,674 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1} \cdot \text{Гс}^{-1}$ . Кроме

того, для создания мощных магнитных полей необходимы громоздкие устройства.

Эффект Штарка, открытый в 1931 г., заключается в изменении уровней энергии атомов, молекул и кристаллов под действием электрического поля, обнаруживаемом по сдвигу и расщеплению спектральных линий. Для получения заметного эффекта необходимо достаточно сильное электрическое поле. Теория эффекта Штарка основана на квантовой теории атомов. В электрическом поле атом приобретает дополнительную энергию, пропорциональную напряженности поля и дипольному моменту атома, в результате чего изменяются его уровни энергии.

Под действием электрического поля расщепляются не только электронные уровни атомов и молекул, но и вращательные уровни молекул, обладающих постоянным дипольным моментом. Под действием переменного электрического поля вращательные линии расщепляются периодически во времени.

Применение эффекта Штарка для модуляции когерентного излучения ограничено, так как для осуществления широкополосной модуляции необходимы очень сильные электрические поля. Результаты исследований показывают, что в лазере на рубине при валожении электрического поля напряженностью  $1,7 \cdot 10^6$  В/см в направлении, параллельном оптической оси рубинового стержня, сдвиг частоты получается равным 30 ГГц. Кроме того, при реализации метода модуляции, основанного на использовании эффекта Штарка, трудно создать эффективную систему накачки, так как для получения сильного СВЧ поля кристалл рубина помещают в объемный резонатор, а излучение ламп накачки, расположенных вне резонатора, надо фокусировать на кристалл.

Частота излучения лазера зависит от собственной частоты резонатора, поэтому, изменяя параметры резонатора, можно управлять частотой излучения. Этот метод модуляции можно реализовать изменением геометрических размеров резонатора или его оптической длины.

При первом способе одно из внешних зеркал резонатора закрепляют на магнитоотрицательном стержне, на обмотку которого подают управляющее напряжение. Величина частотного сдвига, получаемого таким образом, определяется соотношением

$$\Delta\nu_{\text{макс}} = \nu_0 \frac{\Delta l_{\text{макс}}}{l};$$
 где  $\nu_0$  — частота излучения лазера при отсутствии управляющего сигнала;  $l$  — длина резонатора;  $\Delta l_{\text{макс}}$  — максимальное изменение длины резонатора за счет магнитоотрицательного эффекта.

При втором способе внутри резонатора лазера помещают электро-оптический кристалл. В случае изменения показателя преломления кристалла изменяются оптическая длина резонатора и частота излучения.

Изменение частоты излучения генератора можно определить по формуле

$$\Delta\nu = \frac{1}{2} \cdot \frac{mL_2 n^3 c_0}{2(L_1 + nL_2)^2} \Delta(1/n^2), \quad (7.14)$$

где  $L_1$  — геометрическая длина резонатора (расстояние между зеркалами);  $L_2$  — путь, проходимый излучением через кристалл (длина кристалла);  $n$  — показатель преломления кристалла;  $m$  — целое число, определяющее основные моды колебаний;  $c_0$  — скорость света.

Изменение показателя преломления кристалла KDP рассчитывают по соотношению

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right) = r_{63}E/2, \quad (7.15)$$

где  $E$  — напряженность поля, приложенного вдоль оси, перпендикулярной оптической оси резонатора (направлению распространения излучения в кристалле).

Решая совместно уравнения (7.14) и (7.15), находим

$$\Delta\nu = \frac{mc_0 L_2 n^3}{8(L_1 + nL_2)^2} r_{63} E. \quad (7.16)$$

Этот метод был реализован с кристаллами KDP и ниобата лития в видимой (0,683 мкм) и инфракрасной (1,15 мкм) областях спектра. При использовании кристалла KDP, имеющего  $L_2 = 500$  мм;  $n = 1,5$ ,  $\tau_{\text{вз}} = 10,6 \cdot 10^{-10}$  см/В, и при  $L_1 = 500$  мм по формуле (7.16) получаем  $\Delta\nu \approx 10^6$  Гц · см/В. Напряжение 100 В, приложенное в поперечном направлении к кристаллу, толщиной 2 мм, сдвигает частоту на 50 МГц.

Ожидаемые преимущества ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) по сравнению с другими материалами заключаются в том, что можно работать с большими частотами модуляции и меньшей необходимой СВЧ мощностью.

## 7.5. ШИРОТНО-ИМПУЛЬСНАЯ МОДУЛЯЦИЯ

При применении широтно-импульсной модуляции излучение модулируется переменными по времени импульсами. Достигается это воздействием на излучение диафрагм специальной формы, представленных в табл. 7.9. Диафрагма 1 обеспечивает переменную продолжительность импульсов пропускания в зависимости от смещения изображения источника излучения относительно центра диафрагмы. Более сложную конфигурацию имеет диафрагма 2. Она состоит из семи групп параллельных полос; в каждой группе по 25 непрозрачных и столько же прозрачных полос. Центральная полоса каждой группы расположена радиально, а остальные полосы в пределах группы параллельны центральной полосе и по отношению к радиусам, проходящим через их середины, наклонены под последовательно возрастающим углом. Расстояние между центральными полосами соседних групп (по нейтральной линии) равно ширине группы. В промежутках между группами полос поверхность диафрагмы покрыта пленкой с коэффициентом пропускания 0,5 в рабочем диапазоне длин волн.

Когда точечное изображение источника излучения находится в нейтральной точке, оно периодически модулируется полосами; модуляционная характеристика представляет собой последовательно чередующиеся пачки импульсов с постоянной амплитудой и равными по времени длительностями пачек импульсов и пауз между ними ( $t_1 = t_2$ ). При смещении изображения вверх время  $t_1$ , в течение которого изображение находится на диафрагме между группами полос, увеличивается ( $t_1 > t_2$ ), а при смещении вниз — уменьшается ( $t_1 < t_2$ ).

Если изображение источника излучения перемещать влево или вправо относительно нейтральной точки, то изменяется фаза импульсов относительно опорных сигналов. Последние вырабатываются магнитным датчиком состоящим из инваровых штифтов, радиально расположенных на диафрагме, и неподвижно размещенных катушек с магнитопроводом, в которых индуцируется э. д. с. при прохождении около них магнитных штифтов. Поэтому рассмотренная диафрагма может осуществлять как широтно-импульсную, так и фазовую модуляцию. Кроме того, так как отдельные модулирующие полосы наклонены к радиусам, проходящим через их середины под последовательно возрастающими углами, каждая полоса прерывает изображение под несколько отличным углом по сравнению с соседней полосой. Когда в поле зрения попадает, например, прямой край облака, независимо от его ориентации, только одна полоса в каждой группе сможет покрыть этот край полностью; остальные полосы будут пересекать его по наклонным направлениям. Это улучшает процесс пространственной фильтрации, так как степень подавления фона прямо пропорциональна угловому отклонению полос от соответствующих радиальных линий.

Диафрагма 3 состоит из непрозрачных элементов треугольной формы, расширяющихся по направлению к центру. Изображение источника излучения, находящееся в нейтральной точке, прерывается и лучистый поток модулируется прямоугольными импульсами. При отклонениях изображения по вертикали меняется ширина импульсов, а по горизонтали — фаза импульсов. Непрозрачные элементы, равномерно расположенные по периферии диафрагмы, необходимы для генерирования опорных фазовых сигналов. Фото-

Таблица 7.9

Модулирующие диафрагмы, применяемые для широтно-импульсной модуляции

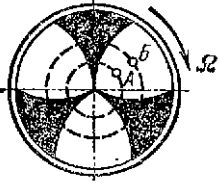
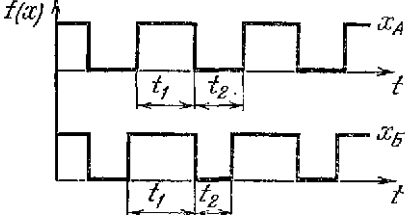
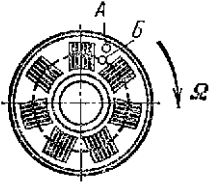
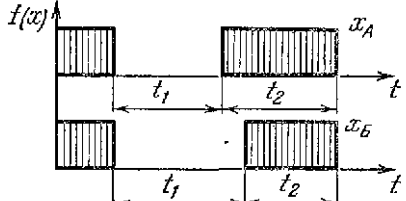
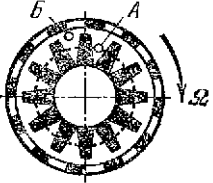
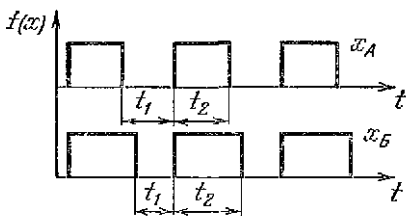
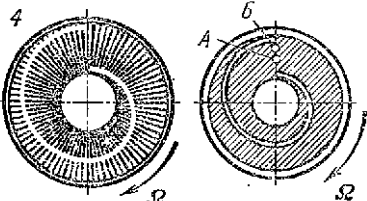
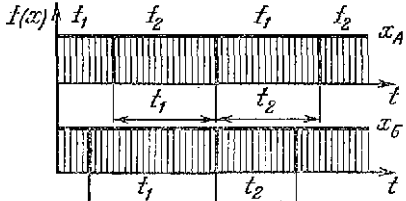

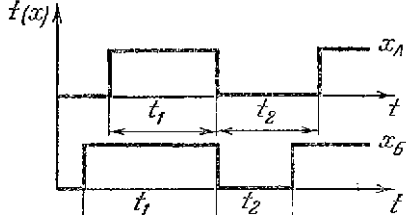
Конфигурации диафрагм	Модуляционные характеристики
<p>1</p> 	
<p>2</p> 	
<p>3</p> 	
<p>4</p> 	
<p>5</p> 	

Рис. 7.22. К расчету коэффициента модуляции диафрагмы со спиральным вырезом.

Рис. 7.23. К расчету коэффициента модуляции диафрагмы с крестообразным вырезом.

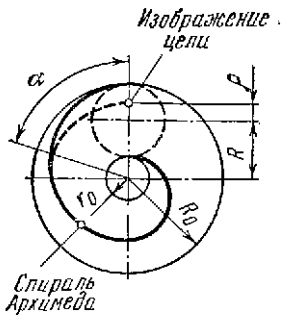


Рис. 7.22

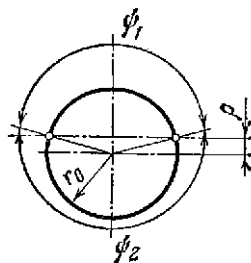


Рис. 7.23

диод, воспринимающий через прозрачные промежутки между элементами излучение небольшого источника, например лампы накаливания, является эффективным генератором опорных сигналов.

Диафрагмы 4 (табл. 7.9) имеют спиральный вырез либо спиральную линию раздела между сериями модулирующих полос, имеющих разную скважность. При вращении первой из этих диафрагм спиральный вырез последовательно «просматривает» изображение заданного поля. Если в некоторый момент времени вырез пересекает изображение источника излучения, возникает импульс, заканчивающийся в конце каждого оборота диафрагмы. Соотношение между длительностью импульсов и пауз между ними определяется положением изображения относительно нейтральной точки, которая соответствует половине оборота диафрагмы.

При вращении второй диафрагмы излучение модулируется попеременно с частотой  $f_1$  или  $f_2$ , определяемой числом модулирующих полос на зонах диафрагмы, разделенных спиральной линией. Соотношение между длительностью модуляции той или иной частоты зависит от положения изображения относительно нейтральной точки. В том случае, когда изображение находится в нейтральной точке, время  $t_1$ , в течение которого излучение модулируется с частотой  $f_1$ , равно времени  $t_2$  модуляции с частотой  $f_2$ . За коэффициент модуляции принимают отношение  $\xi = (t_1 - t_2)/(t_1 + t_2)$ .

Найдем зависимость коэффициента модуляции от величины смещения  $\rho$  изображения относительно нейтральной точки. Используя обозначения, принятые на рис. 7.22, имеем

$$\left. \begin{aligned} r &= r_0 + (R_0 - r_0) \alpha / 2\pi, \\ R &= (R_0 + r_0) / 2, \\ \rho &= R - r. \end{aligned} \right\} \quad (7.17)$$

Решая совместно уравнения (7.17), находим

$$\alpha = 2\pi (\rho / (R_0 - r_0) + 1/2).$$

Так как модулирующая диафрагма вращается с постоянной скоростью, то коэффициент модуляции представляется в виде

$$\xi = \frac{(t_1 - t_2)}{(t_1 + t_2)} = \frac{\alpha - (2\pi - \alpha)}{2\pi} = \frac{\alpha}{\pi} - 1,$$

или  $\xi = 2\rho / (R_0 - r_0)$ ,



$\tau$  — коэффициент модуляции пропорционален смещению изображения источника излучения относительно нейтральной точки.

Диафрагму Б с крестообразным вырезом применяют в нутационных системах.

Изображение источника излучения, вращаясь, попеременно пересекает вырезы диафрагмы и при каждом таком пересечении возникает импульс тока в цепи приемника, расположенного за диафрагмой. Импульсы, соответствующие пересечению изображением противоположных плеч крестообразного выреза, формируют широкие импульсы модуляции, длительность которых определяется смещением центра окружности вращения изображения относительно центра диафрагмы. Обозначив через  $t_1$  и  $t_2$  продолжительность широтных импульсов и пауз между ними соответственно, найдем коэффициент модуляции

$$\xi = (t_1 - t_2)/(t_1 + t_2).$$

Согласно рис. 7.23, имеем

$$\psi_1 = 2 \arcsin(\rho/r_0); \quad \psi_2 = 2\pi - \psi_1. \quad \xi = (\psi_1 - \psi_2)/(\psi_1 + \psi_2) = \\ = \psi_1/\pi - 1$$

или

$$\xi = 1/\pi [2 \arcsin(\rho/r_0) - \pi] = 2/\pi \cdot \arcsin(\rho/r_0).$$

При малых значениях смещения  $\rho$  центра окружности вращения изображения относительно центра диафрагмы по сравнению с радиусом  $r_0$  окружности вращения изображения получаем приближенное равенство:  $\xi \approx 2\rho/\pi r_0$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Биберман Л. М. Растры в электрооптических устройствах. Пер. с англ. М., «Энергия», 1969.
2. Барышев В. А., Крылов Н. Г. Контроль ориентации метеорологических спутников. Л., Гидрометеоиздат, 1968.
3. Балюс Н. А. Растровые оптические приборы. М., «Машиностроение», 1966.
4. Вафина В. Г. Фотоэлектрическая автоматика. М., «Высшая школа», 1966.
5. Голдман С. Гармонический анализ, модуляция и шумы. Пер. с англ. М., ИЛ, 1951.
6. Зверев В. А., Орлов Е. Ф. Оптические анализаторы. М., «Сов. радио», 1971.
7. Ивандиков Я. М. Оптико-электронные приборы для ориентации и навигации космических аппаратов. М., «Машиностроение», 1971.
8. Квэинус Г., Маккенлесс В. Проектирование систем астронавигации. Пер. с англ. М., «Мир», 1970.
9. Козелкин В. В., Усольцев И. Ф. Основы инфракрасной техники. М., «Машиностроение», 1973.
10. Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф. Инфракрасные системы. М., «Сов. радио», 1968.
11. Криксунов Л. З. Системы информации с оптическими квантовыми генераторами. Киев, «Техника», 1970.
12. Лазарев Л. П. Инфракрасные и световые приборы самонаведения и наведения летательных аппаратов. М., «Машиностроение», 1970.
13. Модуляция и отклонение оптического излучения. М., «Наука», 1967. Авт.: Катус Г. П., Кравцов Н. В., Чирков Л. Е., Коновалов С. М.
14. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. М., «Наука», 1970.

15. Николаев П. В., Сабинин Ю. А. Фотоэлектрические следящие системы. Л., «Энергия», 1969.
16. Преснухин Л. Н., Шаньгин В. Ф., Шаталов Ю. А. Муаровые растровые датчики положения и их применение. М., «Машиностроение», 1963.
17. Чиков К. Н. Некоторые вопросы теории растров с хаотическим распределением щелей. — «Известия вузов СССР. Сер. Приборостроение», 1972, № 7, 1974, № 4.
18. Хадсон Р. Инфракрасные системы. Пер. с англ. М., «Мир», 1972.
19. Carpenter R. Comparison of AM and FM Reticle Systems. — «Appl. Opt.», 1963, № 2.
20. Gedance A. R. Comparison of Infrared Tracking Systems. — «JOSA», 1961, v. 51.
21. Mengers P. E., O'Brien K. B. Analysis of Error Response of Amplitude Modulated Reticles. — «JOSA», 1964, v. 54.
22. Mönch G. C. Lichtmodulation durch Öffnungen in parallelbewegten Blenden. — «Optik», 1953, № 7.

### 8.1. НАЗНАЧЕНИЕ И КЛАССИФИКАЦИЯ ФИЛЬТРОВ ИНФРАКРАСНЫХ СИСТЕМ

Основной целью применения инфракрасных систем является получение определенной информации об объектах путем использования их собственного или отраженного инфракрасного излучения. Полезная информация обычно достаточно характерна для тех или иных объектов, но окружающие их разнообразные предметы (фон) создают дополнительную вредную информацию. Причины, обуславливающие излучение фона, сложны и нестабильны, так что невозможно заранее предсказать характер поля излучения. Это вызывает необходимость применения в инфракрасных системах специальных устройств-фильтров, которые из совокупности полезных и мешающих оптических сигналов выделяют полезную и подавляют мешающую информацию.

Различают три вида фильтрации сигналов, поступающих на вход инфракрасной системы: пространственную, спектральную и электронную.

Пространственную фильтрацию можно определить как процесс использования в оптических системах специальных модулирующих диафрагм для пропускания лучистого потока преимущественно от источников излучения определенной формы или угловых размеров. Предположим, например, что в поле зрения системы присутствует цель, которую можно считать точечным излучателем, и какой-либо пространственный источник излучения. При сканировании поля зрения возникает электрический сигнал известной формы от цели и сигнал случайной формы от фона. Задача пространственного фильтра состоит в том, чтобы опираться на различия угловых размеров цели и источника мешающих излучений выявить различия между этими сигналами и пропустить сигнал от цели для дальнейшей обработки электрическими цепями. Эта задача осложняется тем, что общая мощность мешающего излучения фона может быть гораздо больше, чем мощность излучения цели.

Спектральная фильтрация заключается в использовании фильтров, пропускающих излучение в заданном интервале спектра. Использование спектральных фильтров позволяет исключить нежелательные составляющие спектра излучения, благодаря чему увеличивается отношение лучистых потоков, воспринимаемых приемником излучения от цели и от фона.

Задача электронной фильтрации состоит в том, чтобы устранить, насколько это возможно, шум и оценить рабочий сигнал. Это достигается за счет пропускания электронным фильтром той области частот, где рабочий сигнал наибольший, а шум наименьший. Если зависимость рабочего сигнала и шума от частоты одинакова, то электронная фильтрация не может увеличить отношение сигнал/шум.

### 8.2. МАТЕМАТИЧЕСКИЙ АППАРАТ ТЕОРИИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

Математической основой теории пространственной фильтрации являются интегральные преобразования Фурье и Ханкеля. Напомним вначале, формулы разложения функций в ряд Фурье. Известно, что всякая периодическая функция  $f(x)$  переменной  $x$  периода  $T$ , удовлетворяющая условиям

Дирихле (т. е. ограниченная, кусочно-непрерывная и имеющая на протяжении периода конечное число экстремальных значений), может быть представлена в виде суммы тригонометрических функций:

$$f(x) = a_0 + \sum_{k=1}^n \left( a_k \cos 2\pi k \frac{x}{T} + b_k \sin 2\pi k \frac{x}{T} \right),$$

где

$$a_0 = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(x) dx;$$

$$\begin{pmatrix} a_k \\ b_k \end{pmatrix} = \int_{-T/2}^{T/2} f(x) \begin{pmatrix} \cos \\ \sin \end{pmatrix} \left| 2\pi k \frac{x}{T} \right. dx \quad (k=1, 2, 3, \dots).$$

Записанный ряд называется рядом Фурье функции  $f(x)$ ; величина  $a_0$  выражает среднее значение функции за период и называется постоянной составляющей; отдельные слагаемые носят название гармоник и имеют частоты, кратные основной частоте  $1/T$ .

Если функция  $f(x)$  четная, т. е.  $f(-x) = f(x)$ , то

$$a_k = \frac{4}{T} \int_0^{T/2} f(x) \cos 2\pi k \frac{x}{T} dx; \quad b_k = 0.$$

Для нечетной функции [ $f(x) = -f(-x)$ ] имеем

$$a_k = 0; \quad b_k = \frac{4}{T} \int_0^{T/2} f(x) \sin 2\pi k \frac{x}{T} dx.$$

Совокупность амплитуд частотных составляющих  $c_k$  называют спектром амплитуд, а совокупность фаз  $\varphi_k$  — спектром фаз. В большинстве случаев величины  $c_k$  являются только действительными или только мнимыми, что позволяет описывать функцию только одним спектром. Спектр периодической функции изображают графически в системе координат ( $c_k; \omega = \pm 2\pi k/T$ ). Амплитуды отдельных частотных составляющих обозначают вертикальными линиями соответствующей длины, т. е. спектр периодической функции является дискретным (или, как говорят, линейчатым по аналогии с оптическим спектром). Отдельные составляющие дискретного спектра отстоят друг от друга на величину  $2\pi/T$ . Спектр симметричен относительно вертикальной оси, проходящей через начало координат.

Пример 8. Разложить в ряд Фурье функции пропускания модулирующих диафрагм, изображенных на рис. 8.1.

При вращении с постоянной скоростью  $\omega$  модулирующей диафрагмы с вырезом, охватываемым произвольным углом  $\psi = \psi_2 - \psi_1$  (рис. 8.1, а), функция пропускания диафрагмы  $\Pi(t)$  является периодической функцией времени (рис. 8.2, а). На интервале  $0 \leq t \leq 2\pi/\omega$

$$\Pi(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } \psi_2/\omega < t < \psi_1/\omega, \\ \tau & \text{при } \psi_1/\omega \leq t \leq \psi_2/\omega, \end{cases}$$

где  $\tau$  — коэффициент пропускания лучистого потока прозрачным сектором

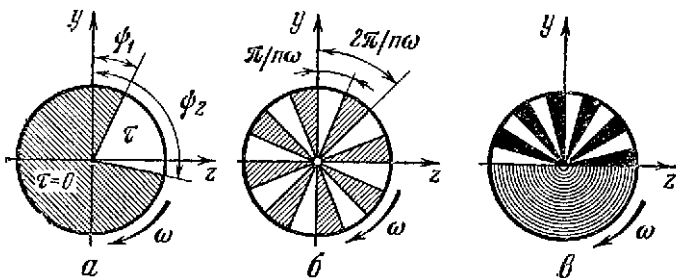


Рис. 8.1

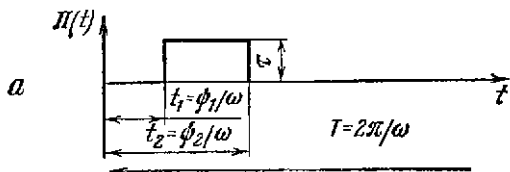


Рис. 8.1. Модулирующие диафрагмы: а — с секторным вырезом; б — с чередующимися прозрачными и непрозрачными секторами; в — с комбинированным растром.

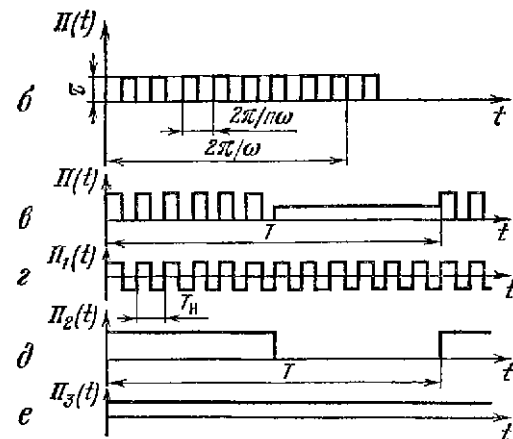


Рис. 8.2. Функции пропускания модулирующих диафрагм: а — с секторным вырезом; б — с чередующимися прозрачными и непрозрачными секторами; в — с комбинированным растром; г, д, е — вспомогательные, обеспечивающие представление функции пропускания диафрагмы с комбинированным растром.

Рис. 8.2

Разложим функцию  $\Pi(t)$  в ряд Фурье

$$\Pi(t) = a_0 + \sum_{k=1}^{\infty} c_k \cos(k\omega t - \varphi_k).$$

Так как функция  $\Pi(t)$  равна нулю при  $\psi_2/\omega < t < \psi_1/\omega$ , то при определении коэффициентов разложения  $a_0$ ,  $a_k$ ,  $b_k$  пределы интегрирования примем не  $-T/2$  и  $T/2$ , а  $\psi_1/\omega$  и  $\psi_2/\omega$ .

Тогда

$$a_0 = \frac{\omega}{2\pi} \int_{\psi_1/\omega}^{\psi_2/\omega} \tau dt = \frac{\tau(\psi_2 - \psi_1)}{2\pi}; \quad a_k = \frac{\omega}{\pi} \int_{\psi_1/\omega}^{\psi_2/\omega} \tau \cos(k\omega t) dt =$$

$$= \frac{\tau}{\pi k} (\sin k\psi_2 - \sin k\psi_1) = \frac{2\tau}{\pi k} \cos k \frac{\psi_2 + \psi_1}{2} \sin k \frac{\psi_2 - \psi_1}{2};$$

$$b_k = \frac{\omega}{\pi} \int_{\psi_1/\omega}^{\psi_2/\omega} \tau \sin(k\omega t) dt = \frac{\tau}{\pi k} (\cos k\psi_2 - \cos k\psi_1) =$$

$$= 2\tau/\pi k \cdot \sin k \frac{\psi_2 + \psi_1}{2} \sin k \frac{\psi_2 - \psi_1}{2};$$

$$c_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2} = \frac{2\tau}{\pi k} \sqrt{\cos^2 k \frac{\psi_2 + \psi_1}{2} \sin^2 k \frac{\psi_2 - \psi_1}{2} +$$

$$+ \sin^2 k \frac{\psi_2 + \psi_1}{2} \sin^2 k \frac{\psi_2 - \psi_1}{2}} = \frac{2\tau}{\pi k} \sin k \frac{\psi_2 - \psi_1}{2};$$

$$\varphi_k = \arctg b_k/a_k = \arctg \frac{\sin k \frac{\psi_2 + \psi_1}{2}}{\cos k \frac{\psi_2 + \psi_1}{2}} = k \frac{(\psi_2 + \psi_1)}{2};$$

$$\Pi(t) = \frac{\tau(\psi_2 - \psi_1)}{2\pi} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2\tau}{\pi k} \sin k \frac{\psi_2 - \psi_1}{2} \cos\left(k\omega t - k \frac{\psi_2 + \psi_1}{2}\right)$$

и окончательно

$$\Pi(t) = \tau(\psi_2 - \psi_1)/2\pi + \frac{2\tau}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} 1/k \sin k \frac{\psi_2 - \psi_1}{2} \cos k\left(\omega t - \frac{\psi_2 + \psi_1}{2}\right).$$

Рассмотрим три частных случая:

а)  $\psi_1 = 0$ ;

$$\Pi(t) = \frac{\tau\psi_2}{2\pi} + \frac{2\tau}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k} \sin k \frac{\psi_2}{2} \cos k\left(\omega t - \frac{\psi_2}{2}\right).$$

Так как

$$\sin k \frac{\psi_2}{2} \cos k\left(\omega t - \frac{\psi_2}{2}\right) = \sin k \frac{\psi_2}{2} \cos k \frac{\psi_2}{2} \cos k\omega t \left(1 + \operatorname{tg} k\omega t \operatorname{tg} \frac{k\psi_2}{2}\right),$$

то

$$\Pi(t) = \frac{\tau\psi_2}{2\pi} + \frac{\tau}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k} \sin k\psi_2 \cos k\omega t \left(1 + \operatorname{tg} \frac{k\psi_2}{2} \operatorname{tg} k\omega t\right).$$

б)  $\psi_1 = 0, \quad \psi_2 = \frac{\pi}{2}$ ;

$$\Pi(t) = \frac{\tau}{4} + \frac{2\tau}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k} \sin k \frac{\pi}{4} \cos k\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right).$$

в)  $\psi_1 = 0; \quad \psi_2 = \pi$ ;

$$\Pi(t) = \frac{\tau}{2} + \frac{2\tau}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k} \sin k \frac{\pi}{2} \cos k\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right).$$

Выражение, стоящее под знаком суммы, существует лишь при  $k = 2q + 1$ , где  $q = 0, 1, 2, \dots$ , поэтому

$$\Pi(t) = \frac{\tau}{2} + \frac{2\tau}{\pi} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{(-1)^q}{(2q+1)} \cos \left[ (2q+1) \omega t - \frac{\pi}{2} \right]. \quad (8.1)$$

При вращении с постоянной скоростью  $\omega$  модулирующей диафрагмы с чередующимися прозрачными и непрозрачными секторами (рис. 8.1, б) функция ее пропускания  $\Pi(t)$  является периодической функцией времени (рис. 8.2, б). Обозначая  $\tau$  коэффициент пропускания прозрачных секторов, разложим функцию  $\Pi(t)$  в ряд Фурье:

$$\Pi(t) = a_0 + \sum_{k=1}^{\infty} c_k \cos(k\omega t - \varphi_k).$$

Очевидно,

$$a_0 = \frac{n\omega}{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{n\omega}} \tau dt = \frac{n\omega}{2\pi} \tau \frac{\pi}{n\omega} = \frac{\tau}{2};$$

$$a_k = \frac{n\omega}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{n\omega}} \tau \cos(kn\omega t) dt = \frac{\tau}{k\pi} \sin k\pi = \frac{2\tau}{k\pi} \sin \frac{k\pi}{2} \cos \frac{k\pi}{2};$$

$$b_k = \frac{n\omega}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{n\omega}} \tau \sin(kn\omega t) dt = \frac{\tau}{k\pi} (1 - \cos k\pi) = \frac{2\tau}{k\pi} \sin \frac{k\pi}{2} \sin \frac{k\pi}{2};$$

$$c_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2} = \frac{2\tau}{k\pi} \sin \frac{k\pi}{2};$$

$$\varphi_k = \arctg \frac{b_k}{a_k} = k \frac{\pi}{2};$$

$$\Pi(t) = \frac{\tau}{2} + \frac{2\tau}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k} \sin \frac{k\pi}{2} \cos \left( kn\omega t - k \frac{\pi}{2} \right).$$

Выражение, стоящее под знаком суммы, существует лишь при  $k = 2q + 1$  ( $q = 0, 1, 2, \dots$ ), поэтому окончательно получим

$$\Pi(t) = \frac{\tau}{2} + \frac{2\tau}{\pi} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{1}{(2q+1)} \sin [(2q+1) n\omega t]. \quad (8.2)$$

Функция пропускания  $\Pi(t)$  модулирующей диафрагмы с комбинарным растром (рис. 8.1, в) изображена на рис. 8.2, в и может быть представлена в виде линейной комбинации вспомогательных функций:

$\Pi(t) = \Pi_1(t)\Pi_2(t) + \Pi_3(t)$ . Функции  $\Pi_1(t)$ ,  $\Pi_2(t)$  и  $\Pi_3(t)$  представлены на рис. 8.2, *з*, *д*, *е*. В соответствии с формулами (8.1) и (8.2)

$$\Pi_1(t) = \frac{2\tau}{\pi} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{1}{(2q+1)} \sin [(2q+1) n \omega t];$$

$$\Pi_2(t) = \frac{\tau}{2} + \frac{2\tau}{\pi} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{1}{2q+1} \sin (2q+1) \Omega t.$$

Кроме того,  $\Pi_3(t) = \tau/2$ , так что окончательно получаем следующее выражение для функции пропускающей модулирующей диафрагмы:

$$\begin{aligned} \Pi(t) &= \frac{\tau}{2} + \frac{2\tau}{\pi} \left[ \sum_{q=0}^{\infty} \frac{1}{(2q+1)} \sin (2q+1) n t \right] \times \\ &\times \left[ \frac{\tau}{2} + \frac{2\tau}{\pi} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{1}{(2q+1)} \cdot \sin (2q+1) \Omega t \right]. \end{aligned}$$

Часто употребляют комплексную форму записи ряда Фурье:

$$f(x) = \sum_{-\infty}^{\infty} c_k e^{i2\pi kx/T},$$

где

$$\bar{c}_k = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(x) e^{i2\pi kx/T} dx; \quad \bar{c}_k = c_k e^{i\varphi_k} \quad (k = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots).$$

$\bar{c}_k$  называют комплексной амплитудой  $k$ -й гармоники, а совокупность величин  $\bar{c}_k$  — комплексным спектром функции  $f(x)$ . Величину  $c_k$ , представляющую собой модуль  $\bar{c}_k$ , называют амплитудой  $k$ -й гармоники, а совокупности величин  $c_k$  и  $\varphi_k$  — амплитудным и фазовым спектрами.

**Пример 9.** Разложить в экспоненциальный ряд Фурье периодическую функцию, изображенную на рис. 8.3 и имеющую ширину  $\delta$  и период повторения  $T$ .

На интервале в один период эту функцию можно записать так:

$$f(x) = \begin{cases} A & \text{при } -\delta/2 < x < \delta/2, \\ 0 & \text{при } \delta/2 < x < -\delta/2. \end{cases}$$

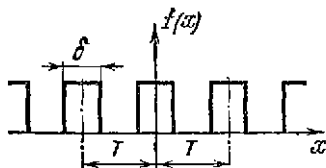


Рис. 8.3. Прямоугольная периодическая функция.

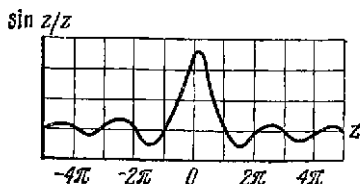


Рис. 8.4. График функции  $(\sin z)/z$ .



Выбирая пределы интегрирования от  $-\delta/2$  до  $T - \delta/2$ , находим

$$c_k = \frac{1}{T} \int_{-\delta/2}^{T-\delta/2} f(x) e^{-i2\pi kx/T} dx = \frac{1}{T} \int_{-\delta/2}^{\delta/2} A e^{-i2\pi kx/T} dx = \\ = \frac{A}{\pi k} \frac{e^{i\pi k\delta/T} - e^{-i\pi k\delta/T}}{2i} = A\delta/T \left[ \frac{\sin(\pi k\delta/T)}{\pi k\delta/T} \right].$$

Заключенная в квадратные скобки функции вида  $\sin z/z$  представлена на рис. 8.4. Она осциллирует с периодом  $2\pi$ , уменьшаясь по амплитуде с увеличением  $z$  и переходя через нуль в точках  $z = \pm\pi, \pm 2\pi, \pm 3\pi$  и т. д.

Таким образом,

$$c_k = \frac{A\delta}{T} \frac{\sin(\pi k\delta/T)}{\pi k\delta/T}, \quad (8.3)$$

$$f(x) = \frac{A\delta}{T} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{\sin(\pi k\delta/T)}{\pi k\delta/T} e^{i2\pi kx/T}. \quad (8.4)$$

Из формулы (8.3) следует, что  $\bar{c}_k$  — действительная величина, поэтому для частотного представления функции  $f(x)$  достаточен лишь один (амплитудный) спектр. Так как  $k$  может принимать значения  $\pm 1, \pm 2, \pm 3$  и т. д., то найденный спектр является дискретной функцией, существующей только на частотах  $\omega = 0, \pm 2\pi/T, \pm 4\pi/T, \pm 6\pi/T$  и т. д. с соответствующими амплитудами:

$$\frac{A\delta}{T}, \frac{A\delta}{T} \cdot \frac{\sin \pi\delta/T}{\pi\delta/T}, \frac{A\delta}{T} \cdot \frac{\sin 2\pi\delta/T}{2\pi\delta/T} \text{ и т. д.}$$

На рис. 8.5 представлены спектры для различных значений  $T$ .

Из рис. 8.5 следует, что с увеличением периода  $T$  частота  $2\pi/T$  уменьшается, вследствие чего растет число частотных составляющих, приходящихся на единицу частоты. Иначе говоря, с увеличением периода  $T$  линии спектра сближаются, но амплитуды частотных составляющих при этом уменьшаются. Форма частотного спектра остается неизменной, т. е. огибающая спектра зависит только от формы импульса, но не от периода повторения  $T$ .

Разложение Фурье можно применить и к непериодическим функциям. Любая одномерная непериодическая функция  $f(x)$ , удовлетворяющая условиям Дирихле и интегрируемая в бесконечных пределах, может быть представлена в виде суммы бесконечного множества гармонических составляющих:

$$f(x) = \sum_{-\infty}^{\infty} \bar{c}_k e^{i2\pi kx/T} = \\ = \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{T} \left[ \int_{-T/2}^{T/2} f(x) e^{i2\pi kx/T} dx \right] e^{i2\pi kx/T}.$$

Заменяя период повторения функции частотой первой гармоники ( $u_1 = 1/T$ ), имеем

$$f(x) = \sum_{-\infty}^{\infty} \left[ \int_{-T/2}^{T/2} f(x) e^{-i2\pi u_1 k x} dx \right] e^{i2\pi u_1 k x} u_1.$$

При предельном переходе, когда  $T \rightarrow \infty$ , дискретные значения частот  $\omega$  превращаются в текущие частоты  $\omega$ , а частота первой гармоники — в дифференциал, поэтому

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \kappa(-2\pi i u) dx \right] \kappa(2\pi i u) du, \quad (8.5)$$

где  $\kappa(x) = e^{ix}$ .

Внутренний интеграл выражения (8.5)

$$g(iu) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \kappa(-2\pi i u) dx \quad (8.6)$$

является преобразованием Фурье функции  $f(x)$  и обозначается  $\Phi[f(x)]$ ,

а внешний  $f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} g(iu) \kappa(2\pi i u) du$  является обратным преобразованием Фурье, обозначаемым  $\Phi^{-1}[f(x)]$ . Математические операции прямого и обратного преобразований отличаются только знаком экспоненты в подынтегральном выражении.

Различие ряда Фурье и интеграла Фурье заключается в том, что ряд Фурье представляет периодическую функцию в виде суммы бесконечного числа синусов с частотами, имеющими определенные дискретные значения, в то время как интеграл Фурье представляет непериодическую функцию суммы периодических составляющих с непрерывной последовательностью частот.

Функцию  $g(iu)$  называют комплексным спектром непериодической функции; ее можно записать в виде суммы двух функций

$$g(iu) = A(u) + iB(u),$$

или произведения

$$g(iu) = g(u) e^{i\psi(u)},$$

где  $A(u)$ ,  $B(u)$ ,  $g(u)$ ,  $\psi(u)$  — соответственно вещественная, мнимая, амплитудная и фазовая характеристики спектра.

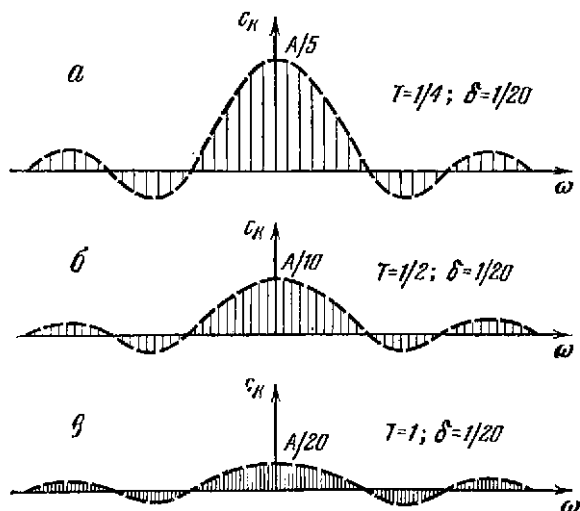


Рис. 8.5. Спектры прямоугольной периодической функции при различных периодах повторения: а —  $T=1/4$ ; б —  $T=1/2$ , в —  $T=1$ .

Из формулы

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} g(iu) e^{i2\pi ux} du$$

следует, что непериодическую функцию  $f(x)$  можно рассматривать как непрерывную сумму экспоненциальных функций с частотами от  $-\infty$  до  $+\infty$ . Амплитуда составляющей на любой частоте пропорционально  $g(iu)$ , поэтому  $g(iu)$  является спектром функции  $f(x)$  и называется функцией спектральной плотности. Спектр непериодической функции изображают в виде непрерывной кривой, а не в виде дискретных точек или линий и называют сплошным.

Преобразование Фурье позволяет представлять данный сигнал экспоненциальными составляющими. Функция  $g(iu)$  — прямое преобразование Фурье сигнала  $f(x)$  характеризует относительные амплитуды различных частотных составляющих, т. е. представляет сигнал  $f(x)$  в частотной области. В общем случае функция  $f(x)$  комплексна и для ее представления необходимы графики амплитудного  $g(u)$  и фазового  $\psi(u)$  спектров. Однако во многих случаях  $g(iu)$  — либо действительная, либо мнимая функция, и поэтому ее представление ограничивают одним графиком спектра.

Из формулы преобразования Фурье следует, что оно существует, если интеграл  $\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \kappa(-2\pi ix) dx$  имеет конечное значение. Так как модуль  $\kappa(-2\pi ix)$  равен единице, то условие существования преобразования Фурье функции  $f(x)$  состоит в том, что интеграл  $\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)| dx$  имеет конечное значение. Это условие является достаточным, но необходимым. Такие функции, как синус, косинус, единичный скачок и др., не удовлетворяют упомянутому условию и, строго говоря, не имеют преобразования Фурье. Однако в пределе и для этих функций преобразование Фурье существует [10, 14].

Для двумерной непериодической функции  $f(x, y)$  преобразования Фурье выражают следующими зависимостями\*:

$$g(iu, iv) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-2\pi i(ux+vy)} dx dy;$$

$$f(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} g(iu, iv) 2\pi i(ux+vy) du dv.$$

Из основного определения (8.6) преобразования Фурье вытекает ряд теорем, которые широко используют при решении задач пространственной фильтрации [3, 10, 14].

#### 1. Теорема линейности.

$$\Phi [af_1(x, y) + bf_2(x, y)] = a\Phi [f_1(x, y)] + b\Phi [f_2(x, y)],$$

т. е. преобразование Фурье суммы двух функций равно сумме их преобразований.

#### 2. Теорема подобия.

Если  $\Phi [f(x, y)] = g(iu, iv)$ , то

$$\Phi [f(ax, by)] = \frac{1}{|ab|} g\left(i \frac{u}{a}, i \frac{v}{b}\right),$$

т. е. растяжение координат в пространственной области  $(x, y)$  приводит к сокращению координат в области частот  $(u, v)$  и к изменению общей амплитуды спектра.

\* Когда выше или ниже символа двойного интеграла указывается только один предел интегрирования, то этот предел относится к интегрированию по обоим переменным.

3. Теорема сдвига.  
Если  $\Phi [f(x, y)] = g(iu, iv)$ , то

$$\Phi [f(x - a, y - b)] = g(iu, iv) \text{ и } (-2\pi i a u - 2\pi i b v),$$

т. е. сдвиг функции в пространственной области вызывает линейный фазовый сдвиг в области частот.

4. Теорема Парсеваля.  
Если  $\Phi [f(x, y)] = g(iu, iv)$ , то

$$\iint_{-\infty}^{\infty} |f(x, y)|^2 dx dy = \iint_{-\infty}^{\infty} |g(iu, iv)|^2 du dv.$$

5. Теорема свертки.

Если  $\Phi [f_1(x, y)] = g_1(iu, iv)$  и  $\Phi [f_2(x, y)] = g_2(iu, iv)$ , то

$$\Phi [f_1(x, y) f_2(x, y)] = \iint_{-\infty}^{\infty} g_1(u - u', v - v') \cdot g_2(u', v') du' dv',$$

т. е. преобразование Фурье произведения двух функций  $f_1(x, y) \cdot f_2(x, y)$  выражается через преобразование  $g_1(iu, iv)$  и  $g_2(iu, iv)$  при помощи операции интегрирования, называемой сверткой функций  $g_1$  и  $g_2$ .

В частотном анализе теорема свертки является одной из важных. Напомним, что свертку двух данных функций  $f_1(t)$  и  $f_2(t)$  определяют интегралом

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(\tau) f_2(t - \tau) d\tau,$$

который символически записывают в виде  $f(t) = f_1(t) * f_2(t)$ .

По аналогии с алгеброй перемножения выводят следующие законы алгебры свертки:

коммутативный закон

$$f_1(t) * f_2(t) = f_2(t) * f_1(t);$$

дистрибутивный закон

$$\begin{aligned} f_1(t) * [f_2(t) + f_3(t)] &= \\ &= f_1(t) * f_2(t) + f_1(t) * f_3(t); \end{aligned}$$

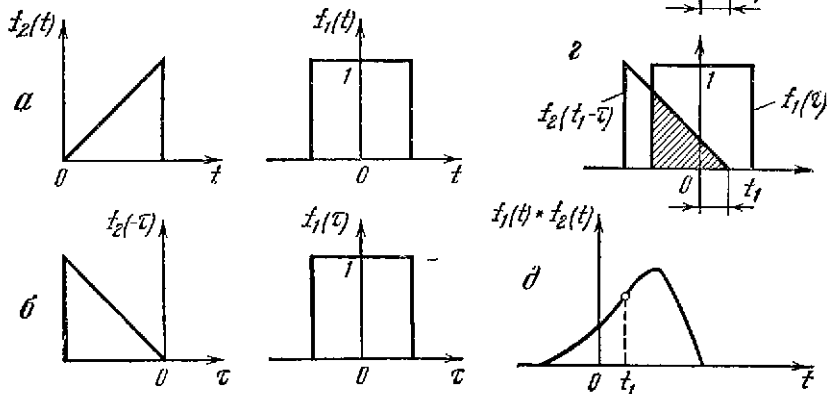


Рис. 8.6. Графическое представление операции свертки.

ассоциативный закон

$$f_1(t) * [f_2(t) * f_3(t)] = [f_1(t) * f_2(t)] * f_3(t).$$

Для графической иллюстрации операции свертки предположим, что функция  $f_1(t)$  имеет вид прямоугольника, а  $f_2(t)$  — треугольника (рис. 8.6, а). Найдем графически свертку этих функций. По определению

$$f_1(t) * f_2(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(\tau) f_2(t - \tau) d\tau.$$

Здесь  $\tau$  — независимая переменная.

Функции  $f_1(\tau)$  и  $f_2(-\tau)$  изображены на рис. 8.6, б. График функции  $f_2(t - \tau)$  для  $t = t_1$  представляет собой функцию  $f_2(-\tau)$ , сдвинутую в положительном направлении оси на величину  $t = t_1$  (рис. 8.6, в). Свертка функций  $f_1(t)$  и  $f_2(t)$  для  $t = t_1$  определяется площадью под кривой  $f_1(\tau) f_2(t_1 - \tau)$ . Эта площадь заштрихована на рис. 8.6, г и отложена в виде пунктирной линии на рис. 8.6, д. Аналогично находят значения свертки для различных  $t$ . В результате получают график, показанный на рис. 8.6, д. Свертка функции  $f(t)$  с единичной функцией дает саму функцию  $f(t)$ , т. е.

$$f(t) * \delta(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \delta(t - \tau) d\tau = f(t).$$

Преобразования Фурье некоторых функций представлены в табл. 8.1, а в табл. 8.2 и 8.3 приведены значения функций  $\operatorname{sinc} x = \sin \pi x / \pi x$  и  $2I_1(z)/z$ , необходимые для вычисления преобразований Фурье [10, 14]. Напомним, что функцию Бесселя первого порядка  $I_1(z)$  определяют соотношением

$$I_1(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(z \sin \varphi - \varphi) d\varphi = \frac{z}{2} - \frac{z^3}{16} + \frac{z^5}{384} - \frac{z^7}{18432} + \dots$$

при больших значениях  $z$

$$I_1(z) \approx \frac{\sin\left(z - \frac{\pi}{4}\right)}{\sqrt{\frac{\pi}{2} z}}.$$

Функцию Бесселя нулевого порядка выражают формулой

$$I_0(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(z \cos \varphi) d\varphi = 1 - \frac{z^2}{4} + \frac{z^4}{64} - \frac{z^6}{2304} + \dots$$

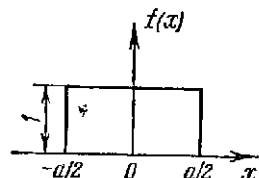
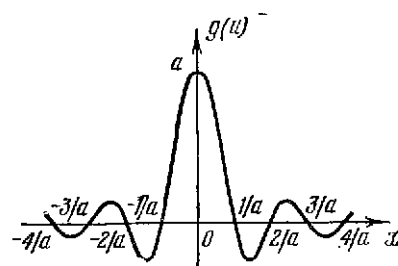
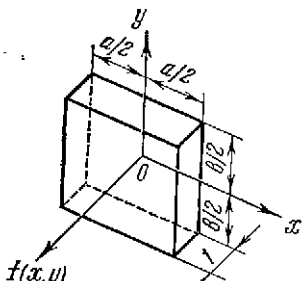
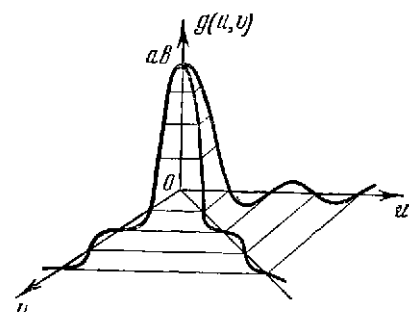
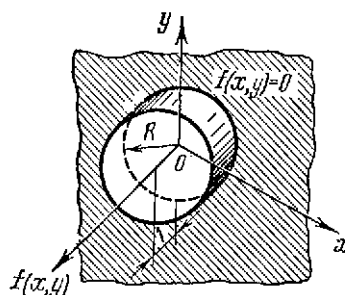
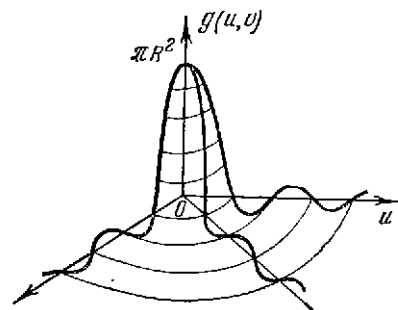
при больших значениях  $z$

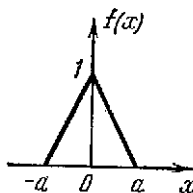
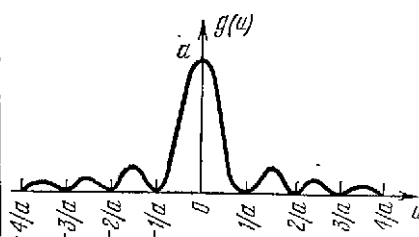
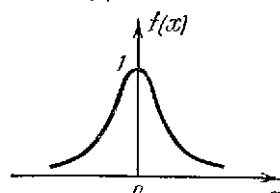
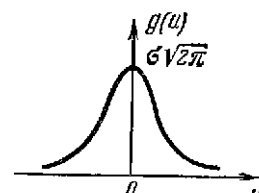
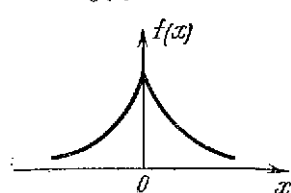
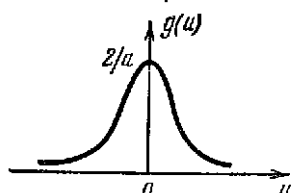
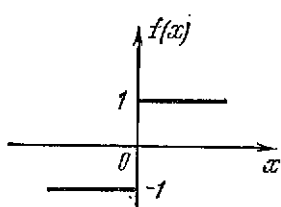
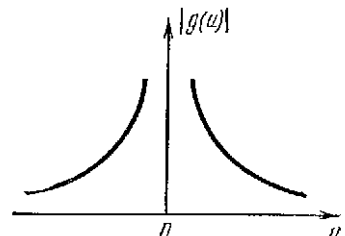
$$I_0(z) \approx \frac{\cos\left(z - \frac{\pi}{4}\right)}{\sqrt{\frac{\pi}{2} z}}.$$


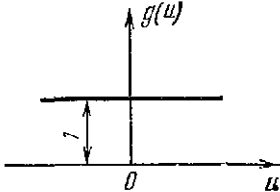
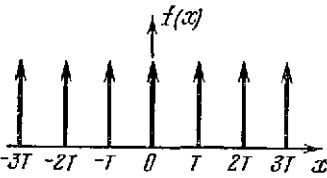
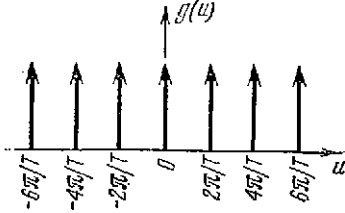
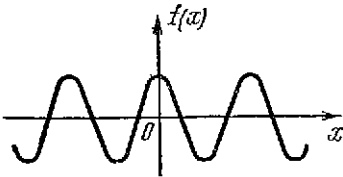
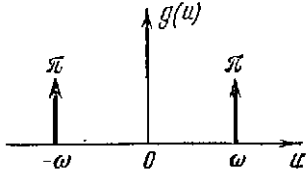
Функции  $I_1(z)$  и  $I_0(z)$  связаны между собой соотношением

$$2 \int_0^n \frac{I_1^2(z)}{z} dz = 1 - [I_0^2(n) + I_1^2(n)].$$

## Преобразования Фурье часто встречающихся функций

Функция	Преобразование Фурье
<p>Прямоугольная (ступенчатая) функция</p> $f(x) = \begin{cases} 1 & \text{при }  x  < \frac{a}{2} \\ 0 & \text{при }  x  > \frac{a}{2} \end{cases}$ 	$g(u) = a \frac{\sin \pi a u}{\pi a u}$ 
<p>Двумерная прямоугольная функция</p> $f(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{при }  x  < \frac{a}{2};  y  < \frac{b}{2} \\ 0 & \text{в остальных точках} \end{cases}$ 	$g(u, v) = ab \frac{\sin \pi a u}{\pi a u} \cdot \frac{\sin \pi b v}{\pi b v}$ 
<p>Круговая функция</p> $f(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{если } x^2 + y^2 = z^2 \leq R^2 \\ 0 & > R^2 \end{cases}$ 	$g(u, v) = 2\pi R^2 \frac{J_1(2\pi R \sqrt{u^2 + v^2})}{2\pi R \sqrt{u^2 + v^2}}$ 

Функция	Преобразование Фурье
<p>Треугольная функция</p> $f(x) = \begin{cases} 1 -  x  &  x  \leq 1, \\ 0 & \text{в остальных точках} \end{cases}$ 	$g(u) = a \left( \frac{\sin \pi a u}{\pi a u} \right)^2$ 
<p>Функция Гаусса</p> $f(x) = e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}$ 	$g(u) = \sigma \sqrt{2\pi} e^{-2\sigma^2 \pi^2 u^2}$ 
<p>Экспоненциальная функция</p> $f(x) = e^{-a x }$ 	$g(u) = \frac{2a}{a^2 + 4\pi^2 u^2}$ 
<p>Функция знака</p> $f(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x > 0, \\ -1 & \text{при } x < 0 \end{cases}$ 	$g(u) = \frac{1}{i\pi u}$ 

Функция	Преобразование Фурье
<p>Дельта-функция Дирака</p> $f(x) = \delta(x) = 0 \text{ при } x \neq 0$ $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1$ 	$g(u) = 1$ 
<p>Гребенчатая функция</p> $f(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - nT)$ 	$g(u) = \frac{2\pi}{T} \delta \left( \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left( u - \frac{2\pi k}{T} \right) \right)$ 
<p>Косинусоидальная функция</p> $f(x) = \cos \omega x$ 	$g(u) = \pi [\delta(2\pi u - \omega) + \delta(2\pi u + \omega)]$ 



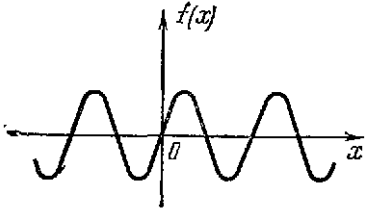
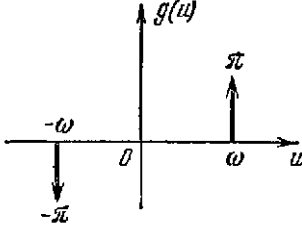
Функция	Преобразование Фурье
<p>Синусоидальная функция</p> $f(x) = \sin \omega x$ 	$g(u) = i\pi [\delta(2\pi u - \omega) - \delta(2\pi u + \omega)]$ 

Таблица 8.2

Значения функций  $\text{sinc } x$  и  $\text{sinc}^2 x$

$x$	$\text{sinc } x$	$\text{sinc}^2 x$	$\text{sinc}(x+\pi)$	$\text{sinc}^2(x+\pi)$	$\text{sinc}(x+2\pi)$	$\text{sinc}^2(x+2\pi)$
0	1,0	1,0	0,0	0,0	0,0	0,0
$\frac{\pi}{4}$	0,9003	0,8105	-0,1801	0,0324	1,1001	0,0100
$\frac{\pi}{2}$	0,6366	0,4053	-0,2122	0,0450	0,1274	0,0162
$\frac{3}{4}\pi$	0,3001	0,0901	-0,1286	0,0165	0,0819	0,0067

Таблица 8.3

Значения функций  $\frac{2I_1(z)}{z}$  и  $\left[\frac{2I_1(z)}{z}\right]^2$

$z$	$\frac{2I_1(z)}{z}$	$\left[\frac{2I_1(z)}{z}\right]^2$	$z$	$\frac{2I_1(z)}{z}$	$\left[\frac{2I_1(z)}{z}\right]^2$
0	1,0	1,0	5,0	-0,1310	0,0172
1,0	0,8801	0,7746	6,0	-0,0922	0,0085
2,0	0,5767	0,3326	7,0	-0,0013	0,0000
3,0	0,2260	0,0511	8,0	0,0587	0,0034
3,832	0,0	0,0	9,0	0,0545	0,0030
4,0	-0,0330	0,0011	10,0	0,0087	0,0001

### 8.3. ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНЫЕ СПЕКТРЫ ИЗЛУЧАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ И ФОНОВ

Пусть имеется излучающий плоский объект с распределением энергетической яркости  $B(y, z)$ . Переменные  $y$  и  $z$  представляют координаты некоторой точки объекта в прямоугольной системе координат  $yOz$ , выбранной так, что плоскость  $yOz$  перпендикулярна заданному направлению. Применительно к объектам с некогерентным собственным излучением под энергетической яркостью понимают мощность с единицы площади излучающей поверхности в телесном угле, равном одному стерadianу, соответствующую единичному интервалу длин волн вблизи длины волны  $\lambda$ .

Преобразование Фурье функции  $B(y, z)$  запишется в виде

$$b(iu, iv) = \iint_{-\infty}^{\infty} B(y, z) \times [-2\pi(iuy + ivz)] dydz; \quad (8.7)$$

$$B(y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} b(iu, iv) \times [2\pi(iuy + ivz)] dudv. \quad (8.8)$$

Величины  $u$  и  $v$ , обратные периодам гармоник, описывающих распределение энергетической яркости объекта вдоль направлений  $y$  и  $z$ , называют *пространственными частотами* по аналогии с частотой в общепринятом смысле слова, которую получили, если бы функция зависела только от одной переменной — времени. Размерность временной частоты  $s^{-1}$ , а размерность пространственной частоты — единица длины в минус первой степени.

Распределение энергетической яркости объекта можно представить как наложение бесконечного множества различных гармонических составляющих, каждая из которых характеризуется амплитудой, фазой и пространственной частотой. Такое представление двумерной функции энергетической яркости позволяет ввести в рассмотрение понятие пространственно-частотного спектра, играющего важную роль при анализе модулирующих устройств.

Рассмотрим основные различия пространственных и временных гармонических колебаний. Частоты временных колебаний изменяются в пределах от 0 до  $+\infty$ , так как время не может быть отрицательным; пространственные частоты принимают значения  $-\infty \dots +\infty$ .

Временные (электрические) гармоники, проходя через линейные динамические звенья, изменяют свои амплитуды и фазы, сохраняя неизменными частоты. Пространственные гармоники при прохождении через оптические элементы могут изменять как амплитуды и фазы, так и пространственные частоты. Например, если коэффициент увеличения оптического элемента  $\beta$ , а величина пространственной частоты на его входе  $\nu_{вх}$ , то величина пространственной частоты на выходе элемента  $\nu_{вых} = \nu_{вх} \cdot \beta$ , где  $\beta = f_{об}/L$  согласно обозначениям на рис. 8.7.

Пространственная частота  $u$  может быть преобразована во временную частоту  $f^*$  изменения электрического тока, как показано на рис. 8.8. В каждый момент времени участок объекта площадью  $\Delta s$  проецируется с помощью

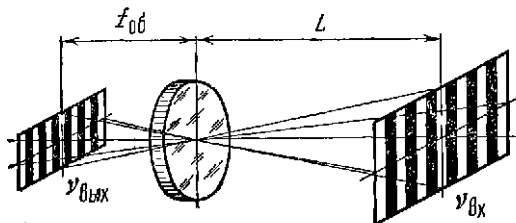
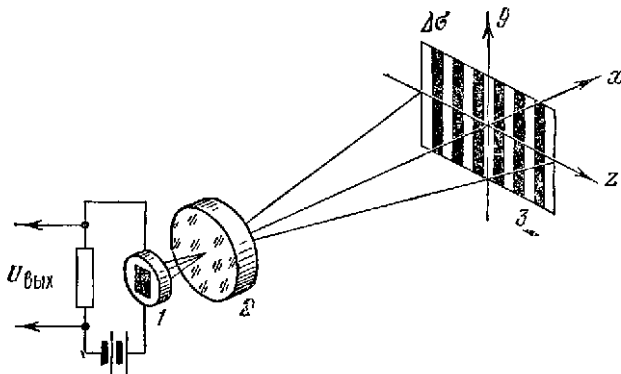


Рис. 8.7. Изменение частоты пространственной гармоники при прохождении через оптический элемент.

Рис. 8.8. Схема преобразования пространственной частоты в частоту изменения электрического тока; 1 — приемник излучения; 2 — объектив; 3 — плоскость расположения объекта.



оптической системы на приемник излучения. По нагрузочному резистору приемника протекает электрический ток, изменяющийся с частотой  $f^* = vV$ , где  $V$  — скорость сканирования.

Пространственные частоты различных участков пространственно-частотного спектра играют разную роль в построении изображений излучающих объектов. Низкочастотные составляющие несут основную информацию о протяженных распределениях энергетической яркости, крупных деталях и равномерно излучающих участках объекта; среднечастотные составляющие пространственно-частотного спектра сигналов важны для правильного воспроизведения тонов, в то время как высокочастотные составляющие играют важную роль при построении мелких деталей, резких переходов и контуров изображений. Если составляющие с низкими и средними частотами воспроизводятся без искажений, а высокочастотные составляющие ослабляются, то полученные изображения плохо передают мелкие детали и резкие границы объекта.

Возвращаясь к формулам (8.7) и (8.8), заметим, что функция  $b(iu, iv)$  является комплексной функцией пространственных частот. Совокупность модулей  $b(iu, iv)$  называют пространственно-частотным спектром функции  $B(y, z)$ . Функция  $b(iu, iv)$  представляет собой спектральную плотность функции  $B(y, z)$  и выражается прямым преобразованием Фурье. Выражение функции  $B(y, z)$  через ее спектр представляет обратное преобразование Фурье.

Часто функция  $B(y, z)$  симметрична относительно начала координат; в этом случае, полагая  $z = \rho \cos \psi$ ,  $y = \rho \sin \psi$ ,  $2\pi u = w \cos \varphi$ ,  $2\pi v = w \sin \varphi$  и производя подстановку новых переменных в интеграл Фурье (8.7), получаем

$$b(iw, \varphi) = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} B(\rho, \psi) \kappa [-\rho w (\cos \varphi \cos \psi + \sin \varphi \sin \psi)] \rho d\rho d\psi. \quad (8.9)$$

Обозначим  $\psi - \varphi = \theta$ ;  $b(iw, \varphi) = b(w) e^{in\varphi}$ ;  $B(\rho, \psi) = i^{-n} s(\rho) e^{in\psi}$ , тогда

$$b(w) = i^{-n} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} s(\rho) \kappa (-\rho w \cos \theta + n\theta) \rho d\rho d\theta, \quad (8.10)$$

или

$$b(w) = 2\pi \int_0^{\infty} \rho J_n(\rho w) s(\rho) d\rho, \quad (8.11)$$

где

$$I_n(\rho w) = \frac{i^{-n}}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\rho w \cos \theta + in\theta} d\theta$$

— интегральное представление функции Бесселя.

Выражение (8.11) называют преобразованием Ханкеля функции  $s(\rho)$ . Обратное преобразование Ханкеля определяется интегралом

$$s(\rho) = \int_0^{\infty} \omega I_n(\rho\omega) b(\omega) d\omega,$$

или

$$B(\rho, \psi) = i^n e^{-in\psi} \int_0^{\infty} \omega I_n(\rho\omega) b(\omega) d\omega.$$

Если функция  $B(y, z)$  симметрична относительно начала координат, то  $n = 0$ ,  $s(\rho) = B(\rho)$  и в интеграл Ханкеля необходимо подставить функцию Бесселя нулевого порядка. При этом получаем

$$b(\omega) = 2\pi \int_0^{\infty} \rho I_0(\rho\omega) B(\rho) d\rho; \quad B(\rho) = 2\pi \int_0^{\infty} \rho I_0(\rho\omega) b(\omega) d\omega.$$

Преобразование Ханкеля отличается следующим свойством:

$$b(\omega/a) = 2\pi a^2 \int_0^{\infty} \rho I_0(\rho\omega) B(a\rho) d\rho,$$

откуда следует, что при растяжении функций  $B$  в пространстве ее спектр сужается.

Если энергетическая яркость объекта изменяется не только в пространстве, но и во времени (что характерно для «мерцающих» и быстроперемещающихся объектов), то ее описывают функцией трех переменных  $B(y, z, t)$ . В частном случае, когда функция  $B$  зависит только от времени, преобразование Фурье этой функции

$$b(f^*) = \int_{-\infty}^{\infty} B(t) e^{-2\pi i f^* t} dt.$$

Функция  $b(f^*)$  представляет спектральную зависимость, описывающую временной спектр.

Рассмотрим теперь пространственно-частотные спектры фонов. Излучение облаков, топографических деталей рельефа земной поверхности, неоднородное излучение атмосферы, отраженное или рассеянное излучение разнообразных источников обладают той особенностью, что созданное ими поле излучения описывается лишь случайной функцией энергетической яркости, подчиняющейся некоторым статистическим законам. Поэтому выделение полезной информации об объекте, находящемся на излучающем фоне, связано с большими трудностями.

Обычно все разнообразие фонов разделяют на так называемые ансамбли (например, лесные или степные ландшафты, крупные городские массивы, сплошная облачность и т. п.), имеющие определенные статистические характеристики случайного двумерной функции энергетической яркости. Кроме того, в целях значительного упрощения математических преобразований случайную функцию энергетической яркости во многих случаях считают стационарной. Так, например, установлено, что случайная функция, описывающая яркостный фон, в общем случае нестационарна. Однако в пределах небольших углов вдали от направлений на Солнце и на горизонт фон облачного неба все же можно считать стационарным [11, 18].

Особенностью случайных функций, с которыми приходится сталкиваться при расчете инфракрасных приборов, является то, что они обычно не знакопеременны, а их значения все время положительны. Однополярный характер имеют также соответствующие сигналы на выходе приемника лучистой энергии.

Наиболее простой для математической обработки совокупностью статистических характеристик случайной функции является математическое ожидание, дисперсия и корреляционная функция. Математическое ожидание случайной двумерной функции энергетической яркости  $B(y, z)$  при наличии нескольких реализаций этой функции представляет собой «среднюю» функцию, около которой различным образом варьируются конкретные реализации случайной функции энергетической яркости:  $m(y, z) = M[B_n(y, z)]$ , где  $n$  — номер реализации.

Дисперсия случайной двумерной функции характеризует разброс возможных реализаций случайной функции относительно математического ожидания:  $D(y, z) = M[B_n(y, z) - m(y, z)]^2$ .

Корреляционная функция показывает степень связи между собой величин двумерной функции энергетической яркости в двух соседних точках с координатами  $(y, z)$  и  $(y' = y + \Delta y, z' = z + \Delta z)$ :

$$K[(y, z)(y + \Delta y, z + \Delta z)] = M\{[B(y, z) - m(y, z)] \times [B(y + \Delta y, z + \Delta z) - m(y + \Delta y, z + \Delta z)]\}.$$

При  $\Delta y = 0$  и  $\Delta z = 0$  корреляционная функция обращается в дисперсию случайной функции. Поэтому необходимость в дисперсии как отдельной характеристике случайной функции отпадает и в качестве основных характеристик случайной функции принимают ее математическое ожидание и корреляционную функцию. Если случайная функция стационарна, то ее корреляционная функция зависит только от величин  $\Delta y$  и  $\Delta z$  и не зависит от  $y$  и  $z$ .

Пространственно-частотные свойства стационарных случайных функций характеризуют так называемым спектром Хинчина—Винера (Х-В), который представляет собой зависимость спектральной плотности дисперсии случайной функции от пространственной частоты. Спектр Хинчина—Винера случайной функции  $B(y, z)$  распределения энергетической яркости в пространстве находят следующим образом. Пусть случайная функция  $B(y, z)$  задана в области  $|y| \leq A$ ;  $|z| \leq C$ . Преобразование Фурье этой функции

$$b(u, v) = \int_{-A}^A dy \int_{-C}^C B(y, z) \kappa[-2\pi(uy + vz)] dz$$

обладает свойством, определяемым равенством:

$$\int_{-A}^A \int_{-C}^C |B(y, z)|^2 dy dz = \iint_{-\infty}^{\infty} |b(u, v)|^2 du dv,$$

т. е. интеграл квадрата рассматриваемой функции по области ее определения равен интегралу квадрата модуля спектра амплитуд по всей области пространственных частот.

Корреляционная функция  $K_B(\Delta y, \Delta z)$  случайной функции  $B(y, z)$  определяется выражением

$$K_B(\Delta y, \Delta z) = \lim_{\substack{A \rightarrow \infty \\ C \rightarrow \infty}} 1/4AC \int_{-A}^A \int_{-C}^C B(y, z) \times \\ \times \bar{B}(y + \Delta y, z + \Delta z) dy dz, \quad (8.12)$$

где  $\bar{B}(y + \Delta y, z + \Delta z)$  — комплексно-сопряженная функция с функцией  $B(y + \Delta y, z + \Delta z)$ . Обратное преобразование Фурье функции  $b(u, v)$  имеет вид

$$B(\Delta y, \Delta z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} b(u, v) \kappa [2\pi (u\Delta y + v\Delta z)] dudv. \quad (8.13)$$

Подставляя выражение (8.13) в (8.12), получаем

$$K_B(\Delta y, \Delta z) = \lim_{\substack{A \rightarrow \infty \\ C \rightarrow \infty}} \frac{1}{4AC} \int_{-A}^A \int_{-C}^C B(y, z) dy dz \times \quad (8.14) \\ \times \iint_{-\infty}^{\infty} \bar{b}(u, v) \kappa \{-2\pi [u(y - \Delta y) + v(z - \Delta z)]\} dudv.$$

Так как функция  $B(y, z)$  является квадратично интегрируемой, в уравнении (8.14) можно поменять порядок интегрирования:

$$K_B(\Delta y, \Delta z) = \lim_{\substack{A \rightarrow \infty \\ C \rightarrow \infty}} \frac{1}{4AC} \iint_{-\infty}^{\infty} \bar{b}(u, v) \kappa \{2\pi [u\Delta y + v\Delta z]\} \times \\ \times dudv \int_{-A}^A \int_{-C}^C B(y, z) \kappa [-2\pi (uy + vz)] dy dz.$$

Воспользовавшись выражением для преобразования Фурье случайной функции  $B(y, z)$ , находим

$$K_B(\Delta x, \Delta z) = \lim_{\substack{A \rightarrow \infty \\ C \rightarrow \infty}} \frac{1}{4AC} \iint_{-\infty}^{\infty} b(u, v) \bar{b}(u, v) \kappa [2\pi (u\Delta y + v\Delta z)] du dv = \\ = \lim_{\substack{A \rightarrow \infty \\ C \rightarrow \infty}} \frac{1}{4AC} \iint_{-\infty}^{\infty} |b(u, v)|^2 \kappa [2\pi (u\Delta y + v\Delta z)] du dv.$$

Предел  $\lim_{\substack{A \rightarrow \infty \\ C \rightarrow \infty}} 1/4AC |b(u, v)|^2 = b_{X-B}(u, v)$  представляет собой спектр

Хинчина—Винера или спектральную плотность дисперсии случайной функции распределения энергетической яркости в пространстве. Очевидно,

$$K_B(\Delta y, \Delta z) = \iint_{-\infty}^{\infty} b_{X-B}(u, v) \kappa [2\pi (u\Delta y + v\Delta z)] dudv; \\ b_{X-B}(u, v) = \iint_{(AC)} K_B(\Delta y, \Delta z) \cdot \kappa [-2\pi (u\Delta y + v\Delta z)] d(\Delta y) d(\Delta z), \quad (8.15)$$

т. е. между спектром Хинчина—Винера случайной функции  $B(y, z)$  и ее корреляционной функцией существует связь, описываемая преобразованием Фурье; корреляционная функция случайной функции  $B(y, z)$  получается как обратное преобразование Фурье от спектра X-B. На рис. 8.9 приведены для примера одномерная корреляционная функция случайной функции яркости лесного массива и ее спектр X-B, выраженные в относительных единицах.

Формула (8.15) применима для определения спектра X-B эргодического фонового процесса, т. е. когда корреляционная функция может быть получена

по одной реализации случайной функции  $B(y, z)$  при достаточно большой площади, в которой она задана. Для стационарных и изотропных случайных функций энергетической яркости корреляционные функции и спектры Х-В выражают функциями двух переменных, обладающих круговой симметрией в системах координат  $(\Delta y, \Delta z)$  и  $(u, v)$ , что позволяет представлять графически эти функции в виде их соответствующих одномерных разрезов. Полное двумерное изображение функций получается путем вращения одномерных разрезов относительно вертикальной оси.

Можно привести примеры функций  $b_{X-V}(u, v)$ , встречающихся в практике расчета инфракрасной аппаратуры [4, 15, 19]. Для представления анизотропного облачного фона используют спектр вида

$$b(u, v) = 4\pi\Delta y\Delta z D^2 \times \\ \times (1 + u^2\Delta y^2 + v^2\Delta z^2)^{-\frac{3}{2}},$$

где  $\Delta y$  и  $\Delta z$  — интервалы корреляции по осям  $y$  и  $z$  (расстояния, на которых корреляционная функция составляет 37% от дисперсии яркости фона  $D^2$ ).

В полярной системе координат имеем

$$b(\omega, \gamma) = 2\pi\Delta\rho^2 D^2 \sin 2\theta \times \\ \times [1 + \omega^2 F(\gamma)]^{-\frac{3}{2}}, \quad (8.16)$$

где  $\Delta y = \Delta\rho \cos \theta$ ;  $\Delta z = \Delta\rho \sin \theta$ ;

$$F(\gamma) = 2(\sin^2 \gamma \sin^2 \theta + \\ + \cos^2 \gamma \cos^2 \theta);$$

$$\Delta\rho = \sqrt{\Delta z^2 + \Delta y^2} -$$

радиус корреляции — величина, аналогичная интервалу корреляции.

Отклонение угла  $\theta$  от  $\pi/4$  характеризует степень анизотропии фона при постоянной полосе пропускания по модулю вектора пространственных частот  $\omega$ .

Рис. 8.9. Одномерная корреляционная функция случайной функции яркости лесного массива (2) и ее спектр Хинчина — Винера (1).

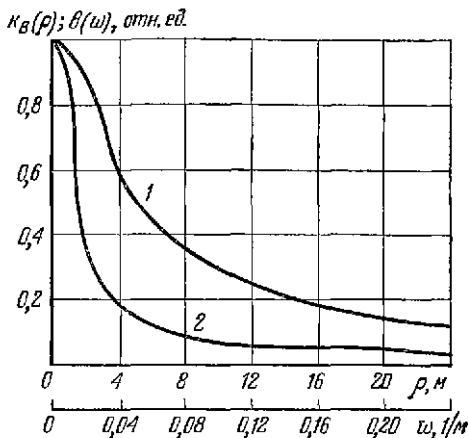
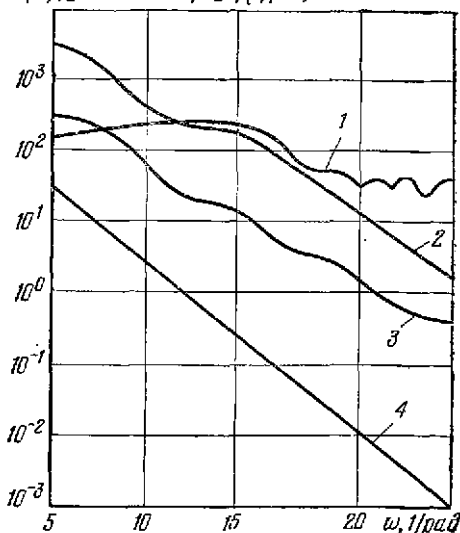


Рис. 8.10. Спектры Хинчина — Винера небесного фона для длины волны, меньшей 2,8 мкм:



1 — облака с разрывами; 2 — облачное небо; 3 — небо в дымке; 4 — чистое небо.

При  $\Delta y = \Delta z = \Delta \rho/2$  (или в полярной системе при  $\theta = \pi/4$ ) уравнение (8.16) приобретает вид

$$b(\omega) = 2\pi\Delta\rho^2 D^2 (1 + \omega^2 \Delta\rho^2)^{-\frac{3}{2}},$$

соответствующий облачному изотропному фону. Аналогичный вид имеет формула, приведенная в [11]:

$$b(\omega) = 2\pi\Delta\rho^2 D^2 (1 + \omega^2 \Delta\rho^2)^{-1}. \quad (8.17)$$

На высоких частотах функция (8.17) асимптотически стремится к квадратичной гиперболе  $b \approx 2\pi D^2 \omega^{-2}$ , параметры которой не зависят от радиуса корреляции.

Для оценки помехозащищенности инфракрасных приборов оказывается удобным использовать спектр Хинчина—Виера эвристической модели фона [11]:

$$b_*(u, v) = 8D^2 \Delta y \Delta z (1 + 2u^2 \Delta y^2)^{-1} (1 + 2v^2 \Delta z^2)^{-1},$$

которая при  $\Delta y \neq \Delta z$  приближенно отображает анизотропию фона, а при  $\Delta y = \Delta z = \rho/2$  соответствует квазиизотропному фону.

На рис. 8.10 представлены спектры Хинчина—Виера небесного фона для длины волны, меньшей 2,8 мкм.

#### 8.4. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ МНОГОМЕРНЫМИ ФИЛЬТРАМИ

Преобразование сигналов в электронно-оптических системах производится при помощи разнообразных элементов, называемых ф и л ь т р а м и. Различают одномерные и многомерные фильтры. Одномерные фильтры преобразуют спектральный состав проходящего через них излучения. Многомерные фильтры служат для изменения пространственно-временной формы сигналов. Ниже рассматриваются только многомерные фильтры. К ним относятся объективы, конденсоры, диафрагмы и другие элементы, используемые для фокусирования, изменения направления, ограничения, модуляции, разделения и сложения лучей. Сигнал, несущий информацию об объекте или окружающем его фоне, представляется двумерной функцией энергетической яркости, поэтому указанные выше элементы называют также пространственными фильтрами.

Отличие пространственных фильтров от электрических состоит в том, что аргументом функций, описывающих процессы в электрических цепях, является время, которое в реальных процессах всегда больше нуля, в то время как в пространственных фильтрах аргументами функций являются пространственные координаты, не ограниченные в обе стороны от нуля. Кроме того, электрические фильтры характеризуют как амплитудными, так и энергетическими параметрами передачи сигнала, причем чаще используют описание процессов с помощью амплитудных параметров. В пространственных же фильтрах, работающих с некогерентным излучением, можно регистрировать лишь энергетические параметры сигнала. И, наконец, сигнал на выходе электрического фильтра запаздывает во времени по отношению ко входному сигналу; в пространственных фильтрах аналогичного запаздывания (в пространстве) не происходит. Несмотря на эти различия, при теоретическом исследовании пространственных фильтров используют методы, которые применяют при исследовании электрических фильтров.

Важнейшими характеристиками многомерных фильтров являются весовая, переходная и пространственно-частотная передаточная функции. Определение этих функций дадим на примере простейшей оптической системы, состоящей из объектива, преобразующего функцию распределения энергетической яркости в плоскости объекта  $\eta O\xi$  в функцию распределения энергетической освещенности в плоскости изображения  $y O_1 z$  (рис. 8.11).



Пусть  $\eta_0$ ,  $\xi_0$  и  $y$ ,  $z$  — координаты соответственно некоторой точки объекта и ее идеального изображения. Вследствие многочисленных причин (абберация, дифракция и т. д.) изображение точки распространяется на некоторую малую область, распределение энергетической освещенности которой можно представить функцией  $E_\delta(y, z)$ , если рассматриваемая точка объекта находится в начале координат  $O$ , и функцией  $E_\delta(y - \beta\eta_0, z - \beta\xi_0)$ , если точка объекта не находится в начале координат, причем  $\beta = f_{об}/L$ .

Функцию  $E_\delta(y, z)$ , описывающую распределение энергетической освещенности в изображении изолированной точки и представляющую собой реакцию оптической системы на точечный источник, называют *весовой функцией*. Чтобы обойти трудность, связанную с существованием точечного источника, имеющего конечное значение энергетической яркости, вводят понятие пространственной дельта-функции (называемой также функцией Дирака):

$$\delta(y - y_0, z - z_0) = \begin{cases} \infty & \text{при } y = 0 \text{ и } z = 0; \\ 0 & \text{при } y \neq 0 \text{ или } z \neq 0. \end{cases}$$

Пространственная дельта-функция отличается следующими свойствами:

$$\iint_{-\infty}^{\infty} \delta(y - y_0, z - z_0) dy dz = 1;$$

$$\iint_{-\infty}^{\infty} \delta(y - y_0, z - z_0) \Phi(y, z) dy dz = \Phi(y_0, z_0), \quad (8.18)$$

где  $\Phi(y, z)$  — непрерывная и ограниченная функция.

В зависимости от вида весовой функции многомерные фильтры делят на стационарные и нестационарные. У стационарного фильтра весовая функция не зависит от смещения ее по осям координат; у нестационарного фильтра такая зависимость имеет место.

Функция  $E_\delta(y, z)$  является важной характеристикой оптической системы. Зная, как оптическая система преобразует энергетическую яркость точечного источника, можно определить, как она видоизменяет функцию распределения энергетической яркости объекта, ибо последний может быть представлен в виде бесконечного числа точечных источников, имеющих энергетическую яркость, равную энергетической яркости соответствующей точки объекта.

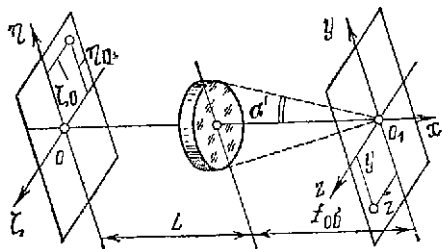
Обозначив  $\beta\eta_0 = y'$ ,  $\beta\xi_0 = z'$  и представив функцию распределения энергетической яркости объекта в виде  $B(\eta_0, \xi_0) = B^*(y', z')$ , получим функцию распределения энергетической освещенности изображения объекта  $E(y, z)$  в виде суммы энергетических освещенностей изображений, полученных от различных точек объекта:

$$E(y, z) = \iint B^*(y', z') E_\delta(y - y', z - z') dy' dz'. \quad (8.19)$$

Соотношение (8.19) показывает, что  $E(y, z)$  является сверткой функций  $B^*$  и  $E_\delta$ :

$$E(y, z) = B^* * E_\delta. \quad (8.20)$$

Рис. 8.11. К определению весовой и пространственно-частотной передаточной функций преломляющей оптической системы: 1 — плоскость объекта; 2 — объектив; 3 — плоскость изображения.



Пределы интегрирования (8.19) определяются границами объекта, т. е. пределами действительных значений  $B^*(y, z)$  или полем зрения оптической системы.

Для решения уравнения (8.20) воспользуемся преобразованием Фурье. Вводя переменные  $\mu$  и  $\nu$ , являющиеся пространственными частотами, преобразование Фурье в  $(\mu, \nu)$  функции  $E(y, z)$  можно записать так:

$$\varepsilon(\mu, \nu) = \iint E(y, z) \kappa [-2\pi(\mu y + \nu z)] dy dz;$$

$$E(y, z) = \iint \varepsilon(\mu, \nu) \kappa [2\pi(\mu y + \nu z)] d\mu d\nu.$$

Подставляя вместо  $E(y, z)$  его значение согласно (8.19), находим

$$\varepsilon(\mu, \nu) = \iiint B^*(y', z') E_\delta(y - y', z - z') \times \\ \times \kappa [-2\pi(\mu y + \nu z)] dy' dz' dy dz,$$

или, используя новые переменные  $Y = y - y'$  и  $Z = z - z'$ ,

$$\varepsilon(\mu, \nu) = \iiint B^*(y', z') \kappa [-2\pi(\mu y' + \nu z')] \times \\ \times E_\delta(Y, Z) \kappa [-2\pi(\mu Y + \nu Z)] dy' dz' dY dZ.$$

Полученное выражение легко приводится к виду

$$\varepsilon(\mu, \nu) = b^*(\mu, \nu) \varepsilon_\delta(\mu, \nu),$$

т. е. преобразование Фурье функции распределения энергетической освещенности изображения объекта равняется произведению преобразования Фурье функции распределения энергетической яркости объекта на преобразование Фурье весовой функции.

Прямое преобразование Фурье функции  $E_\delta(y, z)$  распределения энергетической освещенности изображения изолированной точки (весовой функции) называют *пространственно-частотной передаточной функцией (ПЧПФ)* оптической системы, т. е.

$$W(i\mu, i\nu) = \iint_{-\infty}^{\infty} E_\delta(y, z) e^{-2\pi i(\mu y + \nu z)} dy dz.$$

Пространственно-частотную передаточную функцию, являющуюся аналогом передаточной функции, используемой в теории автоматического управления, можно представить в виде

$$W(i\mu, i\nu) = P(\mu, \nu) + iQ(\mu, \nu),$$

или

$$W(i\mu, i\nu) = W(\mu, \nu) e^{-\Psi(\mu, \nu)},$$

где  $P(\mu, \nu)$ ,  $Q(\mu, \nu)$ ,  $W(\mu, \nu)$ ,  $\Psi(\mu, \nu)$  — соответственно вещественная, мнимая, амплитудная и фазовая частотные характеристики. Между этими характеристиками имеются следующие зависимости:

$$W(\mu, \nu) = \sqrt{[P(\mu, \nu)]^2 + [Q(\mu, \nu)]^2}; \quad \Psi(\mu, \nu) = \text{arctg} \frac{Q(\mu, \nu)}{P(\mu, \nu)}.$$

Если весовая функция осесимметрична, то амплитудную частотную характеристику находят с помощью преобразования Ханкеля:

$$W(\omega) = 2\pi \int_0^{\infty} \rho I_0(\rho\omega) \omega \rho d\rho,$$

где

$$\rho = \sqrt{y^2 + z^2}; \quad \omega = 2\pi \sqrt{\mu^2 + \nu^2}.$$

$W(\omega)$  в этом случае обладает симметрией вращения.

В случае, когда оптический сигнал зависит от трех переменных: пространственных координат  $y, z$  и времени  $t$ , ПЧПФ многомерного фильтра

$$W(\mu, \nu, t\xi) = \iiint_{-\infty}^{\infty} E_{\delta}(y, z, t) e^{-2\pi i(\mu y + \nu z + \xi t)} dy dz dt.$$

Для того чтобы дать физическое толкование ПЧПФ, рассмотрим выражения для входного и выходного сигналов многомерного фильтра. Световой сигнал на входе фильтра  $\varphi_0(y, z)$ , как уже отмечалось ранее, можно представить в виде бесконечной последовательности пространственных дельта-функций. На основании свойства (8.18) дельта-функции имеем

$$\varphi_0(y, z) = \iiint_{-\infty}^{\infty} \delta(y - m, z - n) \varphi_0(m, n) dmdn.$$

Для нахождения сигнала на выходе фильтра напомним, что весовая функция  $E_{\delta}$  является его реакцией на сигнал в виде пространственной дельта-функции. Поэтому каждый из бесконечно малых световых сигналов

$\varphi_0(m, n) \delta(y - m, z - n) dmdn$  вызывает на выходе фильтра элементарный сигнал  $\varphi_0(m, n) E_{\delta}(y - m, z - n) dmdn$ .

Суммарный выходной сигнал

$$\varphi_1(y, z) = \iiint_{-\infty}^{\infty} E_{\delta}(y - m, z - n) \varphi_0(m, n) dmdn. \quad (8.21)$$

Интеграл, стоящий в правой части выражения (8.21), представляет двумерный интеграл свертки, который в векторной форме записывается следующим образом:

$$\varphi_1(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{\delta}(\rho - \tau) \varphi_0(\tau) d\tau. \quad (8.22)$$

Прозводя над обеими частями равенства (8.22) преобразования Фурье, находим

$$F_1(i\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega\rho} \int_{-\infty}^{\infty} E_{\delta}(\rho - \tau) \varphi_0(\tau) d\tau d\rho.$$

Вводя новую переменную  $\Delta = \rho - \tau$ , имеем

$$F_1(i\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega\rho} E_{\delta}(\tau) d\Delta \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega\tau} \varphi_0(\tau) d\tau,$$

откуда следует, что

$$F_1(i\omega) = W(i\omega) F_0(i\omega),$$

или

$$W(i\omega) = F_1(i\omega)/F_0(i\omega),$$

т. е. пространственно-частотная передаточная функция многомерного фильтра представляет собой отношение преобразования Фурье выходного сигнала к преобразованию Фурье входного сигнала.

Рассмотрим реакцию оптической системы на пространственную дельта-функцию и на сигнал в виде единичного скачка. Вследствие дифракционных явлений даже идеальная оптическая система, в которой отсутствуют aberrации, дает изображение изолированной излучающей точки в виде пятна конечных размеров, энергетическая освещенность которого быстро убывает от центра к периферии. Распределение энергетической освещенности в изображении изолированной точки, даваемым совершенным прибором, описывается функцией [12]  $E_{\delta}(y, z) = E_M (4I_1^2(n)/n^2)$ ;

где  $n = \frac{2\pi\alpha'}{\lambda} \sqrt{y^2 + z^2}$ ;  $\alpha'$  — половина угла при вершине конуса лучей, формирующего изображение (рис. 8.11);  $\lambda$  — длина волны;  $J_1$  — функция Бесселя первого рода первого порядка;  $E_M$  — максимальное значение функции  $E_\delta(y, z)$ , соответствующее значениям координат  $y = 0$  и  $z = 0$ .

Функция  $E_\delta(y, z)$  характеризует поверхность (рис. 8.12), ограничивающую объем, который называют «дифракционным телом». Если функция  $E_\delta(y, z)$  симметрична, то ее представляют в виде одномерного разреза. В табл. 8.4 приведены значения  $E_\delta/E_M$  для различных  $n$ . Функция  $E_\delta$  обращается в нуль при значениях  $n$ , равных 3,83; 7,02; 10,17; 13,32; 16,47 и т. д., и имеет максимумы при следующих значениях  $n$ : 5,13; 8,42; 11,62; 14,80; 17,96 и т. д. Отношения  $(E_\delta/E_M)$  100 при этом соответственно равны: 1,75; 0,416; 0,160; 0,078; 0,044.

Для реальных оптических систем функция  $E_\delta(y, z)$  не имеет аналитического выражения, в связи с чем в последнее время разработаны экспериментальные методы определения этой функции либо приближенные теоретические методы, учитывающие влияние лишь сферической и хроматической аберраций.

Если в плоскости объектов имеется резкая граница между освещенной четвертью плоскости и темными остальными четвертями, т. е. если  $B^*(y, z)$  равна единице при  $y > 0$  и  $z > 0$  и нулю при остальных  $y$  и  $z$ , то в соответствии с формулой (8.19):

$$E_h(y, z) = \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty E_\delta(y - y', z - z') dy' dz'.$$

Интегрируя по  $y - y' = Y$  и замечая, что  $dy' = -dY$ , получаем

$$e_h(y, z) = \int_0^\infty \sigma(z - z') dz'.$$

Таблица 8.4

Значения  $E_\delta/E_M$  при различных  $n$

$n$	$E_\delta/E_M$	$n$	$E_\delta/E_M$	$n$	$E_\delta/E_M$
0,0	1,000	2,8	0,0856	5,6	0,0153
0,4	0,961	3,2	0,0267	6,0	0,0085
0,8	0,850	3,6	0,0028	6,4	0,0032
1,2	0,690	4,0	0,0011	6,8	0,0004
1,6	0,507	4,4	0,0085	7,2	0,0003
2,0	0,333	4,8	0,0155	7,6	0,0018
2,4	0,188	5,2	0,0174	8,0	0,0034

Рис. 8.12. Функция распределения энергетической освещенности в изображении изолированной точки.

Рис. 8.13. К оценке свойств оптического звена по его ПЧПФ.

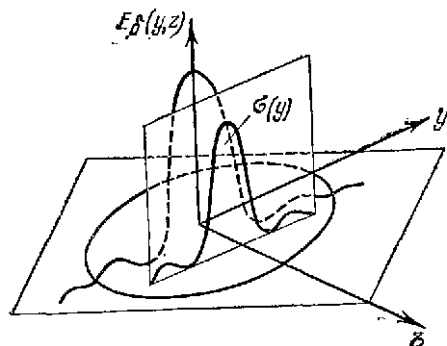


Рис. 8.12

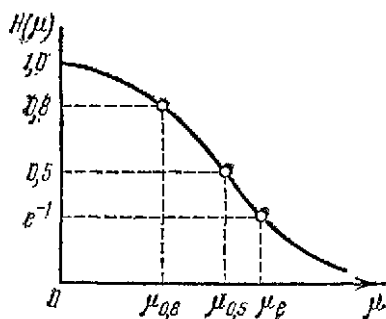


Рис. 8.13

Функция  $\sigma(z)$  равна величине площади сечения дифракционного тела плоскостью, имеющей ординату  $z$  (рис. 8.12).

Функцию  $e_h(y, z)$ , представляющую реакцию многомерного фильтра на единичный световой сигнал, распространенный в одной четверти, называют переходной функцией. Она аналогична переходной функции линейного звена системы автоматического управления — реакции звена на единичный скачок.

Возвращаясь к рассмотрению пространственно-частотных передаточных функций, отметим важное положение, следующее из ее математического определения. Если известен комплексный пространственно-частотный спектр сигнала на входе передаточного звена  $b_{вх}(i\mu, iv)$  и его ПЧПФ  $W(i\mu, iv)$ , то спектр сигнала на выходе звена

$$b_{вых}(i\mu, iv) = b_{вх}(i\mu, iv) W(i\mu, iv). \quad (8.23)$$

При последовательном соединении нескольких звеньев сигнал на их выходе

$$b_{вых}(i\mu, iv) = b_{вх}(i\mu, iv) \prod_{n=1}^{n=m} W_n(i\mu, iv), \quad (8.24)$$

где  $m$  — количество последовательно соединенных звеньев. Выражение (8.24) следует непосредственно из выражения (8.23), если рассматривать выходной сигнал каждого предыдущего звена как входной сигнал последующего звена.

В большинстве случаев нас интересуют только амплитудные сигналы представляемые их амплитудными пространственно-частотными спектрами. В этих случаях выражение (8.24) принимает вид

$$|b_{вых}(i\mu, iv)| = |b_{вх}(i\mu, iv)| \prod_{n=1}^{n=m} |W_n(i\mu, iv)|,$$

Пространственно-частотная передаточная функция полностью описывает передаточные свойства отдельных звеньев и всей системы передачи оптической информации. Она позволяет также синтезировать систему. При этом стремятся, чтобы кривая ПЧПФ в диапазоне используемых пространственных частот максимально приближалась к единице. Обычно для сравнения двух звеньев выбирают характерные точки на кривой ПЧПФ, соответствующие уровням 0,8; 0,5;  $e^{-1} = 0,37$  и т. п. (рис. 8.13). Выбор того или иного уровня в качестве критерия оценки звена зависит от его назначения.

Рассмотренный математический аппарат для определения ПЧПФ двумерных систем справедлив только в том случае, когда эти системы линейны и когда лучистый поток, несущий информацию об объекте, создается источником некогерентного излучения.

**Пример 10.** Найти выражение для ПЧПФ идеального объектива, цилиндрической линзы, диафрагмы с круглым отверстием и объектива с аберрациями.

1. Идеальный безабберационный объектив, в котором отсутствуют дифракционные явления, представляет собой усилительное звено, весовая функция которого выражается через пространственную дельта-функцию следующим образом:  $E_{\delta}(z, y) = k\delta(z, y)$ . Очевидно,

$$W(i\mu, iv) = k \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(y, z) e^{-2\pi i(\mu y + \nu z)} dy dz.$$

Нетрудно видеть, что  $W(i\mu, iv) = k$ .

2. Цилиндрическая безабберационная линза растягивает изображение точечного источника оптического излучения в линию. Ее весовая функция представляется в виде одномерной дельта-функции:  $E_{\delta}(y, z) = \delta(y - y_0)$ , где  $y_0$  — смещение по оси  $y$ .

Преобразование Фурье от весовой функции  $W(i\mu, iv) = \delta(\nu) e^{-2\pi i\mu y_0}$ .

3. Для диафрагмы с круглым отверстием положим  $E_{\delta}(\rho) = 1$ ; Воспользуемся преобразованием Ханкеля:

$$W(\omega) = 2\pi \int_0^R \rho J_0(\rho\omega) d\rho,$$

где  $R$  — радиус круга.

Учитывая, что  $d[(\rho\omega)^n J_n(\rho\omega)] = (\rho\omega)^n J_{n-1}(\rho\omega) d(\rho\omega)$ , получаем

$$W(\omega) = 2\pi R^2 [(J_1(R\omega)/R\omega)].$$

4. Функция рассеяния света в абберационном пятне реального объектива может быть аппроксимирована следующим выражением:

$$E_{\delta}(y, z) = \frac{\rho_1^2}{(\pi r_1^2)} e^{-\rho_1^2(\omega^2 + z^2)/r_1^2},$$

где  $\rho = 0,4769$  — постоянная величина;  $r_1$  — радиус, в пределах которого сосредоточено 50% энергии оптического сигнала.

Очевидно,

$$W(i\mu, iv) = \rho_1^2 / (\pi r_1^2) \int_0^{\infty} e^{-\rho_1^2 y^2 / r_1^2 - 12\pi i\mu y} dy \int_0^{\infty} e^{-\rho_1^2 z^2 / r_1^2 - 12\pi i\nu z} dz.$$

Не приводя подробного решения, напомним окончательный результат [7]:

$$W(i\mu, iv) = e^{-\pi^2 r_1^2 / \rho_1^2 \cdot (\mu^2 + \nu^2)}.$$

Рассмотрим преобразование многомерными фильтрами случайных оптических сигналов. Пусть на вход многомерного фильтра с весовой функцией  $E_{\delta}(y, z)$  подан случайный сигнал  $X(y, z)$  с корреляционной функцией  $K_x(y, y', z, z')$  и спектральной плотностью  $S_x(\mu, \nu)$ . Тогда корреляционная функция и спектральная плотность выходного сигнала соответственно равны

$$\begin{aligned} K_{x_1}(\eta, \eta', \zeta, \zeta') &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dy dz \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_{\delta}(\eta, y, \zeta, z) E_{\delta}(\eta', y', \zeta', z') \times \\ &\quad \times K_x(y, y', z, z') dy' dz'; \\ S_{x_1}(\mu, \nu) &= S_x(\mu, \nu) |W(i\mu, iv)|^2. \end{aligned} \quad (8.25)$$

Для определения дисперсии выходного сигнала многомерного фильтра достаточно в формуле (8.25) положить  $\eta' = \eta$  и  $\zeta' = \zeta$ . Тогда получим

$$D_{x_1}(\eta, \zeta) = K_{x_1}(\eta, \zeta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dy dz \int_{-\infty}^{\infty} E_{\delta}(\eta, y, \zeta, z) E_{\delta}(\eta, y', \zeta, z') \times \\ \times K_x(y, y', z, z') dy' dz'.$$

**Пример 11.** Определить дисперсию выходного сигнала после прохождения пространственного белого шума через фильтр с колокольной весовой функцией.

Известно, что спектральная плотность пространственного белого шума является величиной постоянной, т. е.  $S_x(\mu, \nu) = D_x = \text{const}$ . После прохождения сигнала через многомерный фильтр с колокольной весовой функцией, ПЧПФ которого имеет вид

$$W(i\mu, i\nu) = \exp \left[ -\frac{\pi^2 r_1^2}{\rho_1^2} (\mu^2 + \nu^2) \right],$$

спектральная плотность выходного сигнала

$$S_{x_1}(\mu, \nu) = D_x \exp \left[ -\frac{2\pi^2 r_1^2}{\rho_1^2} (\mu^2 + \nu^2) \right].$$

Чтобы найти дисперсию выходного сигнала, необходимо проинтегрировать спектральную плотность:

$$D_{x_1} = \iint_{-\infty}^{\infty} S_{x_1}(\mu, \nu) d\mu d\nu = \\ = D_x \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[ -\frac{2\pi^2 r_1^2}{\rho_1^2} (\mu^2 + \nu^2) \right] d\mu d\nu = \frac{D_x \rho_1}{2\sqrt{2} \pi^2 r_1^2}.$$

## 8.5. ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНЫЕ ПЕРЕДАТОЧНЫЕ ФУНКЦИИ МОДУЛИРУЮЩИХ ДИАФРАГМ, ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ

При определении ПЧПФ модулирующих диафрагм их считают линейными звеньями. Условие линейности предполагает, что реакция данного звена на сумму двух или более двумерных сигналов равна сумме реакций на каждый сигнал в отдельности. Так, если входной сигнал имеет вид

$$F(y, z) = aF_1(y, z) + bF_2(y, z),$$

то выходной сигнал для всех величин  $a$  и  $b$ , включая нуль,

$$F(\eta, \zeta) = aF_1(\eta, \zeta) + bF_2(\eta, \zeta).$$

ПЧПФ модулирующей диафрагмы так же, как и любого многомерного фильтра, определяется прямым преобразованием Фурье функции пропускания  $\tau(y, z)$ . Последняя представляет собой ступенчатую функцию координат:

$$\tau(y, z) = \begin{cases} 1 & \text{— для прозрачных элементов диафрагмы;} \\ 0 & \text{— для непрозрачных элементов.} \end{cases}$$

Очевидно,

$$W(i\mu, i\nu) = \iint_{-\infty}^{\infty} \tau(y, z) \exp[-2\pi(\mu y + \nu z)] dy dz \quad (8.26)$$

в декартовой системе координат и

$$W(i0, \psi) = \int_0^R \int_0^{2\pi} \tau(\rho, \varphi) \kappa [-2\rho r \cos(\varphi - \psi)] \rho d\rho d\varphi \quad (8.27)$$

в полярной системе координат.

Во многих случаях решения интегралов (8.26) и (8.27) получаются громоздкими даже при определении одной гармонической составляющей и, кроме того, это решение часто выражается через специальные функции (цилиндрические, гамма-функции и др.), оперировать которыми при спектральном пространственном анализе неудобно. Для модулирующих диафрагм, имеющих периодическую структуру, т. е. при периодическом повторении прозрачных элементов, наиболее удобным является метод определения ПЧПФ с применением отмеченных ранее свойств преобразований. В этом случае определяют преобразование Фурье функции пропускания одного элементарного прозрачного элемента, а затем применением теоремы смещения и принципа суперпозиции находят ПЧПФ всей модулирующей диафрагмы. Так, если преобразование Фурье функции пропускания  $\tau_0(y, z)$  прозрачного элемента, расположенного в начале координат  $yOz$ , равно  $W_0(i\mu, iv)$ , а другие прозрачные элементы удалены от «нулевого» элемента соответственно на  $n\Delta y$  и  $m\Delta z$  ( $n = 1, 2, 3, \dots, N$ ;  $m = 1, 2, 3, \dots, M$ ), то преобразование Фурье функции пропускания  $nm$ -го элемента

$$W_{nm}(i\mu, iv) = W_0(i\mu, iv) \kappa [2\pi(\mu n \Delta y + \nu m \Delta z)],$$

где  $\mu$  и  $\nu$  — пространственные частоты.

Согласно правилу суперпозиции ПЧПФ всей модулирующей диафрагмы определится выражением

$$W(i\mu, iv) = W_0(i\mu, iv) \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} \kappa [2\pi(\mu n \Delta y + \nu m \Delta z)]. \quad (8.28)$$

**Пример 12.** Определить ПЧПФ модулирующей диафрагмы, состоящей из чередующихся прозрачных и непрозрачных полос, равноотстоящих друг от друга (рис. 8.14, а).

Функция пропускания диафрагмы имеет вид:

$$\tau(y, z) = \begin{cases} 1 & \text{при } |y| < A/2; \quad |z| < b/2; \\ 0 & \text{при } |y| > A/2; \quad |z| > b/2. \end{cases}$$

Преобразование Фурье функции пропускания осесимметричного прозрачного элемента, расположенного в начале координат  $yOz$ , определится как

$$W_0(i\mu, iv) = \int_{-A/2}^{A/2} \int_{-b/2}^{b/2} \kappa [-2\pi(\mu y + \nu z)] dy dz = Ab \frac{\sin \pi \mu A}{\pi \mu A} \cdot \frac{\sin \pi \nu b}{\pi \nu b}. \quad (8.29)$$

Выражение (8.29) представляет собой модуль комплексной передаточной функции данного прозрачного элемента; каждый последующий прозрачный элемент модулирующей диафрагмы смещен относительно предыдущего по оси  $Oz$  на расстояние  $2b$ . На основании (8.28) находим ПЧПФ диафрагмы в целом:

$$W(i\mu, iv) = W_0(i\mu, iv) \sum_{m=0}^{M-1} \kappa (2\pi \nu m 2b) =$$

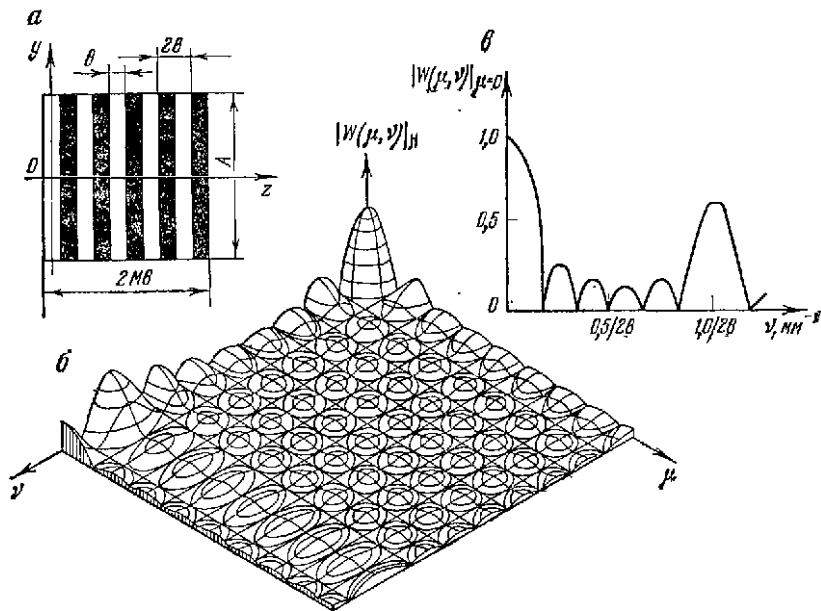
$$= W_0(i\mu, iv) \{1 + \kappa (2\pi \nu 2b) + \kappa (2\pi \nu 4b) + \dots + \kappa [2\pi \nu (M-1) 2b]\},$$

где выражение в фигурных скобках представляет собой геометрическую прогрессию, сумма членов которой

$$\Sigma = \frac{1 - \kappa [2\pi \nu (M-1) 2b]}{1 - \kappa (2\pi \nu 2b)} = \frac{\sin 2\pi \nu b (M-1)}{\sin 2\pi \nu b} \kappa [2\pi \nu b (M-2)]. \quad (8.30)$$



Рис. 8.14. Модулирующая диафрагма с чередующимися прозрачными и непрозрачными полосами (а), модуль ее ПЧФ (б) и одномерный разрез модуля ПЧФ (в).



С учетом (8.29) и (8.30) находим

$$W(i\mu, iv) = Mab \frac{\sin 2\pi\nu Mb}{2\pi\nu Mb} \cdot \frac{\sin \pi\mu a}{\pi\mu a} \frac{1}{\cos \pi\nu b} \kappa [2\pi\nu b (M-2)]. \quad (8.31)$$

Экспоненциальный множитель указывает на несовпадение начала координат  $yOz$  с центром диафрагмы.

Один квадрант модуля ПЧФ модулирующей диафрагмы с чередующимися прозрачными и непрозрачными полосами изображен на рис. 8.14, б, из рассмотрения которого следует, что в пространственно-частотных координатах максимумы амплитудной пространственно-частотной характеристики диафрагмы расположены вдоль координат оси  $O\nu$  при значениях  $\nu=0$ ;  $\nu = \pm 1/2b$  и соответственно равны  $|W(i\mu, iv)|_{\mu=\nu=0} = Mab$ ;  $|W(i\mu, iv)|_{\mu=0, \nu = \frac{1}{2b}} = 0,6376 Mab$ , что иллюстрируется рис. 8.14.

Максимум в начале пространственно-частотных координат характеризует чувствительность передаточной функции к равномерному распределению лучистого потока по всей плоскости модулирующей диафрагмы. Другие максимумы (при  $\mu=0$  и  $\nu = \pm 1/2b$ ) определяют чувствительность передаточной функции к такому распределению лучистого потока, когда край изображения теплового поля расположен параллельно полосам диска.

Для повышения пространственной селекции протяженных фонов с резко выраженными краями необходимо, чтобы передаточная функция модулирующей диафрагмы имела максимумы не по частотным осям  $O\mu$  или  $O\nu$ , а сдвинутые относительно них на какой-то фазовый угол. Такому требованию отвечает модулирующая диафрагма с шахматным расположением прозрачных и непрозрачных квадратов, размеры каждого из которых соизмеримы с диаметром пятна рассеяния оптической системы.

**Пример 13.** Определить ПЧПФ модулирующей диафрагмы с шахматным расположением равновеликих прозрачных и непрозрачных элементов (рис. 8.15, а). Функция пропускания «нулевого» прозрачного элемента

$$\tau(y, z) = \begin{cases} 1 & \text{при } |y| < a/2; |z| < b/2; \\ 0 & \text{при } |y| > a/2; |z| > b/2. \end{cases}$$

ПЧПФ элемента представляет собой двумерное преобразование Фурье

$$W_0(\mu, \nu) = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \kappa [-2\pi(\mu y + \nu z)] dy dz = ab \frac{\sin \pi \mu a}{\pi \mu a} \cdot \frac{\sin \pi \nu b}{\pi \nu b}$$

и является модулем ПЧПФ этого элемента.

Прозрачные элементы по оси  $Oz$  смещены относительно нулевого на расстоянии  $2mb$ , где  $m = 0, 1, 2, \dots, M$ . Поэтому на основании теоремы смещения преобразование Фурье функции пропускания ряда прозрачных элементов с координатами центров  $y = 0, z = 2mb$  определится по аналогии с (8.31) как

$$W_1(\mu, \nu) = Mba \frac{\sin 2\pi \nu Mb}{2\pi \nu Mb} \cdot \frac{\sin \pi \mu a}{\pi \mu a} \frac{1}{\cos \pi \nu b} \kappa [2\pi \nu b (M-1)].$$

Прозрачные элементы второго ряда смещены относительно первого по оси  $Oz$  на величину  $b$ , а по оси  $Oy$  на величину  $a$ . Преобразование Фурье функции пропускания двух рядов модулирующей диафрагмы запишется в виде

$$\begin{aligned} W_2(\mu, \nu) &= W_1(\mu, \nu) \{1 + \kappa [2\pi(\mu a + \nu b)]\} = \\ &= W_1(\mu, \nu) 2 \cos \pi(\mu a + \nu b) \kappa [\pi(\mu a + \nu b)] = \\ &= 2Mba \frac{\sin 2\pi \nu Mb}{2\pi \nu Mb} \cdot \frac{\sin \pi \mu a}{\pi \mu a} \frac{\cos \pi(\mu a + \nu b)}{\cos \pi \nu b} \kappa [\pi \mu a + \pi \nu b (2M+1)]. \end{aligned}$$

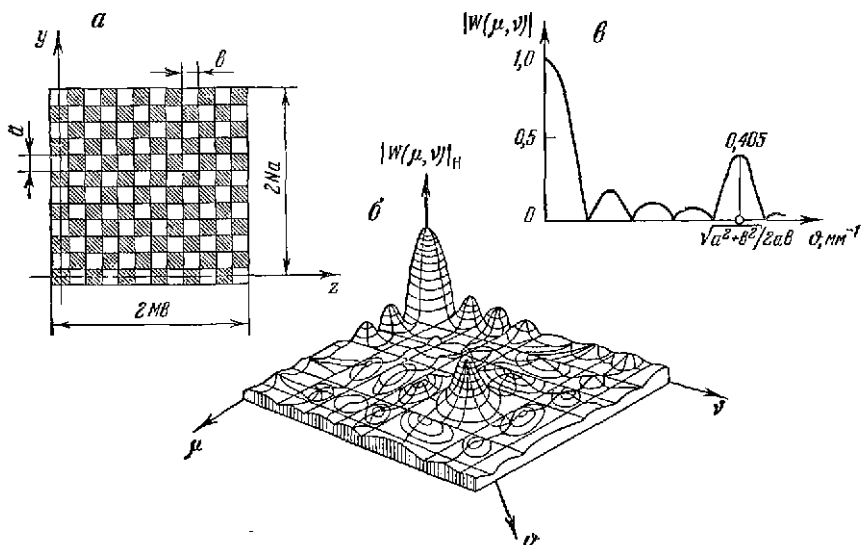


Рис. 8.15. Модулирующая диафрагма с шахматным расположением прозрачных и непрозрачных полос (а), модуль ее ПЧПФ (б) и одномерный разрез модуля ПЧПФ вдоль оси  $O\nu$ , направленной под углом  $45^\circ$  к осям  $O\mu$  и  $O\nu$  (в).

Первые два ряда прозрачных и непрозрачных элементов модулирующей диафрагмы по оси  $Oy$  повторяются с периодом  $2a$ . Следовательно, ПЧПФ модулирующей диафрагмы в целом

$$W(\mu, \nu) = W_2(\mu, \nu) (1 + \kappa (2\pi\mu 2a) + \kappa (2\pi\nu 4a) + \dots + \kappa [2\pi\mu (N-1) 2a]).$$

После подстановки значения функции  $W_2(\mu, \nu)$  и несложных преобразований получим окончательный вид ПЧПФ модулирующей диафрагмы с шахматным расположением прозрачных и непрозрачных участков [9]:

$$W(\mu, \nu) = 2MNab \frac{\sin 2\pi\mu Na}{2\pi\mu Na} \cdot \frac{\sin 2\pi\nu Mb}{2\pi\nu Mb} \frac{\cos \pi(\mu a + \nu b)}{\cos \pi\mu a \cdot \cos \pi\nu b} \times \\ \times \kappa \{ \pi [\mu (2N+1) a + \nu (2M+1) b] \}.$$

Один квадрант модуля ПЧПФ рассмотренной модулирующей диафрагмы представлен на рис. 8.15, б. Максимумы ПЧПФ соответствуют значениям пространственных частот  $\mu = 0$ ,  $\nu = 0$  и  $\mu = \pm 1/2a$ ,  $\nu = \pm 1/2b$  и имеют величины  $2MNab$  и  $0,405 \cdot 2MNab$ . Нормированная амплитудная пространственно-частотная характеристика в разрезе по координатной оси  $Oy$ , расположенной под углом  $\alpha = \text{arctg } a/b$  к оси  $Ox$ , изображена на рис. 8.15, в.

Как и для предыдущей модулирующей диафрагмы, передаточная функция чувствительна к равномерному распределению лучистого потока по всей площади модулирующей диафрагмы. Наличие максимумов при  $\mu = \pm 1/2a$  и  $\nu = \pm 1/2b$  указывает на хорошую чувствительность передаточной функции к резко выраженным краям фонового образования, расположенным под углом  $\alpha = \text{arctg } a/b$  к оси плоскости изображения.

Если рассмотренная модулирующая диафрагма сканирует вдоль осей  $Oy$  или  $Oz$ , то попадание лучистого потока протяженного фона с ярко выраженными краями, параллельными этим осям, к модуляции этого потока не приводит, чего нельзя сказать о модулирующей диафрагме с чередующимися прозрачными и непрозрачными полосами.

Для круговых модулирующих диафрагм аналитическое представление исходных функций пропускания и их преобразования проводят в полярной системе координат. Так плоскость изображений имеет координаты  $\rho$  и  $\varphi$ , которые связаны с прямоугольными координатами зависимостями:  $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$ ;  $\varphi = \text{arctg } z/y$ , а преобразование Фурье функции пропускания выражается через  $\theta$  и  $\Psi$ , причем  $\theta = \sqrt{\mu^2 + \nu^2}$ ;  $\Psi = \text{arctg } \nu/\mu$ , где  $\theta$  и  $\Psi$  — модуль и фаза вектора пространственной частоты  $\vec{\theta}$ .

ПЧПФ некоторых типов модулирующих диафрагм, применяемых в инфракрасной аппаратуре, представлены на рис. 8.16.

Качество процесса пространственной фильтрации оценивают отношением мощности сигнала от объекта к среднему квадратическому значению мощности сигнала помехи на выходе модулирующей диафрагмы (сокращенно сигнал/шум). Пусть в плоскости модулирующей диафрагмы заданы в виде пространственных функций энергетической освещенности полезный сигнал  $E_0(\eta, \xi)$  и сигнал фоновых или других помех  $E_n(\eta, \xi)$ , которые в общем случае являются случайными функциями координат. Предполагаем, что эти функции описывают стационарные эргодические изотропные процессы, не коррелированные между собой. Тогда суммарное распределение энергетической освещенности в плоскости модулирующей диафрагмы, определяющее полный входной сигнал,  $E_0(\eta, \xi) = E_c(\eta, \xi) + E_n(\eta, \xi)$ .

Мощность сигнала от объекта и среднее квадратичное значение мощности сигнала помехи на выходе модулирующей диафрагмы определяются следующими выражениями:

$$|E_{c \text{ вых}}(\eta, \xi)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_c(\mu, \nu) W(\mu, \nu) \kappa [2\pi(\mu\eta + \nu\xi)] d\mu d\nu \right|^2;$$

$$P_{\Pi}(\eta, \xi) = \iint_{-\infty}^{\infty} S_{\Pi}(\mu, \nu) |W(i\mu, i\nu)|^2 d\mu d\nu,$$

где  $S_c$  и  $S_{\Pi}$  — спектральные плотности сигнала от объекта  $E_c(\mu, \nu)$  и сигнала помехи  $E_{\Pi}(\mu, \nu)$  в плоскости модулирующей диафрагмы.

Отношения сигнал/шум в декартовой и полярной системах координат соответственно равны:

$$\chi^2(\eta, \xi) = \frac{[E_{c \text{ вых}}(\eta, \xi)]^2}{P_{\Pi}(\eta, \xi)} = \frac{\left| \iint_{-\infty}^{\infty} S_c(\mu, \nu) W(i\mu, i\nu) \kappa [2\pi(\mu\eta + \nu\xi)] d\mu d\nu \right|^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} S_{\Pi}(\mu, \nu) |W(i\mu, i\nu)|^2 d\mu d\nu};$$

$$\chi^2(\eta, \xi) = \frac{\left| \int_0^R \theta d\theta \int_0^{2\pi} S_c(\theta) W(i\theta, \Psi) \kappa [2\pi\theta r \cos(\varphi - \Psi)] d\Psi \right|^2}{\int_0^R S_{\Pi}(\theta) \theta d\theta \int_0^{2\pi} |W(i\theta, \Psi)|^2 d\Psi}.$$

Сравнение фильтрующих свойств различных модулирующих диафрагм на основании критерия сигнал/шум позволяет получить приемлемые для практики качественные характеристики пространственной фильтрации.

**Пример 14.** Определить отношение сигнал/шум для двух модулирующих диафрагм: с чередующимися прозрачными и непрозрачными полосами (рис. 8.14, а) и с шахматным расположением прозрачных и непрозрачных равновеликих участков (рис. 8.15, а). Для этого, следуя В. И. Мехрякову, упростим последнее выражение, применив к числителю неравенство Буяковского—Шварца:

$$\chi^2(\eta, \xi) \leq \frac{\left| \iint_{-\infty}^{\infty} S_c(\mu, \nu) d\mu d\nu \right|^2 \cdot \left| \iint_{-\infty}^{\infty} W(i\mu, i\nu) d\mu d\nu \right|^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} S_{\Pi}(\mu, \nu) |W(i\mu, i\nu)|^2 d\mu d\nu}$$

и все функции определим при значениях пространственных частот  $\mu_0, \nu_0$ , соответствующих положению основного максимума ПЧПФ. Тогда приближенное выражение сигнал/шум преобразуется в простую формулу:

$$\chi(\eta, \xi) \leq \frac{S_c(\mu_0, \nu_0)}{[S_{\Pi}(\mu_0, \nu_0)]^{1/2}}. \quad (8.32)$$

В формуле (8.32) как бы не учитываются характеристики модулирующей диафрагмы, так как ее передаточная функция отсутствует. Однако это не говорит о том, что структура модулирующей диафрагмы не влияет на отношение сигнал/шум. Действительно, основные максимумы передаточных функций диафрагм располагаются на вполне определенных пространственных частотах, значения которых отражают расположение, размеры и форму прозрачных и непрозрачных элементов данной модулирующей диафрагмы. Этими же факторами определяется и количество основных максимумов.

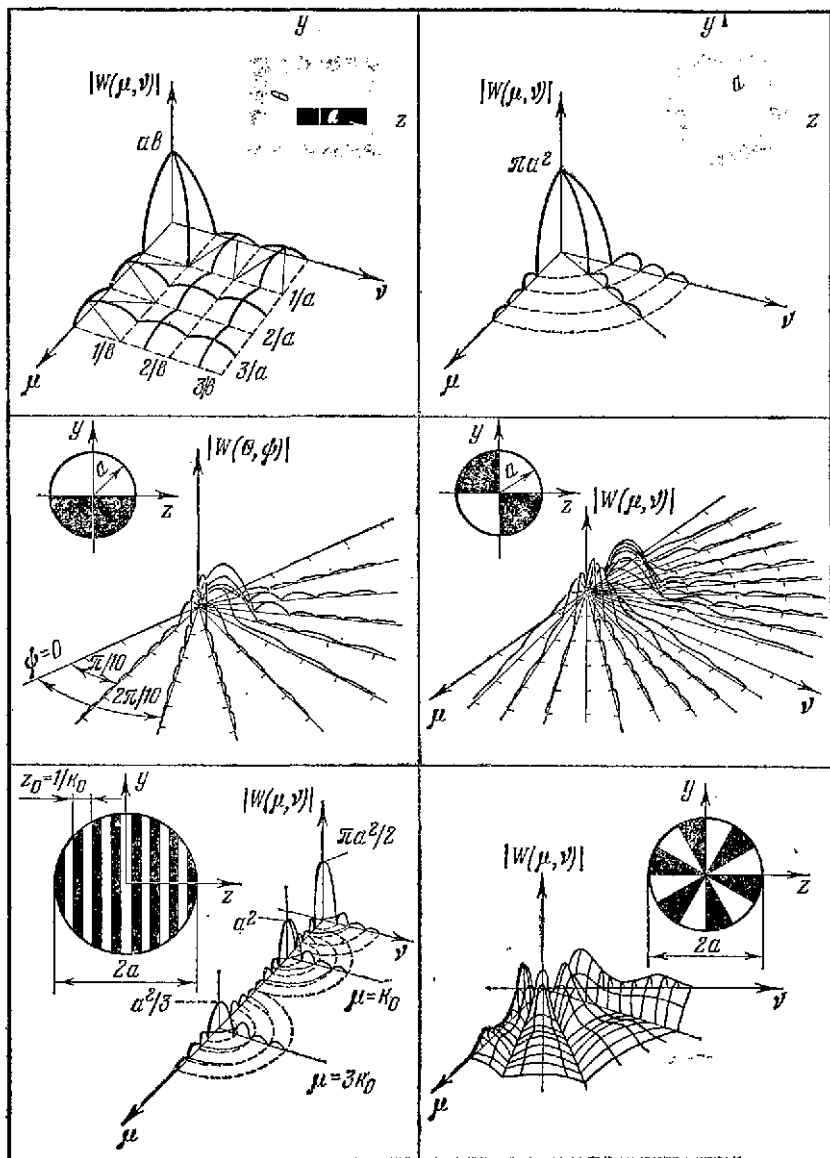


Рис. 8.16. Пространственно-частотные передаточные функции различных модулирующих диафрагм.

Для упрощения решения задачи сделаем допущение, что фон является изотропным и его энергетический спектр описывается выражением

$$S_{\Pi}(\mu, \nu) = S_{\Pi 0} / (a\mu^2 + b\nu^2 + \alpha^2)^\beta,$$

где  $a$  и  $b$  — величины, характеризующие анизотропию фона;  $\beta$  — величина, определяющая скорость уменьшения спектра с увеличением пространственной частоты;  $S_{\Pi 0} = S_{\Pi}(0, 0)$ . Допущение изотропности фона предполагает неизменность его статистических свойств по всем направлениям. Это оправдывается тем, что при работе вдали от горизонта и Солнца отсутствуют какие-либо факторы, вызывающие изменение вероятностных характеристик яркостного поля фона в любом направлении.

Предположим далее, что теплоизлучающий объект является точечным и пространственно-частотный спектр его изображения при фиксированной длине волны  $\lambda_0$  определяется формулой [12]

$$S_c(\mu, \nu) = \frac{2E_0 \sigma}{\lambda_0} \cdot \frac{I_1(2\pi r \sqrt{\mu^2 + \nu^2})}{2\pi r \sqrt{\mu^2 + \nu^2}},$$

где  $r$  — радиус дифракционного пятна;  $\sigma = \pi r^2$ ;  $E_0$  — амплитуда энергетической освещенности объектива, создающего изображение объекта.

Считая ширину  $a$  прозрачной полосы модулирующей диафрагмы 1 (с чередующимися прозрачными и непрозрачными полосами) равной стороне квадрата диафрагмы 2 (с шахматным расположением прозрачных и непрозрачных участков), а радиус дифракционного пятна  $r = a/2$ , имеем:

для диафрагмы 1

$$\chi_1 = \frac{|A \cdot I_1(2\pi\mu_{10} r) / (2\pi\mu_{10} r)|}{\sqrt{S_{\Pi}(\mu_{10})}} (\mu_{10}^2 + \alpha^2)^{\beta/2},$$

для диафрагмы 2

$$\chi_2 = \frac{|A \cdot I_1(2\pi r \sqrt{\mu_{20}^2 + \nu_{20}^2}) / (2\pi r \sqrt{\mu_{20}^2 + \nu_{20}^2})|}{\sqrt{S_{\Pi}(\mu_{20}, \nu_{20})}} (\mu_{20}^2 + \nu_{20}^2 + \alpha^2)^{\beta/2},$$

где

$$A = 2\pi r^2 E_0' / \lambda_0; \mu_{10} = \mu_{20} = \mu_0 = 1/2a.$$

Если предположить, что  $S_{\Pi}(\mu_{10}) = S_{\Pi}(\mu_{20}, \nu_{20})$ , т. е. что амплитудные значения спектра фона на данных частотах равны, то оценку эффективности фильтрующих свойств модулирующих диафрагм можно определить отношением

$$\varepsilon = \frac{\chi_2}{\chi_1} = \frac{I_1(2\sqrt{2}\pi\mu_0 r)}{\sqrt{2} I_1(2\pi\mu_0 r)} \cdot \left( \frac{12\mu_0^2 + \alpha^2}{\mu_0^2 + \alpha^2} \right)^{\beta/2}.$$

При  $\beta = 3/2$ ,  $\alpha \ll \mu_0$  и  $2r = a$  это отношение равно 1,163, т. е. модулирующая диафрагма 2 обеспечивает превышение полезного сигнала над фоновым примерно на 16% больше, чем модулирующая диафрагма 1.

При анизотропном распределении облученности в изображении фонового процесса в плоскости модулирующей диафрагмы пространственно-частотный спектр фона записывают в виде

$$S_{\Pi}(\mu, \nu) = S_{\Pi 0} / (a\mu^2 + b\nu^2 + \alpha^2)^\beta. \quad (8.33)$$

Рассмотрим влияние анизотропности фона на оценку эффективности модулирующих диафрагм 1 и 2. Предположим, что в формуле (8.33)  $a = 1$ ,  $b \rightarrow 0$ , т. е. фоновый процесс представляет край освещенного солнцем облака или линию горизонта, перпендикулярные прозрачным полосам модулирующей диафрагмы 1. В этом случае формула для оценки эффективности

$$\varepsilon = \frac{\chi_2}{\chi_1} = \frac{I_1(2\sqrt{2}\pi\mu_0 r)}{\sqrt{2}I_1(2\pi\mu_0 r)} = \text{const},$$

т. е. для конкретного значения радиусов изображения теплоизлучающего объекта величина  $\varepsilon$  постоянна.

Если край облака или линия горизонта параллельны прозрачным полосам модулирующей диафрагмы 1, т. е.  $b = 1$ ,  $a \rightarrow 0$ , то формулой для оценки эффективности является следующая:

$$\varepsilon = \frac{\chi_2}{\chi_1} = \frac{I_1(2\sqrt{2}\pi\mu_0 r)}{\sqrt{2}I_1(2\pi\mu_0 r)} \left( \frac{\mu_0 + \alpha^2}{\alpha^2} \right)^{\beta/2}.$$

При условии  $a \ll \mu$  величина  $\varepsilon \rightarrow \infty$ , так как величина  $\chi_1$  устремляется к нулю. Полученные результаты вполне согласуются с физикой процесса модуляции лучистого потока излучающих объектов. В первом случае, когда  $a = 1$  и  $b \rightarrow 0$ , модуляция фона не наблюдается и величины  $\chi_1$  и  $\chi_2$  остаются постоянными, зависящими лишь от амплитуд лучистых потоков объекта и фона. Второй случай при  $a \rightarrow 0$ ,  $b = 1$  приводит к получению одинаковой глубины модуляции лучистых потоков объекта и фона модулирующей диафрагмой 1, так как размеры изображений объекта и фона соизмеримы.

## 8.6. СПЕКТРАЛЬНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ

Если известны спектральные плотности излучения цели и фона, то, применяя оптические фильтры, можно поглотить излучение фона при одновременном незначительном ослаблении излучения цели. Этот метод ослабления или полного исключения нежелательных составляющих спектра излучения с помощью оптических фильтров, имеющих определенную спектральную характеристику пропускания, получил название спектральной фильтрации.

При работе инфракрасного прибора в дневных условиях в первую очередь должна быть ослаблена отраженная или рассеянная фоном солнечная радиация. Для этой цели применяют длинноволновые фильтры, пропускающие излучение с длиной волны больше граничной. Если же прибор предназначен для работы в ночных условиях, то мешающее излучение обусловлено собственным излучением фона, максимум мощности которого лежит в более далекой области спектра по сравнению с максимумом мощности отраженной солнечной радиации. В этом случае применяют коротковолновые фильтры, пропускающие излучение с длиной волны короче граничной. Возможно применение также полосовых фильтров с узкой полосой пропускания, имеющей заданные коротковолновую  $\lambda_1$  и длинноволновую  $\lambda_2$  границы.

Принцип спектральной фильтрации, заключающийся в выборе участка  $\lambda_1 \dots \lambda_2$  оптического спектра, для которого на выходе приемника излучения отношение сигнала от наблюдаемого излучателя к сигналу от фона наибольшее, поясним следующим примером. Предположим, что инфракрасный прибор предназначен для обнаружения самолета с задней полусферы в присутствии излучения солнца и собственного излучения земной поверхности. Спектр излучения типового фона представлен на рис. 8.17, а и имеет два максимума: коротковолновый (за счет отраженной солнечной радиации) и длинноволновый (вследствие собственного теплового излучения фона).

Спектральное распределение мощности излучения турбореактивного двигателя самолета имеет максимум в диапазоне 3,5 мкм (рис. 8.17, б), который совпадает с окном 3,2 ... 5,0 мкм пропускания атмосферы (рис. 8.17, в). Рассмотрение приведенных спектральных характеристик с учетом характе-

ристики приемника излучения (рис. 8.17, з) наводит на мысль, что излучение фона, воспринимаемое приемником, можно значительно ослабить, применив оптический фильтр (или систему фильтров) с полосой пропускания  $\lambda_1 \dots \lambda_2$ , показанную на рис. 8.17. При этом излучение цели, воспринимаемое приемником, уменьшится незначительно.

Оптимальный спектральный диапазон работы инфракрасного прибора определяют для заданных условий при помощи коэффициента использования приемника излучения, примененного в приборе. Под заданными условиями понимают: типовую цель, характеризующую спектральной плотностью излучения  $r_\lambda$ ; типовой для данной цели фон, характеризуемый спектральной энергетической яркостью  $B_\lambda$ ; состояние атмосферы, определяемое спектральным коэффициентом пропускания  $\tau_{a\lambda}$ ; коэффициент пропускания оптической системы прибора  $\tau_{п\lambda}$ ; спектральные характеристики приемника излучения  $S_{п\lambda}$  и фильтра  $S_{ф\lambda}$ .

На основании (6.2) коэффициенты использования приемником излучения применительно к цели  $\kappa_{ц}$  и к фону  $\kappa_{ф}$

$$\kappa_{ц} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda S_{п\lambda} \tau_{a\lambda} \tau_{п\lambda} S_{ф\lambda} d\lambda \bigg/ \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda d\lambda;$$

$$\kappa_{ф} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_\lambda S_{п\lambda} S_{ф\lambda} \tau_{a\lambda} \tau_{п\lambda} d\lambda \bigg/ \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_\lambda d\lambda.$$

Коротковолновую  $\lambda_1$  и длинноволновую  $\lambda_2$  границы фильтра выбирают так, чтобы отношение  $\kappa_{ц}/\kappa_{ф}$  было максимальным. Расчет обычно проводят графоаналитическим путем или с помощью ЭВМ для различных условий работы прибора и выбирают лучший вариант.

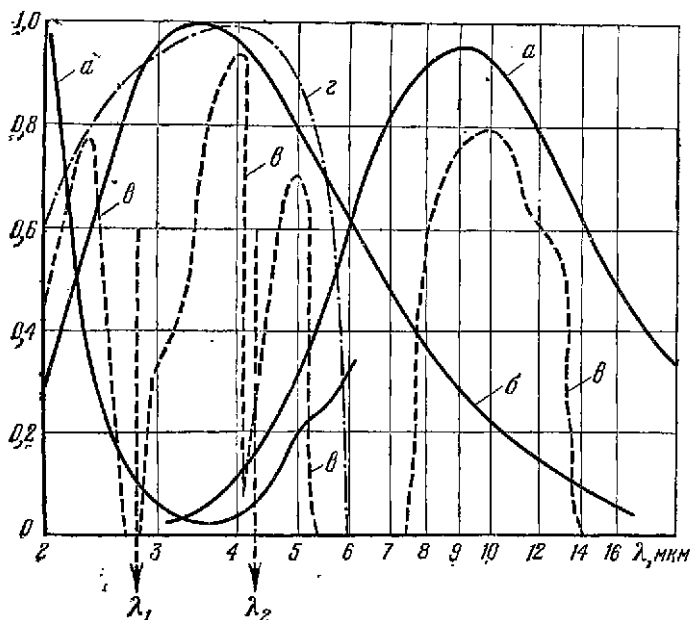


Рис. 8.17. К объяснению спектральной фильтрации: а — спектральная плотность лучистого потока, излучаемого типовым наземным фоном; б — спектральная плотность излучения турбореактивного двигателя самолета; в — график пропускания атмосферы.



Иногда оценку качества спектральной фильтрации ведут с помощью понятия эффективной спектральной ширины полосы пропускания  $\Delta\lambda_{эфф} = \lambda_2^0 \dots \lambda_1^0$ , где

$$\lambda_1^0 = \lambda_{\max} - \int_0^{\lambda_{\max}} r_{\lambda} S_{пл} \tau_{ал} \tau_{пл} d\lambda / (rS)_{\max}$$

$$\lambda_2^0 = \lambda_{\max} + \int_{\lambda_{\max}}^{\infty} r_{\lambda} S_{пл} \tau_{ал} \tau_{пл} d\lambda / (rS)_{\max}$$

$\lambda_{\max}$  — длина волны, при которой произведение  $r_{\lambda} S_{пл}$  максимально;  $(rS)_{\max}$  — максимальное значение функции  $r_{\lambda} S_{пл}$ .

В случае, если температура цели и фона, на котором она наблюдается, близки друг другу, спектральная фильтрация не дает эффекта. В остальных случаях спектральная фильтрация является действенным средством ослабления мешающего излучения фона, поэтому ее применение значительно улучшает технические данные аппаратуры.

## 8.7. ЭЛЕКТРОННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ

С точки зрения электронной фильтрации все инфракрасные системы делят на два типа. Назначение системы первого типа — обнаружить наличие теплоизлучающего объекта в поле зрения. В процессе работы они могут сильно исказить сигнал. Их единственной целью является выдача альтернативного решения — присутствует или нет теплоизлучающий объект, на основе оценки величины сигнала. Примерами систем первого типа являются тепловизоры, тепловые головки самонаведения и т. п. Их электронная схема должна быть рассчитана так, чтобы максимизировать отношение сигнала к шуму.

Системы второго типа должны не только установить наличие сигнала, но и определить его форму. Примерами систем такого типа являются сканирующие спектрометры, тепловизоры и т. п. Они должны воспроизводить сигнал как можно точнее с минимальным ухудшением за счет систематических искажений и шумов. Такое деление инфракрасных систем определяет основные требования к процессу электронной фильтрации и к схемам фильтров.

Рассмотрим оптимальный фильтр, назначение которого состоит в максимизации отношения сигнала к шуму. Если предположить, что фильтр является линейным стационарным звеном с передаточной функцией  $W(p)$  и на его вход подан шум со спектральной плотностью мощности  $N_{вх}(\omega)$  и на его выход подан шум со спектральной плотностью мощности  $N_{вых}(\omega) = N_{вх}(\omega) |W(i\omega)|^2$ . Интегрирование спектральной плотности  $N_{вых}(\omega)$  по всем частотам даст среднее значение квадрата шума на выходе электронного фильтра:

$$\bar{U}_{ш}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |W(i\omega)|^2 N_{вх}(\omega) d\omega. \quad (8.34)$$

Далее, если на вход фильтра подан известный сигнал  $U(t)$ , то напряжение сигнала на выходе фильтра

$$U_e = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U(i\omega) W(i\omega) e^{i\omega t} d\omega,$$

где  $U(i\omega)$  — преобразование Фурье функции  $U(t)$ :

$$U(i\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U(t) e^{-i\omega t} dt.$$

Отношение квадрата напряжения сигнала на выходе фильтра к среднему значению квадрата шума на выходе фильтра

$$\chi^2 = \frac{\left[ \int_{-\infty}^{\infty} U(i\omega) W(i\omega) e^{i\omega t} d\omega \right]^2}{\int_{-\infty}^{\infty} |W(i\omega)|^2 N_{\text{вх}}(\omega) d\omega}. \quad (8.35)$$

Выражение (8.35) позволяет вычислить отношение сигнала к шуму, если известны: форма сигнала  $U(t)$  или его преобразование  $U(i\omega)$ , спектральная плотность мощности шума на входе электронного фильтра  $N_{\text{вх}}(\omega)$  и комплексная передаточная функция фильтра  $W(i\omega)$ .

Следующим шагом является выбор вида функции  $W(i\omega)$ , при котором величина  $\chi$  максимальна. Решение такой задачи в общем виде возможно [15], однако фильтры, определяемые получающимися уравнениями, на практике воспроизвести трудно, а если это и удастся сделать, то они получаются слишком сложными.

Чаще фильтр берут в виде параллельного настроенного контура (рис. 8.18). Так как входной сигнал многих инфракрасных систем рассматриваемого типа хорошо аппроксимируется пачками импульсов синусоидальной формы, фильтр настраивают на частоту этих импульсов, а добротность контура  $Q$  принимают равной  $1/T$ , где  $T$  — продолжительность пачки. Ниже рассмотрены свойства такого фильтра [15].

Передаточная функция фильтра

$$W(i\omega) = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \cdot \frac{1}{1 + iQ(\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)}, \quad (8.36)$$

где

$$\omega_0^2 = 1/LC, \quad Q = \frac{R_1 R_2}{(R_1 + R_2) \omega_0 L} = \frac{R_1 R_2 \omega_0 C}{R_1 + R_2}.$$

Переходная функция  $h(t)$ , вызванная входным импульсом единичной интенсивности, определится как обратное преобразование функции  $W(i\omega)$  и согласно таблицам преобразований Лапласа:

$$h(t) = \frac{\exp(-\omega_0 t/2Q)}{R_1 C (1 - 1/4Q^2)^{1/2}} \sin[\omega_0 t (1 - 1/4Q^2)^{1/2} + \varphi], \quad (8.37)$$

где

$$\varphi = \text{arctg} \frac{\left(1 - \frac{1}{4Q^2}\right)^{1/2}}{-1}.$$

Уравнение (8.37) описывает пачку синусоидальных импульсов, похожую на входной сигнал, с той разницей, что вместо постоянной амплитуды в промежутке времени  $T$ , спадающей до нуля за пределами этого промежутка, переходная функция  $h(t)$  экспоненциально затухает с постоянной времени  $2Q/\omega_0$ . Кроме того, она имеет фазовый сдвиг  $\text{arctg}[-(4Q^2 - 1)^{1/2}]$ , который заключен между  $\pi$  и  $\pi/2$  и приближается к  $\pi/2$ , когда  $Q$  увеличивается [15].

Для получения уравнения сигнала на выходе фильтра представим входной сигнал как разность двух бесконечно длинных пачек синусоидальных импульсов, одна из которых начинается через промежуток времени  $T$  после другой:

$$U(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0, \\ u \sin \omega_1 t & \text{при } 0 < t < T = nT_1, \\ u \sin \omega_1 t - u \sin \omega_1 (t - T) & \text{при } T < t, \end{cases}$$

тогда, предполагая, что фильтр настроен на частоту  $\omega_1$ , находим

$$U_c = \int_0^t \frac{U e^{-\omega_0 \tau / (4Q)}}{R_1 C \left(1 - \frac{1}{4Q^2}\right)^{1/2}} \sin(\omega_1 \tau + \varphi) U(t - \tau) d\tau, \quad (8.38)$$

где  $\varphi$  обозначен фазовый сдвиг.

На рис. 8.19 показаны входной сигнал  $U(t)$ , переходная функция фильтра  $h(t)$ , сигнал  $U(t - \tau)$  и график функции (8.38). В интервале от  $t = 0$  до  $t = T$  амплитуда  $U_c$  увеличивается по закону  $1 - \exp(-\omega_0 t / 2Q)$ . После  $t = T$   $U_c$  затухает по экспоненте  $\exp(-\omega_0 t / 2Q)$ .

Максимальное значение  $U_c$  может быть найдено по формуле  $U_c = R_2 / (R_1 + R_2) UM$ , где  $M$  определяют по графику рис. 8.20 в зависимости от добротности контура  $Q$  и числа импульсов  $n$  в пачке.

Для нахождения среднего квадратического напряжения шумов на выходе фильтра, обусловленного спектральной плотностью мощности шума  $N_{вх}(\omega)$  на входе фильтра, предположим, что  $N_{вх}(\omega) = N_0^2 = \text{const}$ . Используя уравнения (8.34) и (8.36), находим

$$U_{ш}^2 = \frac{N_0^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{R_2}{R_1 + R_2} \right)^2 \frac{d\omega}{1 + Q^2 (\omega / \omega_0 - \omega_0 / \omega)^2} = N_0^2 \frac{\omega_0}{4Q} \left( \frac{R_2}{R_1 + R_2} \right)^2.$$

Тогда отношение сигнала к шуму

$$\chi = \frac{U_c}{\sqrt{U_{ш}^2}} = 2 \cdot \frac{UM_1}{N_0} \left( \frac{Q}{\omega_0} \right)^{1/2}.$$

Расчеты показывают, что простой фильтр, изображенный на рис. 8.18, обеспечивает до 90% значения оптимального отношения сигнала к шуму, получающегося с идеальным фильтром.

Определение оптимальной полосы пропускания электронной схемы имеет важное значение для инфракрасных систем второго типа (систем воспроизведения). Скорость реакции фильтра на импульс прямоугольной формы обратно пропорциональна полосе пропускания, а пиковая мощность выходного сигнала пропорциональна квадрату полосы пропускания. Поэтому если полосу пропускания увеличивать, то время реакции уменьшится, а мощность выходного сигнала быстро достигнет постоянной величины. С другой стороны, мощность шума на выходе фильтра увеличивается линейно с полосой пропускания. Очевидно, имеется оптимальная полоса пропускания, при которой отношение сигнала к шуму является максимальным.

Теория фильтрации в применении к системам воспроизведения была разработана Винером и Колмогоровым. Эта теория в значительной мере является математической. Упрощенное изложение этой теории дано в ряде работ [15, 17, 18]. Здесь мы остановимся на практических выводах из этих работ.

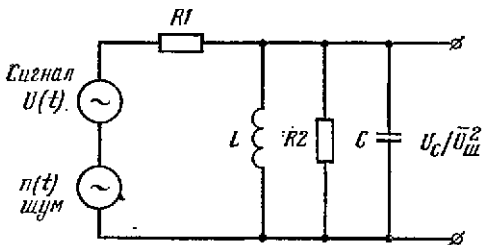


Рис. 8.18

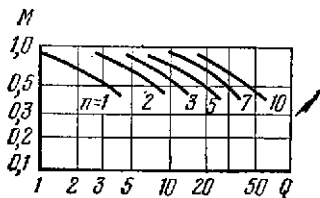


Рис. 8.20

Рис. 8.18. Схема параллельного электронного фильтра.

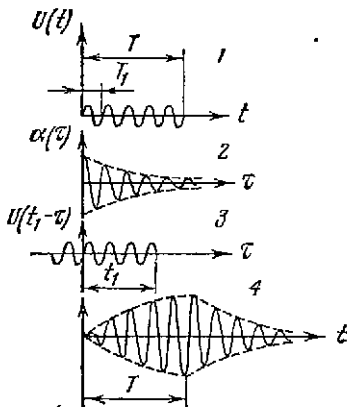


Рис. 8.19

Рис. 8.19. Формы сигналов для полосового фильтра: 1 — входной сигнал; 2 — переходная функция; 3 — входной сигнал, сдвинутый по времени; 4 — выходной сигнал.  
Рис. 8.20. График зависимости коэффициента  $M$  (формула 8.38) от добротности фильтра при различном числе импульсов в пакете.

Для входного сигнала прямоугольной формы максимум отношения сигнала к шуму получается при условии  $\Delta f \tau_{\text{имп}} \approx 0,5$ , где  $\Delta f$  — полоса пропускания фильтра на уровне 3 дБ, а  $\tau_{\text{имп}}$  — продолжительность импульса. Передаточная функция идеального согласованного фильтра представляет собой комплексно-сопряженную величину преобразования Фурье входного сигнала. Идеальный фильтр физически не реализуем. Для тех фильтров, которые могут быть реализованы, отношение сигнала к шуму на 1-2 дБ меньше, чем для идеального согласованного фильтра. Оптимум полосы пропускания для решения задачи воспроизведения какого-либо импульса получается при условии, что величина  $\Delta f \tau_{\text{имп}}$  находится в пределах 0,25 ... 0,75.

На рис. 8.21 показано влияние полосы пропускания на форму и продолжительность импульса прямоугольной формы после его прохождения через фильтр. Для значений  $\Delta f \tau_{\text{имп}} < 0,5$  амплитуда импульса уменьшается, а продолжительность увеличивается. Для значений  $\Delta f \tau_{\text{имп}} > 0,5$  амплитуда остается практически постоянной, а форма импульса близка к прямоугольной. Для точной передачи формы импульса может потребоваться выполнение условия  $\Delta f \tau_{\text{имп}} \approx 4$ .

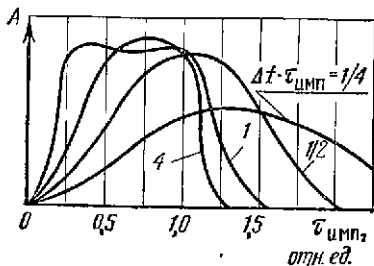


Рис. 8.21. Форма импульса прямоугольной формы после прохождения через фильтр с различной полосой пропускания.

В инфракрасных системах с модуляцией лучистого потока образуются боковые частоты. Центральную частоту полосы пропускания фильтра для таких систем делают равной несущей частоте, а саму полосу пропускания выбирают достаточно широкой для пропускания желаемого числа боковых частот. Так

как боковые частоты в системе с амплитудной модуляцией кратны частоте  $f_m$  вращения модулирующей диафрагмы, то минимальная полоса пропускания  $\Delta f_{\text{мин}} = 2f_m$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреев В. Д. Прохождение полезного сигнала и сигнала фона через радиально-щелевые обьекторы систем индикации светящихся объектов. — «Изв. АН СССР ОТН, Техническая кибернетика», 1963, № 3.
2. Ароян Р. Техника пространственной фильтрации. Пер. с англ. М., ИЛ, 1968.
3. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. Пер. с англ. М., «Мир», 1970.
4. Деньщиков К. К. Метод имитации ИК фонов облачного неба для исследования помехозащищенности оптико-электронных САР. — «Изв. вузов СССР. Приборостроение», 1969, т. XII, № 10.
5. Джейкинс Г., Ватс Д. Спектральный анализ и его приложения. Пер. с англ. М., «Мир», 1971.
6. Дубиновский А. М. К расчету оптимальных характеристик пространственных фильтров. — «Оптико-механическая промышленность», 1964, № 2.
7. Ефимов М. В. Следящие системы с оптическими связями. М., «Энергия», 1969.
8. Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф. Инфракрасные системы. М., «Сов. радио», 1968.
9. Криксунов Л. З., Найговзин О. И., Мехряков В. И. Частотно-временные и пространственно-частотные характеристики модулирующих устройств. М., «Машиностроение», 1972.
10. Лахти Б. П. Системы передачи информации. М., «Связь», 1971.
11. Левшин В. И. Пространственная фильтрация в оптических системах индикации. М., «Сов. радио», 1971.
12. Марешаль А., Фрянсон М. Структура оптического изображения. Пер. с франц. М., «Мир», 1964.
13. О'Нейл. Введение в статистическую оптику. Пер. с англ. М., ИЛ, 1966.
14. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике. Пер. с англ. М., «Мир», 1971.
15. Физика и техника инфракрасного излучения. Пер. с англ. М., «Сов. радио», 1965. Авт.: Джемиссон Дж. Э., Мак-Фи Р. Х., Пласс Дж. Н., Грубе Р. Г., Ричардс Р. Дж.
16. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М., Гостехиздат, 1957.
17. Шестов Н. С. Выделение оптических сигналов на фоне случайных помех. М., «Сов. радио», 1965.
18. Якушенков Ю. Г. Основы теории и расчета оптико-электронных приборов. М., «Сов. радио», 1971.
19. Aroyan G. F. The Technique of Spatial Filtering. — «Proc. of the IRE», 1959, v. 47, № 9.
20. Eldering H. G. The Theory of Optimum Spectral Filtering. — «Infrared Phys.», 1964, № 4.
21. Montgomeri W. D., Broon P. M. Spatial Filtering. — «JOSA», 1962, v. 52, № 11.
22. Seyrafi K., Davison C. A. Spatial Filtering Synthesis. — «Infrared Phys.», 1964, № 4.
23. Yates H. W., Fisher R. F., Leftwich A. Survey of Infrared Trackers. — «Applied Optics», 1966, v. 5, № 4.

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Аберрации оптические 196, 206  
Абсолютно черное тело 10—12, 26, 30  
— имитатор 96, 100  
— модель 92—102  
— параметры 101  
Активная среда 108  
Анализатор 324, 327  
Анизотропия 170, 190, 340, 375  
Астигматизм 197  
Атмосфера 124—128, 172—173  
Атмосферные окна 115, 130, 173  
Аэродинамический нагрев 138
- Бесселя функция 328, 365  
Болометр 10, 16, 230, 237, 245, 247  
Бугера закон 186, 189
- Валептная зона 255  
Видикон 297, 301  
Вина закон смещения 13, 50, 94  
Виньетирование 193  
Волновое уравнение 146  
Волоконный светопровод 293, 299
- Гаусса закон 189  
Герлаха чёрное тело 94  
Гершеля опыты 7  
Главная плоскость 195  
Глобар 92  
Гуфе метод 95—96
- Дельта-функция 377  
Диафрагма анализирующая 315  
— апертурная 101, 195, 207  
— модулирующая 195, 316, 340, 347  
— поля зрения 195  
Динод 251, 253, 275, 281, 295  
Дирихле функция 377  
— условия 356, 361  
Диссектор 304—305  
Дисторсия 287  
Дюлонга и Пти закон 11
- Закон квадратов синусов 9  
— поглощения 159  
— преломления 148  
Зеебека эффект 236  
Зеемана эффект 348  
Зеркало сканирующее 208—211  
Зона проводимости 255
- Излучатель массовый 10  
— пьезоэлектрический 337  
— селективный 26  
— «тёмный» 103  
— точечный 22, 355  
— эталонный 12
- Излучение атмосферы 124  
— видимое 21  
— водной поверхности 128, 134  
— звезд 122—125  
— земной поверхности 128, 130  
— инфракрасное 18, 21, 30, 102, 285  
— когерентное 117, 119  
— люминофоров 291  
— монохроматическое 19, 22, 290  
— наземных фондов 128—129  
— оптическое 20  
— планет 122  
— полярных сияний 127  
— рентгеновское 18, 21  
— спонтанное 21  
— стимулированное 21  
— тепловое 6, 18, 21  
— теплоизлучающих объектов 143—144  
— фона 355  
— ультрафиолетовое 16, 21
- Индикатриса излучения 85, 88, 135, 140  
— оптическая 170—171  
— рассеяния 159  
— энергетической силы света 86
- Инфракрасная спектроскопия 15, 91  
— фотография 17, 18  
Источники излучения 91, 108, 120
- Канальный умножитель 296  
Квант 18, 23  
Квантовая эффективность 248, 267  
Квантовый выход 232, 252  
Керра эффект 190, 325  
Кирхгофа закон 10  
Клин оптический 211—212  
Колличество осажденной воды 173—176  
Колмогорова закон 187  
Кома 197  
Корреляционная функция 374  
Коэффициент виньетирования 198  
— излучения 30, 32, 37—48

— использования приёмника 234, 393  
— ослабления 25  
— отражения 25, 128, 147, 149—154  
— поглощения 25, 147, 158—159  
— пропускания 25, 147, 161, 177  
— рассеяния 25, 147, 182—184  
— яркости 85—86  
— энергетической яркости 148  
Кружок рассеяния 210, 216, 286—287

Лазеры 107, 112—120  
Ламберта закон 84—85, 102  
Лампы бегущей волны 279  
— газоразрядные 103—106  
— дуговые 106,  
— кварцевые 103  
— накалывания 102, 103  
— накачки 108, 109  
— прожекторные 102  
— ртутные 104  
— ртутно-кварцевые 104  
— трубчатые 103  
Лесли куб 92  
Линза иммерсионная 286  
Лорентц — Лоренца формула 222  
Луммера и Принсгейма опыты 12, 13, 94  
Лучистый поток 23, 30  
Люминофор 22, 106, 290—291

Магнитооптический эффект 322  
Майкельсона эшелон 282  
Меллони опыты 9, 93  
Метаскоп 16  
Метеорологическая дальность видимости 182—183, 186  
Михельсона формула 13  
Модулирующий диск 315  
Модулятор 323, 337, 342  
Модуляция добротности 109  
Модуляция оптического излучения 315, 317, 340, 346, 350  
— амплитудная 317  
— фазовая 340  
— частотная 346  
— широтно-импульсная 350

Небо дневное 126  
— ночное 124  
Нернста штифт 91  
Николя призма 324, 325  
Нить вольфрамовая 102, 103

Облака 126—127, 185  
Обнаружительная способность 233, 259, 260  
Объектив 193, 198—201, 217  
Окружность нутации 316, 322  
Ортакон 297

Отклоняющее устройство 220, 221—223, 228

Отражатель 147, 148  
Отражение 24, 147, 149

Парсеваля теорема 364  
Передающая трубка 27, 297, 299, 311  
Пикте опыт 6  
Пирометр 98  
Планка закон 14, 50, 62, 94  
Плотность излучения 23, 30, 50—51, 52—65

— спектральная 48—49  
Поверхность матовая 85  
Поглощательная способность 10, 11  
Поглощение 24, 158  
Показатель преломления 154—158, 170, 188, 221

— затухания 186  
Поккельса эффект 326  
Поле зрения 193, 211  
Полосы поглощения 173  
Поляризатор 148, 324, 327  
Поляризация 19

Порог чувствительности 233, 246  
Постоянная Больцмана 50, 232, 280  
— Верде 322  
— Вина 13

— Планка 18, 50  
— Стефана — Больцмана 12, 232  
— электрооптическая 326, 335

Преломление 147  
Прожектор 102  
Пропускание 24, 160  
— атмосферы 173—188  
Приемник излучения 230  
— многоэлементный 231, 259, 265, 267

— мозаичный 259  
— неселективный 26, 231  
— одноэлементный 231  
— оптико-акустический 230  
— пироэлектрический 230, 246, 283  
— селективный 26  
— с  $p$ - $n$  переходом 263  
— тепловой 230  
— фотогальванический 265  
— фотонный 230

Пространственно-частотная переда- точная функция 378

Радиометр 16  
Разрешающая способность 19  
Рассеяние 25, 147, 159, 182  
Резонатор оптический 109, 282  
Рубенса и Михеля опыты 94  
Рэдея — Джинса закон 14, 50

Световая отдача 290  
Сенсибилизация 109  
Серое тело 26, 30, 51  
Случайные функции 373

- Спектр амплитуд 356
- излучения лазера 107
- пространственно-частотный 370
- фаз 356
- Спектральная плотность излучения 24
- Спектрометр 117, 334
- Стефана — Больцмана закон 12, 23, 51, 94
- Столетова закон 247
- Стратона — Хаутона функция 159
- Супериконоскоп 297
  
- Телесный угол 27, 85, 192
- Температура выхлопных газов 134
- излучения 12
- торможения 138
- цветовая 47
- яркостная 47
- Тепловидение 267
- Термостолбик 9, 11, 12, 15
- Термоэлемент 230, 236
  
- Увеличение электронно-оптическое 285
- Угол зрения 213
  
- Фазовращатель 328
- Факел газовый 45—48, 135—137, 194
- Фарадея эффект 322
- Фильтр дифракционный 167
- интерференционный 167, 207
- многомерный 376
- оптический 25, 160
- поглощающий 167, 170
- полосовой 167, 170
- пространственный 376
- рассеивающий 167
- электрический 376
- Фильтрация пространственная 355, 383
- Фокусирующая система 192, 195, 198, 204, 286, 288
- зеркальная 198
- зеркально-линзовая 204—205
- линзовая 195
- электромагнитная 288
- ЭОП 286
- Фон 289, 376, 390, 391
  
- Фотодиоды 230, 269
- вакуумные 277
- лавинные 271
- поверхностно-барьерные 270, 271
- с гетеропереходом 270
- Фотокатод 248—249, 281
- полупрозрачный 285, 187
- ФЭУ 251
- ЭОП 289
- Фотолюминесценция 21
- Фотон 23, 247—248
- Фоторезистор 15, 230, 255
- Фототок 247
- Фототранзистор 230, 273
- Фотоселекционный умножитель 27, 247, 251, 274, 279
- Фотозлемент бегущей волны 279
- Фотозонноскопный преобразователь 304
- Франца — Келдыша эффект 228
- Фурье интеграл 362
  
- Ханкеля преобразование 355, 372, 378
- Характеристика приемника 231
- вольтовая 236
- световая 249
- спектральная 234, 257, 261
- частотная 235, 261
- энергетическая 236
- Хемилюминесценция 22
- Хипчина — Винера спектр 373
  
- Частота колебаний 48
- пространственная 370
- Чувствительность 231, 289
  
- Шум приемника 232, 251, 253, 262
- Штарка эффект 349
  
- Эвапорограф 16, 307
- Эйнштейна закон 290
- Электролюминесцентный преобразователь 309
- Электролюминесценция 22
- Электрооптический преобразователь 16, 27, 285, 292, 297
- Электрооптический эффект 224, 325
- Эмиссия фотоэлектронов 298
  
- Энергетический выход 290
- Яркость свечения экрана 290
- темного фона, 289
- энергетическая 23, 84—85, 128