

ДЛЯ ВУЗОВ

В.П. Савиных, В.А. Соломатин

ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

*Рекомендовано учебно-методическим объединением
вузов Российской Федерации по образованию в
области геодезии и фотограмметрии в качестве
учебника для студентов высших учебных заведений,
обучающихся по направлениям подготовки
21.03.03 – Геодезия и дистанционное зондирование
с присвоением квалификации (степени) бакалавр*



МОСКВА
«МАШИНОСТРОЕНИЕ»
2014

УДК 528.5
ББК 26.12
С 13

Рецензенты:

академик РАН, д.т.н., проф. В.Г. Бондур;
начальник отдела ОАО «Корпорация «Комета»
д.т.н. Н.И. Аржаненко

Савиных В.П., Соломатин В.А.

С 13 **Оптико-электронные системы дистанционного зондирования: учебник.** — М.: Машиностроение, 2014. — 432 с.: ил.

ISBN 978-5-94275-754-0

Представлены основы теории, элементная база, принципы построения, схемы, параметры и характеристики оптико-электронных систем дистанционного зондирования Земли: лидаров, спектрометров, сканеров различных типов.

Для студентов, обучающихся по направлению «Геодезия и дистанционное зондирование». Может быть полезна студентам, инженерам и научным работникам в области оптического и оптико-электронного приборостроения.

УДК 528.5
ББК 26.12

ISBN 978-5-94275-754-0

© Савиных В.П., Соломатин В.А., 2014

© ООО «Издательство Машиностроение», 2014

Перепечатка, все виды копирования и воспроизведения материалов, опубликованных в данной книге, допускаются только с разрешения издательства и со ссылкой на источник информации.

Оглавление

Предисловие	6
Часть 1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ	
Глава 1. Введение	8
1.1. Общая характеристика методов дистанционного зондирования. .	8
1.2. Оптические средства дистанционного зондирования.	14
1.3. Структура и классификация оптико-электронных систем.	16
1.4. Краткая историческая справка	19
Глава 2. Энергетическое описание сигналов	22
2.1. Особенности описания сигналов в оптико-электронных системах	22
2.2. Классификация излучателей	24
2.3. Энергетические и фотометрические параметры и характеристики оптических сигналов	26
2.4. Черное тело как идеальный излучатель	34
2.5. Параметры и характеристики излучателей в области отраженного излучения	35
2.6. Параметры и характеристики излучателей в области собственного излучения	39
2.7. Псевдотемпературы	44
2.8. Наземные источники излучения.	47
2.9. Атмосферные источники излучения.	50
2.10. Космические источники излучения	52
Глава 3. Спектральное описание детерминированных сигналов (по Фурье).	55
3.1. Спектральные характеристики периодических детерминированных сигналов.	55
3.2. Спектральные характеристики непериодических детерминированных сигналов	63
3.3. Свойства преобразования Фурье.	66
3.4. Детерминированные сигналы в оптико-электронных системах (ОЭС).	72
Глава 4. Математическое описание случайных сигналов.	81
4.1. Вероятностные характеристики	81

4.2. Параметры и характеристики случайного процесса (моменты распределения)	84
4.3. Спектр случайного сигнала	90
4.4. Случайные сигналы в оптико-электронных системах	93
Глава 5. Информационные параметры сигналов	98
5.1. Количество информации и энтропия	98
5.2. Поле излучения как источник информации	101
Глава 6. Преобразование сигналов в оптико-электронных системах	107
6.1. Основные понятия из теории линейной фильтрации	107
6.2. Оптимальная линейная фильтрация	110
6.3. Временная фильтрация. Накопление	114
6.4. Спектральная фильтрация	117
6.5. Пространственная фильтрация	119
6.6. Выборка	128
6.7. Модуляция	138
6.8. Демодуляция	141
6.9. Сканирование	145
Глава 7. Прохождение оптического излучения через атмосферу	149
7.1. Общая характеристика влияния атмосферы на оптические сигналы.	149
7.2. Строение и состав атмосферы. Модели атмосферы	152
7.3. Поглощение излучения атмосферой.	157
7.4. Рассеяние излучения в атмосфере	166
7.5. Флуктуационные явления в атмосфере	171
7.6. Рефракция оптических лучей	175
7.7. Учет атмосферного влияния на результаты дистанционного зондирования	178
ЧАСТЬ 2. ЭЛЕМЕНТЫ И УЗЛЫ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМ	182
Глава 8. Оптическая система.	182
8.1. Геометрические параметры оптической системы.	182
8.2. Аберрации оптических систем	189
8.3. Критерии качества оптической системы. Оптическая система как линейный фильтр.	196
8.4. Объективы	201
8.5. Конденсоры	206
8.6. Волоконно-оптические элементы	208
8.7. Оптические модуляторы-обтюраторы	210
8.8. Оптические фильтры	212
8.9. Диспергирующие элементы	217
8.10. Поляризационные призмы	226
8.11. Пространственно-временные модуляторы и преобразователи некогерентного изображения в когерентное	230
8.12. Оптические элементы сканирующих систем	233

8.13. Аппаратурные источники излучения	240
8.14. Передающие оптические системы	247
Глава 9. Приемники излучения	250
9.1. Классификация приемников излучения	250
9.2. Параметрические и характеристики приемников излучения	252
9.3. Тепловые приемники излучения	262
9.4. Фотоэлементы, фотоэлектронные умножители и электронно-оптические преобразователи	266
9.5. Фоторезисторы и QWIP-приемники	272
9.6. Фотодиоды	280
9.7. ПЗС-матрицы	286
9.8. КМОП-матрицы	291
9.9. Гибридные, монолитные и многоцветные приемники излучения	295
9.10. Охлаждение приемников излучения	298
ЧАСТЬ 3. ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЕ ОБОРУДОВАНИЕ	300
Глава 10. Принципы построения оптико-электронных систем дистанционного зондирования	300
10.1. Лидары	300
10.2. Оптико-электронные радиометры	313
10.3. Оптико-электронные спектрометры	320
10.4. Сканеры	336
Глава 11. Бортовые оптико-электронные системы дистанционного зондирования Земли и космических орбитальных станций	358
11.1. Аппаратура дистанционного зондирования спутников серии «Метеор» и «Ресурс»	358
11.2. Аппаратура дистанционного зондирования орбитальных станций «Салют» и «Мир»	365
Глава 12. Оптико-электронные системы в современных программах дистанционного зондирования Земли	378
12.1. ADEOS	378
12.2. SPOT-4	386
12.3. TERRA	389
12.4. IKONOS-2	398
12.5. CALIPSO	400
12.6. TAIKI	404
12.7. PLEIADES	406
12.8. GLORY	409
12.9. SPOT-6,7	412
12.10. Канопус-В, БКА	415
12.11. LANDSAT-8	418
12.12. PROBA-V	422
12.13. OCO-2	425
Список литературы	429

Предисловие

Главная цель книги — всестороннее, методически обоснованное изложение основ теории и принципов построения оптико-электронных систем дистанционного зондирования Земли, по мнению авторов, достигнута. Уже не одно поколение выпускников, прежде всего Московского государственного университета геодезии и картографии (МИИГАиК), изучали одноименную учебную дисциплину, обращались к изданному в 1995 году издательством «Недра» учебнику.

Однако за это время произошли существенные изменения: расширился спектр задач, решаемых методами дистанционного зондирования Земли из космоса, ужесточились требования к параметрам и характеристикам съемочной аппаратуры, в первую очередь в отношении спектрального и пространственного разрешения, более совершенной стала элементная база оптико-электронных систем. Проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса представляют сегодня не только научный, но и образовательный интерес. Ведущие университеты многих стран участвуют в космических программах, разрабатывают свои университетские спутники, предназначенные для космических исследований, используют космическую информацию в учебном процессе. Так, например, обычным делом студентов факультета прикладной космонавтики и фотограмметрии МИИГАиК является обработка космической информации, полученной со спутников, при выполнении курсовых и дипломных работ, при проведении научных исследований.

Во втором издании учебника авторы постарались учесть произошедшие изменения, представить новые тенденции в развитии оптико-электронных систем дистанционного зондирования Земли из космоса.

В первой части учебника рассматриваются теоретические основы построения оптико-электронных систем дистанционного зондирования. Эта область знаний является сравнительно консервативной, поэтому первая часть учебника не претерпела существенных изменений при переиздании.

Во второй части рассмотрены основные элементы и узлы, из которых состоят оптико-электронные системы дистанционного зондирования. В эту часть включены материалы по новым типам приемников излучения, новым перспективным элементам оптической системы.

Третья часть книги посвящена принципам построения оптико-электронных систем дистанционного зондирования. Эта часть дополнена описанием схем, представлением параметров и характеристик современных разработок, реализованных в последнее десятилетие в рамках ведущих международных программ в области дистанционного зондирования Земли.

Главы 7 и 11 учебника написаны В.П.Савиных, глава 12 — совместно, остальные главы — В.А.Соломатиним.

Авторы благодарны О.Н. Колесниковой за оказанные консультации, Е.П. Старшиновой и К.В. Берёзиной за помощь в подготовке рукописи к изданию.

ЧАСТЬ 1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ

Г Л А В А П Е Р В А Я

Введение

1.1. Общая характеристика методов дистанционного зондирования

Дистанционное зондирование — это получение информации об объекте по результатам измерений, производимых без прямого контакта с этим объектом, т. е. на некотором расстоянии. Дистанционное зондирование в целях исследования природных ресурсов и экологии в настоящее время ведется как бы на трех уровнях: наземном, самолетном и космическом. Наземные и аэрокосмические средства в совокупности позволяют получить достоверную и исчерпывающую информацию.

Важнейшими особенностями аппаратуры, работающей *на космических платформах* (спутниках, пилотируемых космических кораблях и орбитальных станциях), являются автономность работы, требования, связанные с большим расстоянием до объекта исследования, с передачей информации на Землю по линиям связи, необходимость учета влияния большого слоя атмосферы. Достоинства космических платформ — большой обзор территории, обеспечение широкого комплекса задач дистанционного зондирования, исследование значительных территорий в одинаковых физических условиях съемки.

Самолетные системы могут использоваться для предварительной отработки принципов построения, схем и опытных образцов космической аппаратуры. Большое значение имеют эти системы

для отработки методик дешифрирования космической информации. В этом случае производят измерение характеристик наземных объектов при помощи космической аппаратуры и одновременно с самолетов-лабораторий и наземными приборами. Такие измерения называются синхронными экспериментами. Эти эксперименты проводятся на специально выбранных территориях-полигонах. Синхронные эксперименты позволяют создать каталоги характеристик эталонных «паспортизованных» природных образований, используемые при дешифрировании. Кроме того, с помощью таких измерений удастся учесть влияние атмосферы на результаты дистанционного зондирования.

Самолетные системы имеют и вполне самостоятельное значение и используются при исследовании загрязнения окружающей среды работающими предприятиями, исследовании деятельности вулканов, для обнаружения лесных пожаров. В последние годы все более распространяются самолетные видеосистемы, используемые для оперативного сбора информации о сельскохозяйственных угодьях, разливах рек, восстановлении лесов и т. д.

Важными недостатками самолетных систем являются ограниченность обзора территории, сильная зависимость результатов измерений от отражающих свойств объектов, положения Солнца, от угла, под которым производится измерение.

Наземная аппаратура наиболее часто используется для обеспечения синхронных экспериментов на полигонах. Для работы на полигонах применяются унифицированные комплексы аппаратуры, предназначенной для исследования спектральных отражательных характеристик природных образований, спектральных характеристик излучения объектов, спектрального состава падающего и отраженного солнечного излучения, распределения температуры в поверхностном слое почвы, водоемов и т. д., влажности почвы приземных слоев и другие измерения.

Методы дистанционного зондирования Земли основаны на измерении параметров и определении характеристик собственного или отраженного электромагнитного излучения земных объектов. По результатам измерений оценивают состояние исследуемых объектов. В зависимости от используемого диапазона электромагнитного излучения различают оптические и радиотехнические методы дистанционного зондирования. И те и другие могут быть активны-

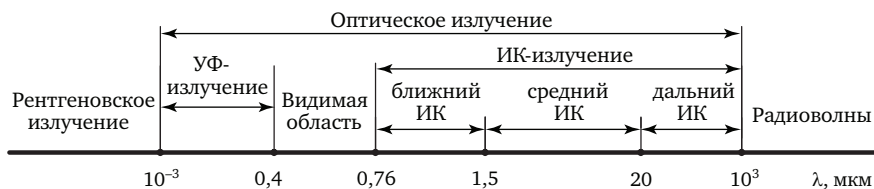


Рис. 1.1. Оптический диапазон спектра электромагнитных волн

ми или пассивными. Активные методы основаны на использовании отраженного от объектов исследования излучения, направленного на эти объекты специальным излучателем, работающим чаще всего на фиксированной длине волны или частоте электромагнитного излучения. Пассивные методы построены на использовании собственного электромагнитного излучения объектов, происходящего в широком диапазоне длин волн.

Оптические методы охватывают видимый диапазон (0,4...0,76 мкм), ближнюю ИК-область (0,76...1,5 мкм) и среднюю ИК-область (1,5...20 мкм) спектра. Границы областей (рис. 1.1) определены во многом условно. В радиотехнических методах используют в основном измерение с длиной волны от 1 мм до дециметровых волн.

В современной технической литературе по оптико-электронным системам часто используются обобщающие обозначения спектральных диапазонов оптического излучения: VIS (visible) — видимый диапазон; VNIR (Visible and Near Infrared) — видимый и ближний ик-диапазон; SWIR (Short Wave Infrared) — коротковолновый ИК-диапазон; SMIR (Short and Medial Infrared) — коротковолновый и средневолновый ИК-диапазон; MWIR (Medial Wave Infrared) — средневолновый ИК-диапазон; LWIR (Long Wave Infrared) — длинноволновой диапазон.

Оптическим и радиотехническим методам дистанционного зондирования свойственны как достоинства, так и недостатки, происходящие из существенной разницы в длинах волн электромагнитного излучения и поэтому из различий, прежде всего в механизмах взаимодействия излучения с атмосферой, зондируемой поверхностью, принципах приема излучения.

Важнейшими и принципиальными достоинствами оптических методов дистанционного зондирования являются высокое про-

пространственное разрешение, большое информационное содержание оптических сигналов, наглядная интерпретация данных зондирования.

Высокое пространственное разрешение, которое обеспечивают оптические методы дистанционного зондирования, можно объяснить с точки зрения явления дифракции излучения на входной апертуре приемной системы. Как известно, чем меньше длина волны λ , тем меньше угол дифракции и тем меньше изображение дифракционного кружка. Если считать, что приемная система имеет круглую апертуру диаметром D , то угол дифракции $\alpha_d = 1,22 \lambda / D$. Для оптической системы D — это часто диаметр объектива, строящего изображение зондируемой поверхности, а для радиотехнической системы D — диаметр антенны. Если принять, что минимально разрешаемый системой дистанционного зондирования угол равен α_d , то очевидно, что разрешение увеличивается с уменьшением λ . С другой стороны, разрешение увеличивается и при увеличении D . Вот почему радиотехнические системы для обеспечения высокого разрешения должны иметь сравнительно крупные диаметры антенн.

Большое информационное содержание оптических сигналов объясняется прежде всего тем, что большая часть энергии собственного излучения природных образований приходится на оптический диапазон. Кроме того, частотный диапазон оптического излучения позволяет переносить большее количество информации. Действительно, поскольку длина волны λ и частота электромагнитного колебания ν связаны зависимостью $\nu = c / \lambda$ (где c — скорость света), изменение частоты электромагнитных колебаний через соответствующее изменение длины волны определяется как

$$d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda$$

или в конечных приращениях

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda,$$

т. е. чем меньше λ , тем больше $\Delta\nu$, а чем больше полоса частот, занимаемая сигналом, тем больше этот сигнал может передать информации.

Полезная информация может содержаться не только в энергетических и спектральных признаках оптического сигнала, но и в его временных параметрах, а также в структуре изображения, создаваемого оптическим сигналом. Это позволяет еще более расширить информационную емкость оптических методов дистанционного зондирования.

Наглядность интерпретации данных зондирования обусловлена тем, что многие оптические методы дистанционного зондирования ориентированы на построение видимого изображения, а такая информация сравнительно легко интерпретируется человеком, свободно оперирующим многочисленными информационными признаками, такими как цвет, яркость, форма объекта, его ориентация и др.

Общим и наиболее существенным недостатком оптических методов дистанционного зондирования является сильная зависимость результатов зондирования от состояния атмосферы и погодных условий. Облачный покров — практически непреодолимое препятствие для оптического излучения, что делает зондирование невозможным.

Основные достоинства радиотехнических методов дистанционного зондирования — всепогодность, возможность зондирования через растительность и облака, возможность контроля значительных толщ земной поверхности и льда, чувствительность к состоянию «шероховатости» поверхности, а также к содержанию влаги в поверхностном и подповерхностном слоях.

Недостатки радиолокационных методов — небольшое разрешение, большие габариты приемных антенн.

Области применения оптических и радиотехнических методов дистанционного зондирования, как правило, различны. Но вместе с тем невозможно сегодня указать и строгие границы применения этих методов.

Особое значение в настоящее время приобретают космические средства и технологии *дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ)*. Успешно эксплуатируются десятки специализированных космических аппаратов ДЗЗ, в разработке находятся сотни новых проектов, реализуемых в различных странах. Основными областями применения космической информации, полученной в результате ДЗЗ, по оценке Федерального космического агентства являются:

- гидрометеорология, для решения конкретных задач которой необходимо высокочастотное получение в глобальном масштабе космических данных об облачном и снежно-ледовом покровах, трехмерных полях температуры и влагосодержания атмосферы, трехмерном поле ветра, температуре и других физико-химических параметрах поверхности Земли, зонах и интенсивности осадков, крупномасштабных и опасных процессах в атмосфере и на поверхности Земли (циклоны, антициклоны, тропические штормы и ураганы, стихийные гидрометеорологические явления и др.), всех составляющих элементов для изучения эволюции климата (альбедо Земли, малые газы, аэрозоль, вариации солнечного излучения и т.д.), гелиогеофизических параметрах «погоды» Земли в околоземном космосе и динамике изменения растительного покрова;

- экологический мониторинг на глобальном, региональном и локальном уровнях за распространением загрязнений во всех трех основных природных сферах (атмосфера, поверхность суши, водная среда), развитием эрозионных и других процессов деградации природной среды; обнаружение факта и адресная локализация крупных промышленных и иных источников загрязнения окружающей среды; контроль трансграничного переноса загрязнений; экологический мониторинг районов добычи полезных ископаемых, транспортировки углеводородного топлива и др. химических продуктов (аммиак и т.д.) и крупнейших скоплений промышленных предприятий и мегаполисов;

- мониторинг чрезвычайных ситуаций (ЧС), включая обнаружение факта чрезвычайной ситуации, оценку масштабов и характера разрушений; прогнозирование землетрясений и других разрушительных природных явлений; оповещение о цунами, наводнениях, селях, химическом и ином заражении местности, лесных пожарах, крупных разливах нефтепродуктов и т.д.;

- создание и обновление широкого спектра общегеографических и тематических картографических материалов (топографические карты, карты в цифровом виде. ГИС разного назначения, карты сейсмичности и геологического риска, карты лесных массивов, сельхозугодий и др. тематического назначения);

- информационное обеспечение деятельности по землеустройству, прокладке транспортных магистралей, строительству про-

мышленных объектов и градостроительству, составлению кадастров земельных и иных природных ресурсов;

- информационное обеспечение хозяйственной деятельности в ведущих отраслях социальной экономики, связанных с использованием и переработкой возобновляемых и невозобновляемых природных ресурсов, включая сельское, рыбное, лесное, водное хозяйство, геологию и разработку месторождений полезных ископаемых;

- океанография и океанология (зондирование водных поверхностей с целью определения их температуры, солености, цветности, прозрачности, биопродуктивности, загрязнений, течений, ледовой обстановки, волнения, приводного ветра, а также изучение шельфа);

- фундаментальное изучение закономерностей и тенденций изменения глобальных и крупнейших региональных процессов в атмосфере и других оболочках нашей планеты (гидросфера, криосфера, биосфера, околоземный космос и магнитосфера).

1.2. Оптические средства дистанционного зондирования

Оптические методы дистанционного зондирования реализуются с помощью различных приборов и систем. Определение «прибор» традиционно приписывается однофункциональному устройству, предназначенному для проведения определенных измерений. Современные оптические приборы, используемые для дистанционного зондирования, — это сложнейшие многофункциональные устройства, обладающие в ряде случаев гибкой структурой, работающие одновременно в различных спектральных диапазонах, обеспечивающие операции по обнаружению и измерению параметров сигналов. Для определения таких многофункциональных устройств или их совокупности часто используют понятие «система».

Относить ли какое-либо устройство к прибору или системе — вопрос зачастую чисто семантический. Поэтому разделения между приборами и системами для дистанционного зондирования мы не будем делать.

На первом этапе развития оптических средств дистанционного зондирования использовались три основные группы оптических средств: визуальные, фотографические и оптико-электронные.

Визуальные приборы и системы, вооружающие, например космонавта-исследователя, позволяют обнаруживать объекты, определять их местоположение, перемещение. Способность человека решать сложнейшие логические задачи является непревзойденной. Визуальные наблюдения обладают рядом важных достоинств. Глаз человека способен работать как по очень слабым, так и по очень сильным источникам излучения. Пороговая чувствительность глаза (минимальный поток излучения, который может обнаружить глаз человека) составляет около 10^{-17} Вт. Пороговая чувствительность современных приемников излучения на несколько порядков хуже. Уникален диапазон работы человеческого глаза по яркости (динамический диапазон). Он определяется яркостью от 10^{-5} до 10^5 кд/м². Ни один из известных сегодня приемников излучения таким динамическим диапазоном не обладает. Контрастная чувствительность глаза также высока и составляет около 10^{-2} . Человек способен различать цветовые оттенки, характеризуемые различием в длине волны порядка единиц нанометров. Достаточно высоки также угловые разрешающая способность (около 1') и быстроедействие (постоянная времени может находиться в диапазоне $t = 0,02 \dots 0,2$ с). Вместе с тем очевидны и существенные недостатки визуальных наблюдений: невозможность объективной фиксации результатов наблюдений и поэтому их эффективной обработки; нахождения человека в агрессивных средах; малый спектральный диапазон и др.

Фотографические системы, в которых информация фиксируется на фотопленку и представляется в виде черно-белого, цветного или синтезированного (спектрозонального) изображения, — эффективное средство дистанционного зондирования. Их основным достоинством является привычный для человека вид представления полезной информации. Эта информация понятна и может быть интерпретируема специалистами различных областей науки и техники. Фотографические изображения позволяют определять координаты объектов, производить картирование местности, ее топографическую привязку. Современные системы аэрофотосъемки обладают высоким пространственным разрешением, технически сравнительно просты, обладают высокой надежностью, небольшими габаритами и массой. Вместе с тем необходимо отметить и основные недостатки фотографических систем: многоступенчатость и длительность получения полезной информации, ограниченную

область спектральной чувствительности, сравнительно большую инерционность фотопленок.

Современный этап развития средств дистанционного зондирования связан со все более широким использованием *оптико-электронных* приборов и систем, характерной особенностью которых является осуществляемое в этих устройствах преобразование оптического излучения, содержащего полезную информацию об объектах исследования, в электрический сигнал.

Оптико-электронные системы ДЗЗ обеспечивают измерения в широком спектральном диапазоне, высокое пространственное и энергетическое разрешение, оперативность получения информации, возможность использования современных информационных технологий, эффективных методов преобразования, хранения и передачи информации. Современные оптико-электронные системы являются по существу оптико-информационными системами с высокой степенью интеграции оптических, электронных и цифровых (компьютерных) блоков. По оценке Федерального космического агентства более 70% задач ДЗЗ решается оптико-электронными системами.

1.3. Структура и классификация оптико-электронных систем

Оптико-электронными приборами и системами (ОЭС) называют такие, для которых полезная информация содержится в оптическом сигнале (излучении), поступающем на этот прибор или систему, а в процессе извлечения этой информации осуществляется преобразование оптического сигнала в электрический.

Объект исследования является источником собственного и отраженного излучений. Наиболее мощным внешним естественным источником является Солнце. При активном методе работы в качестве внешнего источника используется искусственный излучатель, например лазер. Как отдельное звено, разделяющее объект исследования и ОЭС, можно рассматривать атмосферу. Она существенно влияет на оптические сигналы от объекта исследования и сама является излучателем.

Основные звенья ОЭС — оптическая система, приемник излучения, электронный тракт и выходное устройство (рис. 1.2).

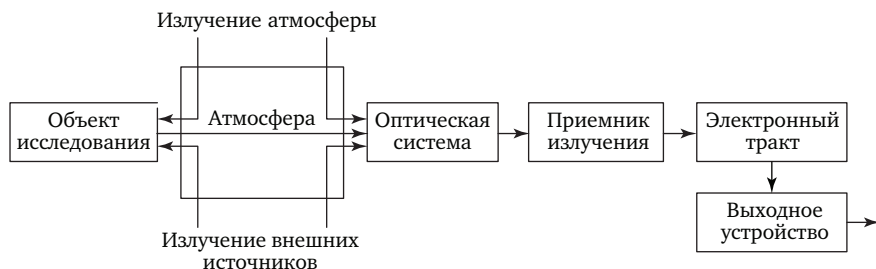


Рис. 1.2. Обобщенная структурная схема ОЭС

Оптическая система собирает энергию падающего излучения и формирует изображение объекта исследования. На оптическую систему возлагается ряд других функций: выделение полезного оптического сигнала на фоне помех (фильтрация), преобразование пространственного оптического сигнала в виде распределения яркости или освещенности во временной сигнал (сканирование), модуляция излучения, создание опорного (эталонного) сигнала, деление потока излучения с целью образования узких спектральных каналов. Конкретная структура оптической системы зависит от функционального назначения прибора.

Приемник излучения служит для преобразования оптического излучения в электрический сигнал. На выходе приемника излучения сигнал в виде временных изменений напряжения или электрического тока отображает полезную информацию об объекте. В современных ОЭС приемники излучения могут выполнять и другие важнейшие функции: сканирование, фильтрацию и т.д.

В **электронном тракте** осуществляется усиление сигнала, его дальнейшая фильтрация и преобразование к виду, удобному для дальнейшего использования, наиболее часто преобразование в цифровую форму с помощью аналого-цифровых преобразователей. В состав электрического тракта могут входить также коммутирующие устройства, цепи коррекции, калибровки и другие звенья.

Выходным устройством может быть система отображения информации, например дисплей, запоминающее устройство, бортовой компьютер.

Рассмотренная система является весьма общей, показывающей цепь преобразования сигналов в ОЭС. Более детальная функциональная схема определяется назначением и принципом построе-

ния системы. В соответствии с этими признаками и классифицируют ОЭС дистанционного зондирования.

Устоявшейся классификации этих систем не существует, и иногда возникает путаница, поскольку часто в названии прибора или системы может отражаться и назначение, и принцип построения. Введем основные определения, позволяющие классифицировать ОЭС, различая при этом назначение и принципы построения.

Практически единственными системами дистанционного зондирования активного типа являются системы, объединенные общим названием — *лидар*. Название «лидар» указывает на принцип построения системы (lidar — аббревиатура английских слов Light Detection and Ranging, что можно перевести как «световой локатор»). По применению различают лидары-батометры, предназначенные для измерения толщины водного слоя, лидары-альтиметры, предназначенные для измерения высоты полета, и другие типы. Сфера применения лидеров все более расширяется.

Все ОЭС ДЗЗ пассивного типа можно условно разделить на три группы в зависимости от получаемой ими измерительной информации: съемочные системы (*сканеры*), радиометрические системы (*радиометры*) и спектрометрические системы (*спектрометры*). Сканеры предназначены для получения пространственной информации — снимков поверхности Земли. Радиометры служат для получения информации об энергетических параметрах излучателей и (яркости, температуре, альбедо и т. п.). Спектрометры предназначены для изучения спектральных характеристик объектов (спектров излучения, поглощения, отражения и т. д.). Однако современные ОЭС ДЗЗ являются интегрированными системами, которые во многих случаях обеспечивают одновременное получение пространственной, энергетической и спектральной информации, поэтому устоялась эклектическая терминология, в которой используются как назначение системы, так и принципы ее функционирования. Так, кроме упомянутых систем наиболее часто выделяют мультиспектральные (синоним — многоспектральные) сканеры, гиперспектральные сканеры, спектрометры-поляриметры, панхроматические камеры и другие.

Мультиспектральные сканеры — это съемочные оптико-электронные системы, в которых изображение поверхности Земли, формируемое одновременно в нескольких узких спектральных ка-

налах, образуется за счет сканирования (электронного или оптико-механического), при этом для получения кадра используется собственное движение космического аппарата. Мультиспектральные сканеры стали первыми специализированными ОЭС ДЗЗ, разработанными на основе принципов функционирования малокадровых телевизионных систем. В настоящее время мультиспектральные (многоспектральные) сканеры составляют более 40% всех космических систем ДЗЗ. Термины «телевизионная система» и «тепловизионная система» в ДЗЗ практически утрачены.

Гиперспектральные сканеры (гиперспектрометры, видеоспектрометры) — это оптико-электронные системы, предназначенные для одновременного получения спектральной и энергетической информации о каждом элементе (пикселе) зондируемой поверхности в сотнях спектральных каналов, то есть получение спектральной характеристики каждого пикселя. В последнее десятилетие методы гиперспектральной съемки бурно развиваются.

1.4. Краткая историческая справка

Теперь немного истории. Есть ли она у такой молодой отрасли техники, как ОЭС дистанционного зондирования? Несомненно, хотя трудно определить, с какого именно события она началась. Высказывают предположение, что дистанционное зондирование оптически-методами началось с применения фотографирования с аэростатов перед гражданской войной Севера и Юга. Методы дистанционного зондирования интенсивно развивались во время Первой и особенно Второй мировой войн. Это были системы отнюдь не для исследования природных ресурсов, но, как это часто бывает, именно они, а точнее принципы их построения, методы расчета, богатый практический опыт послужили научной, методической и практической основами для создания «мирных» систем, решающих задачи исследования природных ресурсов и охраны окружающей среды.

Уже в 50-е годы XX в. Министерство сельского хозяйства США при составлении почвенных карт всей страны использовало данные, полученные аэрофотосъемкой.

С начала 50-х годов интенсивно развиваются методы фотограмметрии, дешифрирования аэрофотоснимков интерпретатором — человеком.

В 50—60-е годы интерпретатором снимков стали выступать компьютеры. Одновременно развивались методы цветной и инфракрасной фотосъемки. С начала 60-х годов некоторые фирмы приступили к научно-исследовательским и опытно-конструкторским работам по созданию не фотографических, а оптико-электронных систем, непосредственно предназначенных для исследования природных ресурсов. Это были качественно новые системы, требующие совершенно других методов получения информации. Обработка этой информации была ориентирована на цифровые методы. В эти же годы появились первые лидары, используемые для зондирования атмосферы.

Первым в мире искусственным спутником Земли, предназначенным для исследования природных ресурсов, стал Landsat (ERTS), запущенный в США в 1972 г. На нем была установлена аппаратура с цифровой обработкой изображения — многоспектральный сканер MSS. С начала 70-х годов в некоторых странах, прежде всего в СССР и США, разрабатывались и реализовывались космические программы, направленные на решение комплекса задач, связанных с исследованием природных ресурсов. Параллельно совершенствовались наземные и самолетные системы, а также методы обработки информации. Этот этап развития ОЭС в целях исследования природных ресурсов можно определить как этап широко-масштабных экспериментов. Проводились исследования в разных спектральных диапазонах с целью определения оптимальных границ этих диапазонов. Для решения различных задач. Было установлено, что практически в каждом участке спектра можно получить уникальную информацию по природным ресурсам.

По мере накопления информации по исследованию природных ресурсов появлялись запросы со стороны соответствующих ведомств на увеличение пространственного разрешения, чувствительности, охвата все большего числа спектральных диапазонов.

В 70-е и 80-е годы на орбитах появились космические аппараты серии Landsat, SPOT, Shuttle, долговременные орбитальные станции «Салют-6, 7», «Мир», на борту которых были установлены ОЭС дистанционного зондирования.

Наступивший этап развития ОЭС ДЗЗ характеризуется увеличением числа малоразмерных космических аппаратов (малых, мини- и микроспутников), повышением требований к пространствен-

ному, спектральному и энергетическому разрешению ОЭС ДЗЗ, внедрением нанотехнологии, расширением состава бортового оборудования космических аппаратов.

Многие страны, в их числе США, Россия, Франция, Китай, Япония, имеют долгосрочные программы по развитию ДЗЗ. Ведущие космические державы прилагают организационные усилия по созданию космических систем глобального мониторинга Земли в рамках международного сотрудничества. Активно развиваются коммерческие программы в области ДЗЗ. Так, в США большинство спутников со сверхвысоким пространственным разрешением (менее 1 м) являются коммерческими. Создание космической аппаратуры ДЗЗ имеет в ряде случаев характер учебно-исследовательской работы, проводимой в ведущих высших учебных заведениях США, Японии, европейских стран. Современные спутники ДЗЗ способны решать и оборонные задачи, реализуя принцип двойных технологий. Такие примеры можно найти в ходе локальных вооруженных конфликтов и малых войн, уже произошедших в XXI веке. В наши дни информация, полученная космическими системами ДЗЗ, стала доступна не только крупным специализированным предприятиям, но и мелким фирмам, частным лицам. Космические снимки Земли широко распространяются, в частности, через Интернет.

Энергетическое описание сигналов

2.1. Особенности описания сигналов в оптико-электронных системах

Под *сигналом* понимают форму представления информации, т.е. сведений, являющихся объектом передачи, преобразования, хранения или непосредственного использования. Сигналы как носители информации могут иметь самую различную физическую природу — быть звуковыми, механическими, электрическими, магнитными и т.д. Каждый из этих видов сигналов может использоваться для передачи информации. Например, хорошо известно, как электрические сигналы используются в телеграфии, радиосвязи и телевидении. Информация закладывается при передаче в какой-либо параметр сигнала — амплитуду, чистоту, временное положение импульсов или другие параметры.

В ОЭС первичными сигналами, несущими информацию об объекте, являются оптические сигналы. В параметрах и характеристиках этих сигналов заключается полезная информация.

Представим себе какой-либо фрагмент или участок земной поверхности, служащий источником оптического сигнала — излучения. Параметры, описывающие количество излучения, называют *энергетическими*. Они позволяют оценить количество приходящего на прибор излучения и соответственно излучательную или отражательную способность объектов, их температуру.

Важнейшими характеристиками оптических сигналов являются спектральные плотности энергетических величин (спектральные характеристики), показывающие распределение этих величин по

длинам волн λ . Эти характеристики, например спектральная плотность яркости, позволяют формулировать дешифровочные признаки объектов, поскольку они индивидуальны для каждого объекта и схожи для однотипных объектов.

При описании поля излучения важно указать не только спектральное (по длинам волн), но и пространственное распределение излучения, т. е. описать пространственную информацию. Эта информация также может быть использована для определения дешифровочных признаков. Она важна и должна учитываться при разработке ОЭС, поскольку ряд параметров системы, например параметры модулятора, зависит от размеров объектов и их изображений.

Излучение объекта может изменяться во времени: по интенсивности, спектральному составу, может происходить сдвиг изображения, оптический сигнал может быть промодулирован, т. е. необходима особая группа параметров и характеристик, представляющих временную информацию. Кроме того, в ряде случаев важно учитывать и состояние поляризации оптического сигнала.

Таким образом, поле излучения в общем случае описывается некоторой многомерной функцией $L(x, y, z, \lambda, t, \theta, \dots)$ пространственных координат x, y, z ; длины волны λ ; времени t ; состояния поляризации θ и др. Математическое представление этой многомерной функции представляется весьма сложной задачей, поэтому на практике при описании оптических сигналов энергетическую, спектральную, пространственную и временную информацию обычно разделяют. Это разделение упрощает описание сигналов, анализ их прохождения через различные звенья ОЭС и диктуется конкретным видом производимых расчетов. Например, если необходимо выбрать спектральный диапазон работы прибора или нужный тип приемника по его спектральной характеристике, то в первую очередь нас будет интересовать спектральный состав излучения, а не его распределение по координатам и во времени; проведение энергетических расчетов невозможно без знания энергетических величин, описывающих источники излучения при строго определенных спектральных и геометрических условиях; принятие мер эффективной пространственной фильтрации невозможно без определения пространственно-частотных характеристик поля излучения.

Как мы уже отмечали, важной особенностью ОЭС является преобразование оптических сигналов в электрические. Кроме этого

преобразования, в ОЭС осуществляется и ряд других, например, фильтрация, квантование и т. д.

В связи с этим имеет смысл введение единой меры, позволяющей в одних и тех же единицах оценивать различные виды сигналов. Такую возможность дает подход к описанию сигналов с позиции теории информации. Приложение теории информации к описанию сигналов в ОЭС целесообразно потому, что она дает единый математический аппарат, описывающий процессы прохождения сигналов, и позволит сделать выводы по улучшению параметров ОЭС с точки зрения согласования их с каналами связи.

В ряде случаев при описании сигналов в ОЭС требуется их разделение и по другим признакам, например по характеру изменения — непрерывные и дискретные, периодические и непериодические. Важным является разделение сигналов на детерминированные и случайные.

Детерминированный сигнал — тот, параметры которого в любой момент времени и любой точке пространства известны. Случайным принято называть сигнал, значения которого могут быть указаны лишь с определенной вероятностью в заданном интервале. Оптические сигналы, как правило, являются случайными.

Деление сигналов на детерминированные и случайные во многом условно, так как строго детерминированных сигналов в природе не существует в силу того, что любой реальный сигнал подвержен влиянию случайных факторов. Кроме того, с точки зрения теории информации, детерминированный сигнал никакой информации не несет и его передача и прием не имеет смысла. Однако разделение сигналов на случайные и детерминированные необходимо, потому что при описании детерминированных сигналов значительно проще математический аппарат, а ряд выводов, полученных при анализе процессов прохождения детерминированного сигнала через звенья ОЭС, могут быть распространены и на случайные сигналы.

2.2. Классификация излучателей

Все излучатели, создающие оптические сигналы, можно разделить по происхождению на искусственные и естественные. Предметом исследования с помощью ОЭС являются, как правило, естественные источники излучения, среди которых наибольшую группу

составляют наземные излучатели. Вопросы классификации наземных излучателей рассмотрены ниже. Другие естественные источники излучения — атмосферные и космические источники. К атмосферным относятся облака, полярное сияние, собственное излучение атмосферных газов и др. Космические источники (например, Солнце, Луна, звезды) не являются непосредственным объектом исследования при дистанционном зондировании Земли, однако учет их параметров и характеристик необходим. Солнечное излучение воспринимается как отраженное от объектов. Рассеянное солнечное излучение и излучение атмосферы создают так называемый атмосферный фон, на котором исследуется излучение от объектов. Звезды и планеты часто служат ориентирами для навигационных оптико-электронных систем и систем ориентации космических платформ.

Искусственные источники излучения могут выполнять роль эталонных излучателей или применяться для облучения объектов при активном методе работы, т. е. использоваться как облучатели. Кроме того, к искусственным источникам относят так называемые аппаратные источники — оптические и механические узлы ОЭС, излучение которых попадает на приемник излучения.

Эталонные источники используют при калибровке ОЭС, при настройке системы, а также при паспортизации аппаратуры.

Эталонные излучатели могут входить в структуру ОЭС или использоваться в калибровочной аппаратуре, по которой эталонируют ОЭС. Как облучатели могут использоваться лазеры, лампы накаливания, другие типы ламп. Описанная классификация источников излучения представлена на рис. 1.3.

Необходимо отметить, что источники излучения могут быть как объектом, по которому работает ОЭС (целью), так и помехой. Важным является разделение источников излучения на точечные, про-

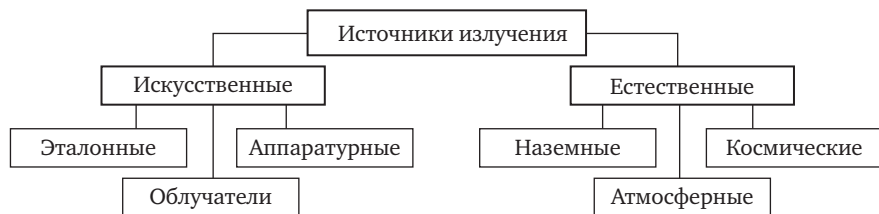


Рис. 1.3. Классификация излучателей

тяженные и площадные. *Точечными* называют такие источники, размеры которых значительно меньше расстояния, на котором эти источники исследуются. *Площадным* считается источник, занимающий конечную часть углового поля оптической системы. И, наконец, *протяженный* источник перекрывает все угловое поле.

Существуют и другие признаки классификации, например, по виду излучения (тепловое, люминесцентное).

2.3. Энергетические и фотометрические параметры и характеристики оптических сигналов

Для количественной оценки излучения используют системы энергетических и фотометрических параметров и характеристик. Фотометрическая система сложилась исторически раньше. Она основана на оценке излучения по производимому им световому действию на человеческий глаз. Очевидно, что излучение в фотометрической системе величин оценивается только в диапазоне чувствительности глаза. Энергетическая система построена на понятии мощности потока излучения, взятой в широком спектральном диапазоне. Рассмотрим вначале основные понятия и определения энергетической системы величин.

Основным параметром этой системы является *поток излучения* Φ_e — средняя мощность, переносимая оптическим излучением за время, гораздо большее периода электромагнитных колебаний. Единица измерения — ватт (Вт).

Для характеристики излучательной способности объекта используют понятие *поверхностная плотность излучения* M_e — отношение потока излучения $d\Phi_e$, испускаемого элементарной площадкой по одну сторону, к площади этой площадки dA_1 ,

$$M_e = \frac{d\Phi_e}{dA_1}.$$

По отношению к точечному источнику интенсивность излучения описывают *энергетической силой света* I_e — это отношение потока излучения $d\Phi_e$, исходящего от источника и заключенного в элементарном телесном угле $d\Omega$, к этому углу, т. е.

$$I_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega}.$$

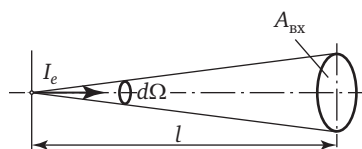


Рис. 1.4. К определению потока излучения от точечного источника

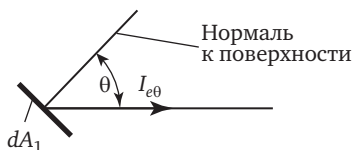


Рис. 1.5. К определению энергетической яркости

Из этого определения следует важное соотношение, определяющее величину потока излучения, попадающего на оптическую систему от точечного источника излучения. Пусть точечный источник расположен на расстоянии l от входного зрачка оптической системы (рис. 1.4). Площадь этого зрачка $A_{\text{вх}}$. Для значительных l элементарный телесный угол определяется как $d\Omega = A_{\text{вх}}/l^2$. Сила излучения одинакова внутри $d\Omega$. Тогда без учета ослабления потока на пути распространения поток на входном зрачке ОЭС

$$\Phi_{\text{вх}} = I_e \frac{A_{\text{вх}}}{l^2}. \quad (2.1)$$

Описать распределение излучения в пространстве позволяет энергетическая яркость излучателя L_e — отношение энергетической силы излучения $I_{e\theta}$ в некотором направлении θ к элементарной площади излучающей поверхности dA_1 , видимой в направлении θ (рис. 1.5), где θ — угол между направлением на «наблюдателя» или ОЭС, в котором задается сила излучения, и нормалью к поверхности. Очевидно, что видимая в направлении θ площадь излучающей поверхности $dA = dA_1 \cos \theta$, тогда

$$L_e = \frac{dI_{e\theta}}{dA_1 \cos \theta}. \quad (2.2)$$

Энергетическая яркость характеризует излучение площадных и протяженных источников.

Допустим, что яркость плоского излучателя одинакова во всех направлениях. Такой излучатель называют Ламбертовым. Тогда из формулы (2.2) получаем

$$dI_{e\theta} = L_e dA_1 \cos \theta = I_0 \cos \theta. .$$

Это выражение называют *законом Ламберта*, согласно которому сила излучения пропорциональна косинусу угла θ .

Этот закон справедлив только для идеально поглощающих и идеально рассеивающих (диффузных) поверхностей. Следствием из закона Ламберта является соотношение между энергетической яркостью и поверхностной плотностью излучения ламбертовых излучателей: $L_e = M_e/\pi$.

Из формул (2.1) и (2.2) можно рассчитать поток излучения, попадающий во входной зрачок оптической системы в предположении малости телесного угла $d\Omega$, и при отсутствии потерь на пути распространения (рис. 1.6, а)

$$\Phi_{\text{вх}} = L_e \frac{A_1 A_{\text{вх}} \cos \theta}{l^2}. \quad (2.3)$$

Площадь излучателя A_1 считаем конечной.

В ОЭС поле излучения часто сканируется («просматривается») малым элементом разложения. Элемент разложения может формироваться, например, малоразмерной диафрагмой площадью q , помещенной в фокальной плоскости объектива. Эта диафрагма «вырезает» в плоскости объекта площадку A_1 , величина которой

$$A_1 = q \frac{l^2}{(f')^2}, \quad (2.4)$$

где f' — фокусное расстояние объектива (см. рис. 1.6, б).

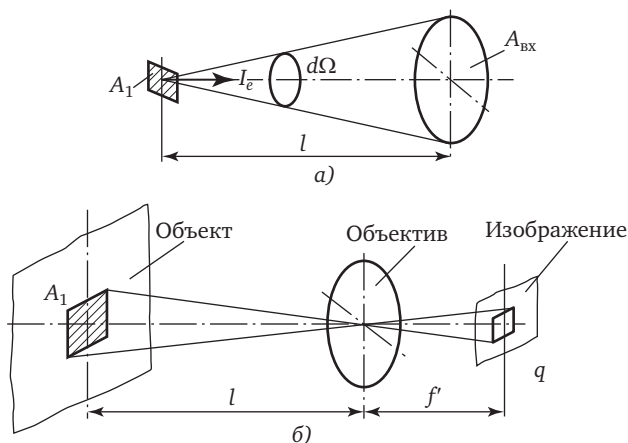


Рис. 1.6. К определению потока излучения от площадного:
а — протяженного; б — источников

Тогда из уравнений (2.3) и (2.4) получим формулу для расчета потока, приходящего на входной зрачок оптической системы от протяженного излучателя (при принятых выше допущениях):

$$\Phi_{\text{вх}} = L_e \frac{q A_{\text{вх}} \cos \theta}{(f')^2}. \quad (2.5)$$

В формуле (2.5) величина потока, приходящего от объекта на входной зрачок ОЭС, не зависит от l . Все дело в принятом допущении об отсутствии ослабления излучения на пути распространения. В реальных ситуациях в формулах (2.1), (2.3) и (2.5) необходим учет пропускания атмосферы. Некоторое замешательство может вызвать размерность в этих формулах. Необходимо помнить, что $A_{\text{вх}}/l^2$ и $q/(f')^2$ — это телесные углы, измеряемые в стерadianах, тогда поток получится в ваттах.

Важным энергетическим параметром, служащим для оценки плотности падающего потока излучения, является *энергетическая освещенность (облученность)* — отношение потока излучения $d\Phi_e$, падающего на площадку dA_2 к площади этой площадки:

$$E_e = \frac{d\Phi_e}{dA_2}.$$

На практике важно знать, как распределена по спектру та или иная энергетическая величина, т. е. спектральный состав излучения. Знание спектрального состава дает возможность использовать спектральные признаки при дешифрировании, обоснованно подходить к выбору приемника излучения и оптической системы и решать другие важные задачи. Спектральный состав излучения описывается с помощью спектральных плотностей энергетических величин, определяемых как отношение соответствующей энергетической величины, например потока излучения ($d\Phi_e$, определенного в узком интервале длин волн $d\lambda$, к этому интервалу, т. е. $d\Phi_{e\lambda} = d\Phi_e/d\lambda$).

Определения и размерности основных энергетических величин и их спектральных плотностей приведены в табл. 1.

Очевидно, что если задана спектральная плотность энергетической величины, то переход к этой величине осуществляется интегрированием спектральной плотности по спектру, например

$$L_e = \int_0^{\infty} L_{e\lambda} d\lambda$$

или

$$\Phi_e = \int_0^{\infty} \Phi_e d\lambda.$$

Иногда обозначение с индексом λ используют для монохроматического потока излучения. Необходимо помнить, что монохроматический поток и спектральная плотность потока — это не одно и то же.

1. Энергетические величины

Обозначение	Название	Определяющее выражение	Размерность
Φ_e	Поток излучения	—	Вт
Q_e	Энергия излучения	$\int_0^t \Phi_e(t) dt$	Дж
I_e	Энергетическая сила света (сила излучения)	$d\Phi_e/d\Omega$	Вт/ср
M_e	Поверхностная плотность излучения	$d\Phi_e/dA_1$	Вт/м ²
L_e	Энергетическая яркость	$dI_{e\theta}/dA_1 \cos\theta$	Вт/м ² · ср
E_e	Энергетическая облученность	$d\Phi_e/dA_2$	Вт/м ²
H_e	Энергетическая экспозиция	$H_e = \int_0^t E(t) dt$	Вт · с/м ²
$\Phi_{e\lambda}$	Спектральная плотность потока излучения	$d\Phi_e/d\lambda$	Вт/мкм
$I_{e\lambda}$	Спектральная плотность силы излучения	$dI_e/d\lambda$	Вт/ср · мкм
$M_{e\lambda}$	Спектральная интенсивность поверхностной плотности излучения	$dM_e/d\lambda$	Вт/м ² · мкм
$L_{e\lambda}$	Спектральная плотность энергетической яркости	$dL_e/d\lambda$	Вт/м ² · ср · мкм
$E_{e\lambda}$	Спектральная плотность энергетической облученности	$dE_e/d\lambda$	Вт/м ² · мкм

Монохроматический поток определяется в узком, но конечном спектральном диапазоне и измеряется в ваттах (Вт). Спектральная плотность монохроматического потока может быть очень большой, поскольку интервал длин волн, на котором этот поток излучается, узок.

Перейдем к фотометрической (светотехнической) системе величин. В этой системе основной является *сила света*, измеряемая в канделах (кд). Сила света относится к основным единицам в СИ и определяется по эталонному источнику.

За единицу *светового потока* принят люмен (лм) — световой поток, испускаемый точечным источником в телесном угле 1 ср при силе света 1 кд.

Возникает вопрос: как перейти от какой-либо энергетической величины к фотометрической, и наоборот? Можно ли, например, без дополнительных данных рассчитать, чему равен световой поток, если поток излучения равен 1 Вт? Очевидно нет, поскольку имеет значение спектральный состав потока излучения, и если он лежит вне видимой области 0,4...0,76 мкм, то световой поток равен нулю. В общем случае требуется еще знать и распределение спектральной чувствительности глаза. Спектральная чувствительность глаза определяется так называемой спектральной световой эффективностью K_λ (лм/Вт) — отношением светового потока $\Phi_v(\lambda + \Delta\lambda)$, заданного в узком спектральном диапазоне $\lambda + \Delta\lambda$, к потоку излучения в этом диапазоне $\Phi_e(\lambda + \Delta\lambda)$, т. е.

$$K_\lambda = \frac{\Phi_{v(\lambda+\Delta\lambda)}}{\Phi_{e(\lambda+\Delta\lambda)}}.$$

Спектральную световую эффективность обычно нормируют, т. е. определяют относительную спектральную световую эффективность

$$v_\lambda = \frac{K_\lambda}{K_{\lambda m}},$$

где $K_{\lambda m} = 683$ лм/Вт — максимальное значение спектральной световой эффективности (световой эквивалент потока излучения). Для дневного зрения принимают, что $K_{\lambda m}$ соответствует длине вол-

ны $\lambda = 0,55$ мкм. Заметим, что именно в области этой длины волны излучение Солнца наиболее интенсивно, и, очевидно, глаз в процессе эволюции «приспособился» к солнечному спектру. График v_λ показан на рис. 1.7. Таким образом, очевидно соотношение для монохроматических светового и энергетического потоков

$$\Phi_{v(\lambda+\Delta\lambda)} = 683\Phi_{e(\lambda+\Delta\lambda)}v_\lambda,$$

а также и для спектральных плотностей

$$\Phi_{v\lambda} = 683\Phi_{e\lambda}v_\lambda.$$

Полный фотометрический поток определится интегрированием, т. е.

$$\Phi_v = 683 \int_{0,4}^{0,76} \Phi_{e\lambda} v_\lambda d\lambda. \quad (2.6)$$

Способность глаза воспринимать поток излучения определенного спектрального состава характеризуется так называемым коэффициентом использования глазом излучения $\eta_{\text{гл}}$ (КПД глаза). Этот коэффициент показывает, какую долю в общем потоке излучения составляет световой поток, и определяется как

$$\eta_{\text{гл}} = \frac{\int_{0,4}^{0,76} \Phi_{e\lambda} v_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty \Phi_{e\lambda} d\lambda}.$$

Таким образом,

$$\frac{\Phi_v}{\Phi_e} = \frac{K_{\lambda m} \int_{0,4}^{0,76} \Phi_{e\lambda} v_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty \Phi_{e\lambda} d\lambda} = 683\eta_{\text{гл}}.$$

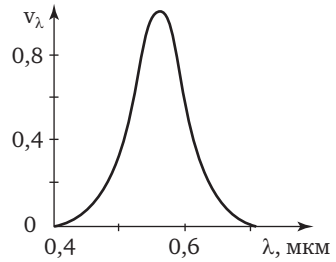


Рис. 1.7. График относительной спектральной эффективности глаза

Для стандартных источников $\eta_{\text{гл}}$ приведен в табл. 2.

2. Коэффициенты использования глазом потока излучения черных тел

Температура излучателя, К	КПД глаза	Температура излучателя, К	КПД глаза
1200	$6,10 \cdot 10^{-6}$	5500	$1,30 \cdot 10^{-1}$
1300	$2,00 \cdot 10^{-5}$	5750	$1,34 \cdot 10^{-1}$
1400	$5,60 \cdot 10^{-5}$	6000	$1,36 \cdot 10^{-1}$
1500	$1,42 \cdot 10^{-4}$	6500	$1,37 \cdot 10^{-1}$
1600	$2,82 \cdot 10^{-4}$	7000	$1,35 \cdot 10^{-1}$
1700	$4,77 \cdot 10^{-4}$	7500	$1,31 \cdot 10^{-1}$
1800	$6,00 \cdot 10^{-4}$	8000	$1,26 \cdot 10^{-1}$
1900	$1,58 \cdot 10^{-3}$	8500	$1,21 \cdot 10^{-1}$
2000	$2,45 \cdot 10^{-3}$	9000	$1,14 \cdot 10^{-1}$
2100	$3,65 \cdot 10^{-3}$	9500	$1,07 \cdot 10^{-1}$
2200	$5,16 \cdot 10^{-3}$	10000	$9,88 \cdot 10^{-2}$
2300	$7,03 \cdot 10^{-3}$	11000	$9,48 \cdot 10^{-2}$
2400	$8,50 \cdot 10^{-3}$	12000	$8,90 \cdot 10^{-2}$
2500	$9,33 \cdot 10^{-3}$	13000	$7,60 \cdot 10^{-2}$
2600	$1,20 \cdot 10^{-2}$	14000	$6,47 \cdot 10^{-2}$
2700	$1,51 \cdot 10^{-2}$	15000	$5,83 \cdot 10^{-2}$
2800	$1,88 \cdot 10^{-2}$	16000	$5,11 \cdot 10^{-2}$
2900	$2,43 \cdot 10^{-2}$	17000	$4,45 \cdot 10^{-2}$
3000	$3,09 \cdot 10^{-2}$	18000	$3,85 \cdot 10^{-2}$
3100	$3,52 \cdot 10^{-2}$	19000	$3,33 \cdot 10^{-2}$
3200	$4,04 \cdot 10^{-2}$	20000	$3,06 \cdot 10^{-2}$
3300	$4,47 \cdot 10^{-2}$	25000	$1,73 \cdot 10^{-2}$
3400	$4,95 \cdot 10^{-2}$	30000	$1,18 \cdot 10^{-2}$
3500	$5,57 \cdot 10^{-2}$	35000	$8,61 \cdot 10^{-3}$
3750	$6,82 \cdot 10^{-2}$	40000	$5,37 \cdot 10^{-3}$
4000	$8,10 \cdot 10^{-2}$	45000	$3,84 \cdot 10^{-3}$
4250	$9,24 \cdot 10^{-2}$	50000	$3,58 \cdot 10^{-3}$
4500	$1,03 \cdot 10^{-1}$	55000	$3,18 \cdot 10^{-3}$
4750	$1,11 \cdot 10^{-1}$	60000	$2,64 \cdot 10^{-3}$
5000	$1,19 \cdot 10^{-1}$	65000	$2,11 \cdot 10^{-3}$
5250	$1,25 \cdot 10^{-1}$	70000	$1,33 \cdot 10^{-3}$

Определения и размерности основных фотометрических величин приведены в табл. 3.

3. Фотометрические величины

Обозначение	Название	Определяющее выражение	Размерность
I_v	Сила света	—	кД
Φ_v	Световой поток	$K_{\lambda m} \int_{0,4}^{0,76} \Phi_{e\lambda} v_e d\lambda$	лм
Q_v	световая энергия	$\int_0^t \Phi_v(t) dt$	1 лм · с
M_v	Светимость	$\frac{d\Phi_v}{dA_1}$	лм/м ²
E_v	Освещенность	$\frac{d\Phi_v}{dA_2}$	лк
L_v	Яркость	$\frac{dI_{v\theta}}{dA_1 \cos \theta}$	кД/м ²
H_v	Экспозиция	$\int_0^t E_v(t) dt$	лк · с

Соотношения между энергетическими и фотометрическими величинами подобны выражению (2.6). Например,

$$L_v = 683 \int_{0,4}^{0,76} L_{e\lambda} v_\lambda d\lambda$$

или через КПД глаза

$$L_v = 683 L_e 34 \eta_{\text{гл.}}$$

2.4. Черное тело как идеальный излучатель

В теории теплового излучения и в различных сферах применения этой теории, в частности, при расчетах оптико-электронных систем, используется понятие «черное тело» как идеальный излучатель.

Под *черным телом* (полным излучателем) понимают такой тепловой излучатель, который имеет при заданной температуре на всех длинах волн максимально возможную спектральную интенсивность поверхностной плотности излучения $M_{e\lambda}^{TT}$. Никакой другой тепловой излучатель при такой же температуре не может иметь спектральную интенсивность поверхностной плотности излучения больше $M_{e\lambda}^{TT}$.

Хорошо известна модель черного тела, предложенная Кирхгофом: большая полая сфера со сравнительно малым отверстием. Излучение, попавшее через это отверстие внутрь сферы, испытывает многократные отражения и практически полностью поглощается, нагревая при этом полость сферы. За собственно излучатель принимается отверстие. Спектральный состав и мощность излучения определяются температурой полости. Идеальный излучатель является и идеальным поглотителем, поэтому можно также определить черное тело как объект, поглощающий все падающее на него излучение.

В чем практический смысл введения понятия «черное тело»?

Прежде всего в том, что это дает возможность сравнивать реальные излучатели с черным телом и, как некоторые меры сравнения, вводить параметры реальных излучателей.

Далее, важным является то обстоятельство, что излучение черного тела может быть полностью описано, если задан единственный, но исчерпывающий параметр — температура черного тела T . Это существенно упрощает расчеты и анализ.

И, наконец, реальные излучатели могут быть в рамках определенных допущений заменены черными телами с вытекающими отсюда упрощениями в задании параметров излучения (см. разд. 2.7).

Необходимо различать понятие «черное тело» как идеальный излучатель и технические модели черного тела, используемые как эталонные излучатели в оптико-электронной аппаратуре.

2.5. Параметры и характеристики излучателей в области отраженного излучения

К параметрам и характеристикам излучателей относятся прежде всего рассмотренные выше энергетические и фотометрические величины и их спектральные плотности.

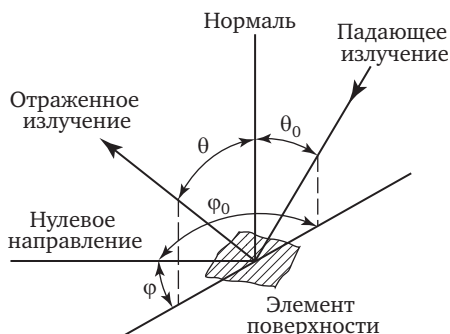


Рис. 1.8. Угловые координаты падающего отраженного излучения

Природные образования являются источниками как отраженного, так и собственного излучения, причем области собственного и отраженного излучения представляется возможным разделить. Границей этих областей обычно считают длину волны 3,5 мкм. Излучение в каждой из этих областей описывается специфическими параметрами и характеристиками. Рассмотрим вначале эти параметры и характеристики в области отраженного излучения.

Свяжем с элементом отражающей поверхности пространственные угловые координаты (рис. 1.8), в которых определим угол падения солнечного излучения θ_0 , азимутальный угол направления падения φ_0 , отсчитанный от некоторого нулевого направления, и соответствующие углы θ и φ отраженного излучения.

Наиболее общей характеристикой, описывающей отражательные свойства поверхности, является функция распределения двунаправленного отражения (в sr^{-1}):

$$R(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta) = \frac{L(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta)}{E(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta)},$$

где $L(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta)$ — энергетическая яркость элемента поверхности, взятая в узком спектральном диапазоне $(\lambda + \Delta\lambda)$, зависящая от параметров в скобках; $E(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta)$ — энергетическая облученность, создаваемая падающим потоком, зависящим от тех же параметров.

Измерение $R(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta)$ имеет известные сложности, связанные, прежде всего с оценкой $E(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta)$. На практике часто используют другие характеристики и параметры отражающих по-

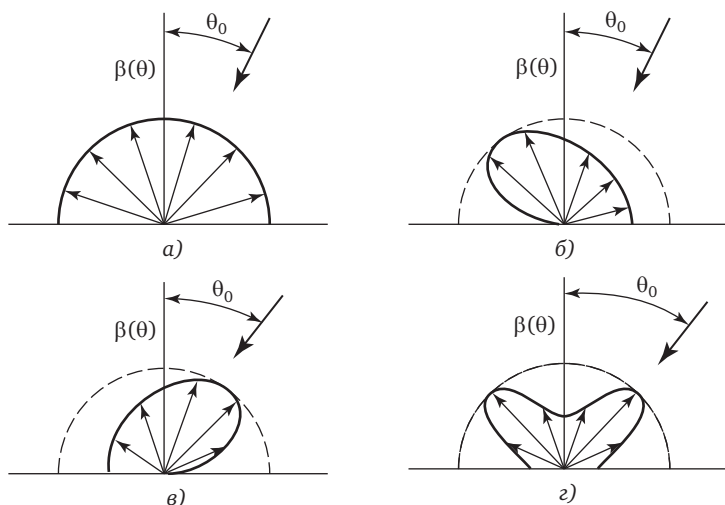


Рис. 1.9. Индикатрисы отражения поверхностей:

а — ортотропная; *б* — зеркальная; *в* — антизеркальная; *г* — комбинированная

верхностей, измерить которые проще и которые при определенных условиях связаны с функцией распределения двунаправленного отражения.

Для описания относительного углового распределения яркости отраженного от объекта солнечного излучения используют индикатрису отражения

$$\beta(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta) = \frac{L(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta)}{L_m(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta)},$$

где $L_m(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta)$ — максимальное значение функции $L(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta)$.

В соответствии с видом индикатрисы отражения выделяют следующие типы поверхностей: ортотропные, зеркальные, антизеркальные и комбинированные (рис. 1.9).

Ортотропные (диффузные) поверхности равномерно рассеивают падающий поток. Индикатриса отражения диффузной поверхности имеет вид полусферы (в плоскости рис. 1.9 это полуокружность) единичного радиуса, угол θ текущий. Примерами диффузных поверхностей являются песок, рыхлый снег.

Зеркальные поверхности отражают падающее излучение под углом падения и, как правило, в плоскости, определяемой нормалью к точке падения и падающим лучам. К зеркальным поверхностям относят чистый лед, обнаженный скальный грунт.

Антизеркальные поверхности большую часть падающего потока отражают в направлении к источнику излучения. Таким отражением обладают сельскохозяйственные культуры, многие типы растительности.

Комбинированные поверхности обладают как зеркальным, так и антизеркальным отражением. Такое отражение свойственно, например рисовым полям, покрытым росой лугам.

Зависимость яркости природного образования, даваемой отраженным солнечным излучением, от освещенности при заданных условиях освещения (углах θ_0 и φ_0) определяется с помощью спектрального коэффициента отражения:

$$r(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta) = \frac{L(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta)}{I_d(\lambda, \varphi_0, \theta_0)}, \quad (2.7)$$

где $L_d(\lambda, \varphi_0, \theta_0)$ — яркость идеальной диффузной (ортотропной) полностью отражающей поверхности, находящейся в тех условиях освещения, что и объект. Потерь потока при отражении не происходит, поэтому для этой поверхности $M_e = E_e$.

Энергетическая яркость ортотропной (диффузной) поверхности, как уже отмечалось, одинакова во всех направлениях: $L_e = E_e/\pi$.

Тогда при $M_e = E_e$ яркость диффузной поверхности $L_e = E_e/\pi$, поэтому яркость отражающего объекта определяется из формулы (2.7) как

$$L(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta) = r(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta) E_e / \pi, \quad (2.8)$$

при этом $R(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta) = r(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta)/\pi$.

Зависимость $r(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta)$ от длины волны λ при фиксированных $\varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta$ называют *спектральной характеристикой отражения*.

Отражательная способность в широком спектральном диапазоне характеризуется интегральным коэффициентом яркости

$$r(\varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta) = \int_0^\infty L(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta) d\lambda \bigg/ \int_0^\infty I_d(\lambda, \varphi_0, \theta_0) d\lambda.$$

Пределы интегрирования на практике конечны и определяются спектральным диапазоном работы системы.

Рассмотренные параметры и характеристики отражательной способности связаны с понятием яркости и зависят от направления, под которым производится измерение (углов φ и θ).

Для описания отражающих свойств объектов в полном телесном угле 2π (в полусфере) используют понятие «альbedo». Различают спектральное и интегральное альbedo.

Спектральное альbedo $\rho(\lambda, \varphi_0, \theta_0)$ определяется как отношение потока, отраженного от объекта $\Phi_{\text{отр}}(\lambda, \varphi_0, \theta_0)$, к падающему потоку $\Phi_{\text{пад}}(\lambda, \varphi_0, \theta_0)$ при заданных условиях освещения в узком спектральном диапазоне $(\lambda + \Delta\lambda)$:

$$\rho(\lambda, \varphi_0, \theta_0) = \Phi_{\text{отр}}(\lambda, \varphi_0, \theta_0) / \Phi_{\text{пад}}(\lambda, \varphi_0, \theta_0).$$

Интегральное альbedo

$$\rho(\varphi_0, \theta_0) = \int_0^{\infty} \Phi_{\text{отр}}(\lambda, \varphi_0, \theta_0) d\lambda / \int_0^{\infty} \Phi_{\text{пад}}(\lambda, \varphi_0, \theta_0) d\lambda.$$

Спектральное альbedo может быть получено интегрированием спектрального коэффициента отражения по угловым координатам

$$\rho(\lambda, \varphi_0, \theta_0) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} r(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta) \cos\varphi \sin\theta d\theta d\varphi.$$

Для ортотропной (диффузной) поверхности

$$\rho(\lambda, \varphi_0, \theta_0) = r(\lambda, \varphi_0, \theta_0).$$

2.6. Параметры и характеристики излучателей в области собственного излучения

Параметры и характеристики собственного теплового излучения объектов связаны с параметрами и характеристиками черного тела. Поэтому рассмотрим вначале закономерности, связанные с излучением черного тела.

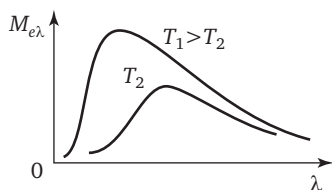


Рис. 1.10. Изотермы Планка

Наиболее общим законом излучения черного тела является закон Планка, согласно которому спектральная интенсивность поверхностной плотности излучения черного тела зависит только от его температуры и длины волны и определяется соотношением

$$M_{e\lambda}^{\text{чт}} = c_1 \lambda^{-5} \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad (2.9)$$

где T — температура черного тела, К; $c_1 = 3,74 \cdot 10^8$ Вт · мкм⁴ · м⁻²; $c_2 = 14\,388$ мкм · К.

Графическим изображением закона Планка являются так называемые изотермы Планка.

Отметим ряд важных следствий, связанных с законом Планка.

1. Изотермы Планка не пересекаются, при этом изотерма для черного тела с большей температурой охватывает изотерму для черного тела с меньшей температурой (рис. 1.10).

2. Интегрирование по спектру функции Планка (2.9) дает соотношение, известное как закон Стефана — Больцмана:

$$M_e = \int_0^{\infty} M_{e\lambda}^{\text{чт}} d\lambda = \sigma T^4,$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт · м⁻² · К⁻⁴ — постоянная Стефана — Больцмана. Таким образом, площадь под изотермой Планка численно равна σT^4 .

Закон Стефана — Больцмана, по которому $M_e = \sigma T^4$, был сформулирован в 1884 г., за 16 лет до открытия закона Планка (1900 г.)

3. Максимум функции Планка определяется координатами

$$\lambda_m = 2898/T \text{ мкм}; \quad (2.10)$$

$$M_{e\lambda,m} = 1,2864 T^5 10^{-11} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{мкм}^{-1}. \quad (2.11)$$

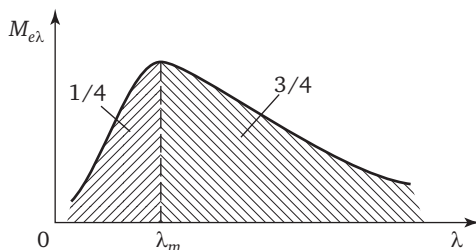


Рис. 1.11. Доли мощности излучения черного тела

Эти соотношения известны как первый и второй законы Вина, которые также были получены раньше (1893 г.) закона Планка.

4. При малых величинах произведения $\lambda T < 3000$ мкм·К, т.е. когда $\exp(c_2/\lambda T) \gg 1$, аппроксимацией закона Планка в области коротких волн является выражение, полученное Вином:

$$M_{e\lambda} = c_1 \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T}\right). \quad (2.12)$$

5. В области длинных волн, когда $\lambda T > 3000$ мкм·К, аппроксимацией закона Планка является формула Релея — Джинса (1900 г.):

$$M_{e\lambda} = \frac{c_1 T}{c_2 \lambda^4}.$$

Эта формула также может быть получена из закона Планка при разложении экспоненты в ряд и при условии $c_2/\lambda T \ll 1$.

6. Наибольшая доля излучения черного тела ($3/4 M_e$) приходится на длинноволновую область, лежащую справа от λ_m (рис. 1.11), т.е.

$$\int_0^{\lambda_m} M_{e\lambda} d\lambda = \frac{1}{4} \sigma T^4.$$

7. Изотерма Планка имеет наибольшую крутизну на длине волны $\lambda_{кр} = 2411/T$.

Знание этой точки важно при работе ОЭС по контрасту между объектом и фоном, на котором этот объект расположен, если температуры объекта и фона близки. В области $\lambda_{кр}$ приращение $\Delta\lambda$ дает

наибольшие приращения $\Delta M_{e\lambda}$, что и может быть использовано при обнаружении объекта.

8. Длина волны, на которой отношение $M_{e\lambda}^{\text{чт}}/M_e$ имеет максимальное значение, $\lambda_{\text{эф}} = 3625/T$.

Эта точка указывает на длину волны, на которой при данной температуре мощность излучения используется наиболее эффективно.

Перейдем к параметрам, представляющим объекты в области собственного излучения. В этой области яркости объектов в еще большей степени, чем в области отраженного излучения, зависят от структуры объектов и их состояния.

Важнейшим параметром реальных тепловых источников излучения является коэффициент излучения, определяемый как отношение спектральной интенсивности поверхностной плотности излучения реального излучателя к $M_{e\lambda}^{\text{чт}}$ черного тела:

$$\varepsilon_{\lambda} = M_{e\lambda} / M_{e\lambda}^{\text{чт}}.$$

В зависимости от того, является ли ε_{λ} величиной постоянной или переменной, тепловые излучатели можно разделить на серые и селективные. Для серых излучателей $\varepsilon_{\lambda} = \text{const}$.

Пример графиков спектральных интенсивностей поверхностной плотности излучения черного тела, серого тела и селективного излучателя с одинаковой температурой показан на рис. 1.12. Кривая для серого тела повторяет кривую черного тела и максимумы этих кривых совпадают.

Для любых тепловых излучателей справедлив закон Кирхгофа, по которому отношение спектральной интенсивности поверхност-

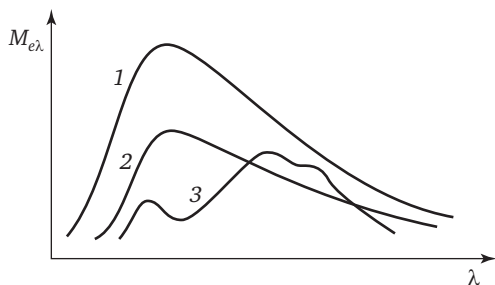


Рис. 1.12. Излучение тепловых источников:

1 — черное тело; 2 — серое тело; 3 — селективный излучатель

ной плотности излучения $M_{e\lambda}$ к коэффициенту поглощения α_λ на заданной длине волн на заданной элементарной площадке есть величина постоянная:

$$\left(\frac{M_{e\lambda}}{\alpha_\lambda}\right)_1 = \left(\frac{M_{e\lambda}}{\alpha_\lambda}\right)_2 = \dots = \left(\frac{M_{e\lambda}}{\alpha_\lambda}\right)_n = M_{e\lambda}^{\text{чт}}.$$

Поскольку $M_{e\lambda} = \varepsilon_\lambda M_{e\lambda}^{\text{чт}}$, справедливо

$$\left(\frac{\varepsilon_\lambda}{\alpha_\lambda}\right)_1 = \left(\frac{\varepsilon_\lambda}{\alpha_\lambda}\right)_2 = \dots = \left(\frac{\varepsilon_\lambda}{\alpha_\lambda}\right)_n = 1,$$

т.е. чем лучше тело поглощает, тем лучше оно излучает. Черное тело поглощает все падающее на него излучение, поэтому является наилучшим излучателем.

Хорошо отражающие тела являются плохими излучателями. В общем случае излучение, падающее на объект, отражается объектом, поглощается им, а часть излучения проходит через объект. Если определить спектральные коэффициенты поглощения α_λ , пропускания τ_λ и отражения ρ_λ через отношения поглощенного, прошедшего и отраженного потоков к падающему монохроматическому потоку соответственно, то на основании закона сохранения энергии $\alpha_\lambda + \tau_\lambda + \rho_\lambda = 1$.

Для непрозрачных объектов $\tau_\lambda = 0$, поэтому $\alpha_\lambda + \rho_\lambda = 1$.

На основании закона Кирхгофа $\alpha_\lambda = \varepsilon_\lambda$, тогда

$$\varepsilon_\lambda = 1 - \rho_\lambda.$$

Для описания излучательных свойств объектов в широком спектральном диапазоне используют также частичные и полные коэффициенты излучения. Частичный коэффициент определяется в виде

$$\varepsilon_{\Delta\lambda} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{e\lambda}^{\text{чт}} \varepsilon_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{e\lambda}^{\text{чт}} d\lambda},$$

полный (интегральный)

$$\varepsilon = \frac{\int_0^{\infty} M_{e\lambda}^{\text{чт}} \varepsilon_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} M_{e\lambda}^{\text{чт}} d\lambda} = \frac{\int_0^{\infty} M_{e\lambda}^{\text{чт}} \varepsilon_{\lambda} d\lambda}{\sigma T^4}.$$

Таким образом, с помощью коэффициентов излучения можно выразить энергетические параметры и характеристики излучения реальных источников через излучение черного тела.

2.7. Псевдотемпературы

Для описания как собственного, так и отраженного излучения объектов используют так называемые псевдотемпературы. Параметры и характеристики излучения черного тела могут быть однозначно определены, если известен только один параметр — температура черного тела T . Поэтому удобно для практических расчетов заменить реальный источник черным телом, предварительно оговорив эквивалентность такой замены. В качестве критериев эквивалентности выступают спектральная плотность яркости, взятая на какой-либо длине волны, поверхностная плотность излучения в широком спектральном диапазоне, подобие спектральной плотности яркости на каких-либо длинах волн. Соответственно различают яркостную температуру, радиационную температуру и температуру распределения излучателя.

Яркостной температурой излучателя называют такую температуру эквивалентного черного тела, при которой его спектральная плотность энергетической яркости на определенной длине волны $M_{e\lambda}^{\text{чт}}(T)$ равна спектральной плотности энергетической яркости реального излучателя на той же длине волны $L_{e\lambda}(T)$, т. е.

$$L_{e\lambda}^{\text{чт}}(T_{\text{я}}) = L_{e\lambda}(T).$$

Допустим, что коэффициент излучения реального излучателя ε_{λ} на заданной длине волны известен. Будем считать также, что выполняется условие применимости формулы Вина, аппроксимирующей

закон Планка в области коротких длин волн, т. е. $\lambda T < 3000 \text{ мкм} \cdot \text{К}$. Тогда, используя следствие из закона Ламберта и формулу Вина, запишем следующее равенство:

$$\exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T_{\text{я}}}\right) = \varepsilon_{\lambda} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T}\right).$$

Логарифмируя обе части равенства, получим

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{я}}} = \frac{\lambda}{c_2} \ln \varepsilon_{\lambda} = \frac{\lambda \lg \varepsilon_{\lambda}}{6260}.$$

В фотометрии яркостную температуру обычно определяют на длине волны $\lambda = 0,655 \text{ мкм}$. Для этой длины волны

$$T_{\text{я}} = T / (1 - 1,04 \cdot 10^{-4} T \lg \varepsilon_{\lambda}).$$

Очевидно, что по определению яркостная температура всегда меньше, чем температура реального излучателя.

Радиационной температурой излучателя называют такую температуру эквивалентного черного тела, при которой его поверхностная плотность излучения $M_{e\lambda}^{\text{чт}}(T_p)$ равна поверхностной плотности излучения реального излучателя $M_e(T)$, т. е.

$$M_{e\lambda}^{\text{чт}}(T_p) = M_e(T).$$

Если реальным излучателем является серое тело, то на основании закона Стефана — Больцмана можно записать $\sigma T_p^4 = \varepsilon \sigma T^4$ или

$$T_p = T \sqrt[4]{\varepsilon},$$

где ε — коэффициент излучения серого тела.

Радиационная температура так же, как и яркостная, меньше температуры реального излучателя.

Температурой распределения излучателя называют такую температуру эквивалентного черного тела, при которой распределение его спектральной плотности энергетической яркости подобно распределению спектральной плотности энергетической яркости реального излучателя. Критерием эквивалентности замены реального излучателя черным телом является соотношение

$$\frac{L_{e\lambda_1}^{\text{чт}}(T_{\text{рп}})}{L_{e\lambda_2}^{\text{чт}}(T_{\text{рп}})} = \frac{L_{e\lambda_1}(T)}{L_{e\lambda_2}(T)},$$

где λ_1 и λ_2 — заданные длины волн.

Если это соотношение выполняется для длин волн $\lambda_1 = 0,655$ мкм и $\lambda_2 = 0,467$ мкм, то такую температуру эквивалентного черного тела называют *цветовой температурой* излучателя $T_{\text{ц}}$.

Примем допущения, по которым возможно применить формулу аппроксимации Вина и следствие из закона Ламберта. Тогда можно записать:

$$\frac{\exp\left(-\frac{c_2}{\lambda_1 T_{\text{рп}}}\right)}{\exp\left(-\frac{c_2}{\lambda_2 T_{\text{рп}}}\right)} = \frac{\varepsilon_{\lambda_1} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda_1 T}\right)}{\varepsilon_{\lambda_2} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda_2 T}\right)},$$

где ε_{λ_1} и ε_{λ_2} — коэффициенты излучения реального излучателя на длинах волн λ_1 и λ_2 соответственно.

Представим это выражение в виде

$$\exp \frac{c_2}{T_{\text{рп}}} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) = \left(\frac{\varepsilon_{\lambda_1}}{\varepsilon_{\lambda_2}} \right) \exp \frac{c_2}{T} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right).$$

Логарифмируя, получим

$$\frac{c_2}{T_{\text{рп}}} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) = \ln \left(\frac{\varepsilon_{\lambda_1}}{\varepsilon_{\lambda_2}} \right) + \frac{c_2}{T} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)$$

или

$$\frac{1}{T_{\text{рп}}} = \frac{\ln \varepsilon_{\lambda_1} - \ln \varepsilon_{\lambda_2}}{c_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)} + \frac{1}{T}.$$

Можно получить, что цветовая температура

$$T_{\text{ц}} = \frac{T}{1 + 2,56 \cdot 10^{-4} \lg(\varepsilon_{\lambda_1} / \varepsilon_{\lambda_2})}.$$

Температура распределения и цветовая температура могут быть и больше, и меньше температуры реального излучателя.

2.8. Наземные источники излучения

По энергетическим параметрам и характеристикам излучения наземных источников накоплен большой объем экспериментальных данных. Однако создание универсальных исчерпывающих моделей излучения имеет определенные трудности, ставящие под сомнение возможность создания таких моделей.

Эти трудности вызваны прежде всего сложностью и нестационарностью функций, описывающих излучение наземных источников, большим числом параметров, необходимых для описания излучения, зависимостью этих параметров от условий измерений (погодных условий, положения Солнца, времени суток и т. д.), различием методик измерения и используемых приборах. Практически невозможно охватить одновременно весь спектральный диапазон от видимой до средней ИК-областей спектра. Исследования ведутся различными организациями и имеют, как правило, конкретную направленность. В соответствии с этой направленностью и выбираются аппаратура, спектральный диапазон, условия измерения и т. д.

Вместе с тем накопленный экспериментальный материал позволяет сделать выводы относительно общих закономерностей излучения наземных источников.

В отношении наземных образований принята классификация по спектральным характеристикам отражения, предложенная Е.Л. Криновым в 1947 г. В соответствии с этой классификацией природные образования подразделяют на классы: почва, водные поверхности, растительность. Типичные спектральные характеристики отражения природных образований этих классов в диапазоне 0,4...0,8 мкм показаны на рис. 1.13. Графики даны для различных типов природных образований внутри каждого класса. В диапазоне 0,4...0,8 мкм для почв характерно монотонное возрастание СКО с увеличением длины волны; отражательная способность существенно зависит от их состава, влажности и структуры; коэффициент излучения в диапазоне длин волн 8...13 мкм составляет 0,84...0,95 и изменяется в зависимости от влажности, структуры поверхности и содержания минералов.

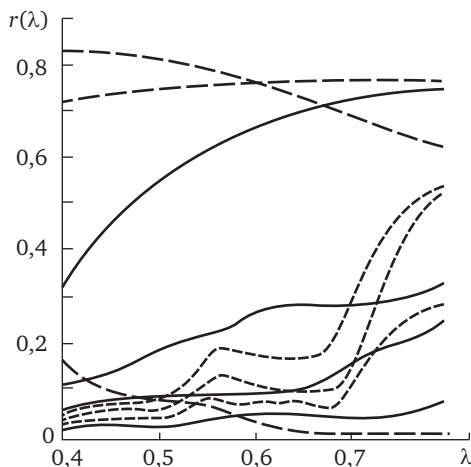


Рис. 1.13. Спектральные характеристики отражения наземных образований: — — почва; — — — водные поверхности; --- — растительность

Спектральные характеристики отражения растительности существенно зависят от структуры — листьев, веток, стеблей, а также фазы вегетации. Молодая растительность имеет ярко-зеленую окраску, характеризующуюся сравнительно большими значениями спектрального коэффициента отражения. По мере потемнения окраски уменьшается и этот коэффициент. Желтая листва также характеризуется высоким спектральным коэффициентом отражения и исчезновением полос поглощения хлорофилла. Изменение коэффициента может вызвать изменение влаги, появление вредителей и т. д.

В диапазоне длин волн 8...13 мкм коэффициент излучения растительности может составлять 0,88...0,98, в зависимости от влажности.

Спектральные характеристики отражения водных поверхностей зависят от степени замутненности, содержания примесей, хлорофилла, планктона, от загрязнения поверхности нефтью и т. д. Существенное значение имеет состояние поверхности. При отсутствии волнения поверхность воды является хорошим отражателем и плохим излучателем. Собственное излучение водных поверхностей определяется небольшим поверхностным слоем.

Если рассматривать излучение земной поверхности в целом, то в спектре излучения можно указать два максимума, один из ко-

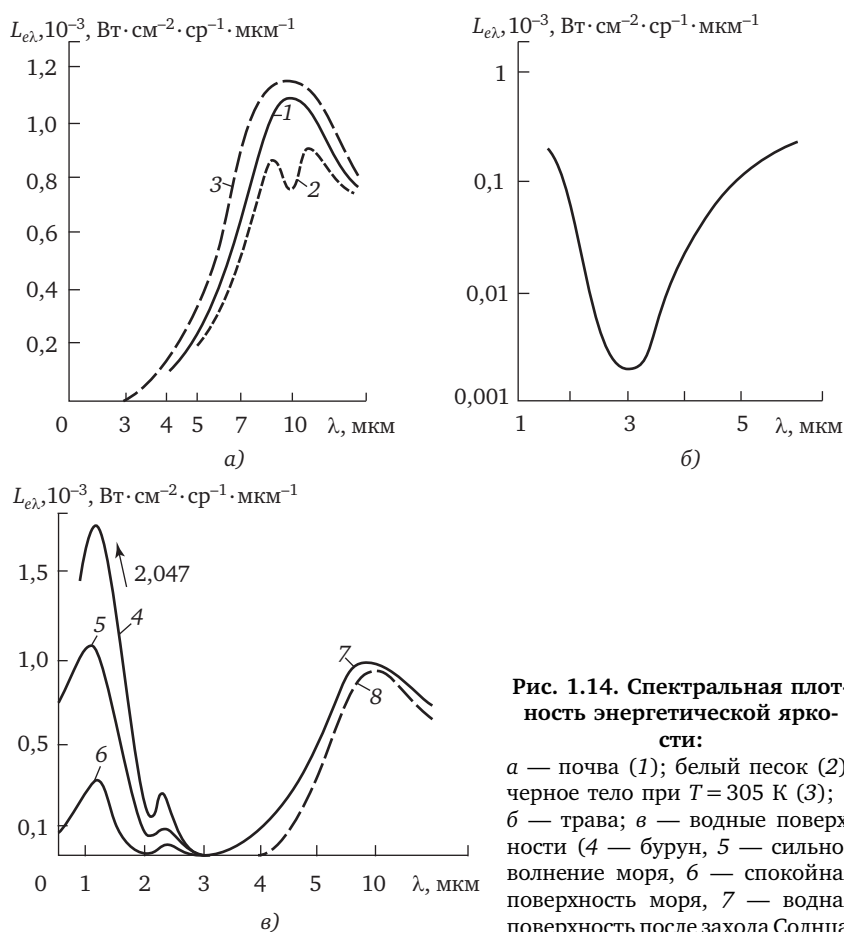


Рис. 1.14. Спектральная плотность энергетической яркости:

а — почва (1); белый песок (2); черное тело при $T = 305 \text{ K}$ (3);
б — трава; *в* — водные поверхности (4 — бурун, 5 — сильное волнение моря, 6 — спокойная поверхность моря, 7 — водная поверхность после захода Солнца, 8 — черное тело при $T = 305 \text{ K}$)

торых приходится на длину волны $\lambda = 0,55 \text{ мкм}$ и соответствует отраженному солнечному излучению, а другой — на длину волны $\lambda = 10 \text{ мкм}$ и соответствует собственному тепловому излучению земной поверхности. Минимум приходится на длину волны $3,5 \text{ мкм}$. В диапазоне длин волн $8 \dots 13 \text{ мкм}$ хорошую аппроксимацию земной и водной поверхности дает закон Планка с учетом указанных выше коэффициентов излучения. Примеры спектральных характеристик собственного излучения почвы и белого песка показаны на рис. 1.14, а. Для сравнения дана спектральная характе-

ристика излучения черного тела с $T = 305 \text{ K}$ (32°C). Спектральная характеристика излучения травяного покрова, на которой виден минимум в спектре, соответствующий границе перехода от области отражения к области собственного излучения, приведена на рис. 1.14, б. График спектральной характеристики излучения поверхности моря (см. рис. 1.14, в) показывает зависимость спектральной плотности энергетической яркости излучения от состояния водной поверхности. На нем также хорошо виден переход от области отраженного излучения к области собственного.

2.9. Атмосферные источники излучения

При дистанционном зондировании необходимо учитывать излучение атмосферных источников, к которым относятся собственно атмосфера и облака. Влияние атмосферы на дистанционное зондирование следует рассмотреть отдельно (см. гл. 7). Здесь мы ограничимся описанием свойств атмосферы как излучателя. Атмосфера является источником собственного и рассеянного солнечного излучения. На длинах волн около $3\ldots 4 \text{ мкм}$ это излучение сопоставимо по мощности. На меньших длинах волн преобладает рассеянное излучение, на больших — собственное. На рис. 1.15, а приведен график спектральной плотности энергетической яркости излучения ясного полуденного неба при угле визирования 30° .

Спектральная плотность энергетической яркости атмосферы за счет рассеянного излучения существенно зависит от угла между направлением на Солнце и линией визирования и увеличивается с уменьшением этого угла. Спектр излучения ясного (безоблачного) ночного неба в ИК-диапазоне определяется температурой атмосферы и зависит от угла визирования относительно горизонта. При нулевых углах визирования спектр излучения практически совпадает со спектром излучения черного тела с температурой атмосферы. При увеличении этого угла толща атмосферы уменьшается, поэтому начинают проявляться два фактора: общее уменьшение энергетической яркости излучения атмосферы, а также проявление максимумов излучения в полосах поглощения (в соответствии с законом Кирхгофа), и «провал» в характеристике в области прозрачности (по тому же закону). График спектральной плотности энергетической яркости излучения ясного ночного неба показан на рис. 1.15, б.

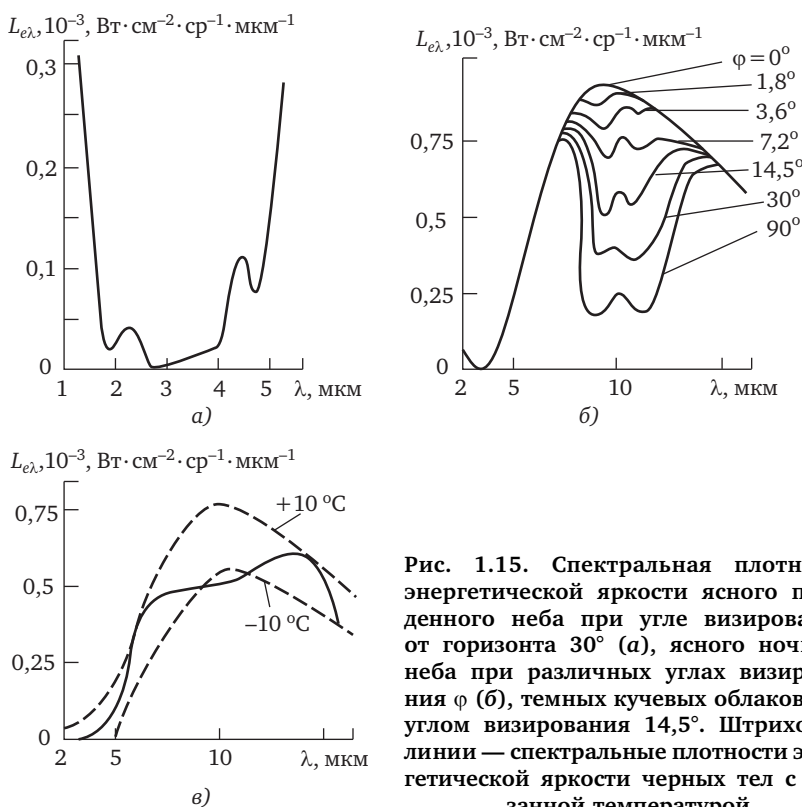


Рис. 1.15. Спектральная плотность энергетической яркости ясного полуденного неба при угле визирования от горизонта 30° (а), ясного ночного неба при различных углах визирования φ (б), темных кучевых облаков под углом визирования $14,5^\circ$. Штриховые линии — спектральные плотности энергетической яркости черных тел с указанной температурой

Облака также являются источниками собственного и отраженного солнечного излучения, соизмеримых по мощности в области $3\ldots 4 \mu\text{м}$. Облака обладают неселективным рассеянием, этим объясняется их белый цвет, поскольку все спектральные составляющие солнечного излучения равномерно рассеиваются. Голубой цвет дневного неба объясняется тем, что в видимой области наибольшему рассеянию подвергается коротковолновое «синее» излучение. На длинах волн $\varphi < 3 \mu\text{м}$ спектральная плотность энергетической яркости облаков изменяется в больших пределах (на два порядка) в зависимости от типа облачности и направления визирования. Излучение облачного ночного неба в ИК-области близко к излучению черного тела с температурой облаков (рис. 1.15, в). Спектральная плотность энергетической яркости излучения также зависит от ха-

рактера облачности и направления визирования, но в ИК-области эта зависимость меньше, чем в видимом диапазоне.

2.10. Космические источники излучения

К космическим источникам излучения относятся звезды, Солнце, Луна, планеты. При дистанционном зондировании используется отраженное от объектов солнечное излучение, поэтому важно знать параметры и характеристики Солнца как излучателя. Другие космические источники могут создавать фоновое излучение, попадать в угловое поле ОЭС как помеха. В оптико-электронных системах ориентации и навигации летательных аппаратов космические источники используются как ориентиры.

Система оценок интенсивности космических источников излучения основана на понятии «звездная величина», которая определяет видимый блеск звезды. Блеск звезды в зависимости от объективного изменения освещенности глаза изменяется по закону Погсона:

$$m - m_0 = -2,5 \lg \frac{E_v}{E_{v0}},$$

где m и m_0 — звездные величины; E_v и E_{v0} — соответствующие им освещенности. Звездные величины принято обозначать в виде индекса, например 1^m , 3 ; -0^m , 7 .

Освещенность в 1 лк создает на поверхности Земли звездная величина $m_0 = -14^m, 01$, а за пределами атмосферы звездная величина $-13^m, 75$. Поэтому освещенность, создаваемая на поверхности Земли звездой, определяется из соотношения

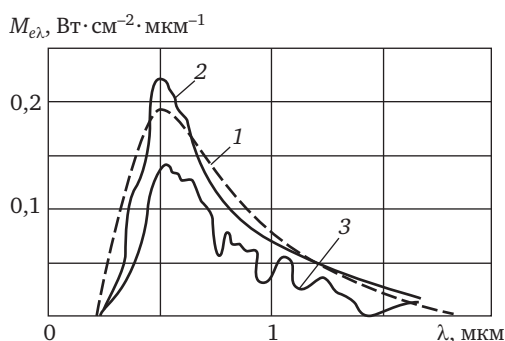
$$m + 14^m, 01 = -2,5 \lg E_v.$$

Тогда

$$E_v = 10^{-\frac{m+14,01}{2,5}}.$$

За пределами атмосферы

$$E_v = 10^{-\frac{m+13,75}{2,5}}.$$



**Рис. 1.16. Спектральная интенсивность
поверхностной плотности излучения:**

1 — черного тела; 2 — Солнца за пределами атмосферы;

3 — Солнца на уровне моря

Глазом видны звезды, звездная величина которых $m \leq 6$. Таких звезд около 4850.

Кроме блеска звезды делят по спектральному составу на классы, обозначаемые прописными буквами латинского алфавита (буквенные обозначения даны в порядке убывания цветовой температуры). Таких классов 10: O, B, A, F, G, K, M, R, N и S. Для более детального описания спектрального состава излучения каждый класс разделяют на 10 групп (от 0 до 9). Таким образом, звезду характеризуют кроме звездной величины двумя знаками — G0, A7 и т. д.

Около 20 звезд создают спектральную плотность облученности за пределами атмосферы $E_{e\lambda} > 10^{-12}$ Вт·см⁻²·мкм⁻¹. Такие звезды используются как астроориентиры.

Солнечное излучение за пределами атмосферы весьма близко по спектральному распределению к излучению черного тела с $T = 6000$ К (рис. 1.16).

Излучение, проходящее через атмосферу, по спектральному составу и мощности заметно отличается от излучения за пределами атмосферы. Это является следствием поглощения излучения атмосферой и рассеяния излучения в атмосфере. Солнце создает на поверхности Земли энергетическую облученность порядка 1350 Вт·м⁻² (солнечная постоянная). Считается, что до поверхности Земли доходит излучение в диапазоне длин волн $0,3...4$ мкм. В ближнем космосе Солнце создает освещенность $137\,000$ лк.

Излучение Луны состоит из собственного излучения и отраженного солнечного излучения. Собственное излучение соответствует излучению черного тела с $T = 400$ К. Максимум отраженного солнечного излучения несколько смещен в сторону более длинных волн по отношению к максимуму солнечного излучения ($\lambda_m = 0,55$ мкм) и приходится на длину волны $\lambda_m = 0,64$ мкм. Это является следствием увеличения отражательной способности поверхности Луны при увеличении длины волны. Энергетическая яркость Луны не превышает $L_e = 500 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1}$. Освещенность, создаваемая Луной, существенно зависит от фазового угла (фазовый угол равен 0° для полной Луны, а для новой он равен 180°).

Уровни естественной освещенности земного ландшафта при различных условиях освещения характеризуются следующими значениями:

Прямой солнечный свет	(1...1,3) 10^5
Рассеянный солнечный свет	(1...2) 10^4
Облачный день	10^3
Сильная облачность	10^2
Сумерки	10
Глубокие сумерки	1
Полнолуние	10^{-1}
Четверть луны	10^{-2}
Свет звезд	10^{-3}
Рассеянный свет звезд	10^{-4}

Спектральное описание детерминированных сигналов (по Фурье)

3.1. Спектральные характеристики периодических детерминированных сигналов

Детерминированным называют сигнал, параметры которого заданы (описаны). Например, синусоидальный сигнал описывается функцией $S(x) = A \sin(\omega x + \varphi)$, где A — амплитуда; ω — частота; φ — начальная фаза. Если заранее известно, что сигнал — синусоидальный или, как еще говорят, гармонический, то достаточно указать параметры A , ω , φ , и сигнал будет полностью описан.

В общем случае сигналы описываются более сложными функциями, многие из которых являются периодическими. Математический аппарат спектрального Фурье-анализа позволяет представить сложный периодический сигнал в виде суммы составляющих — гармоник. Зачем это используется? Прежде всего, описать прохождение гармонического сигнала через звенья системы значительно проще, чем сложного. Кроме того, основная мощность сигнала сосредоточена в ограниченном числе гармоник, часто только в первой, поэтому сложный сигнал заменяют одной или суммой нескольких гармоник. Важнейшим является согласование спектрального (гармонического) состава сигнала с параметрами и свойствами звеньев, например с полосой пропускания. Можно указать и еще множество причин, по которым бывает необходимо спектральное представление сигнала. Математический аппарат спектрального Фурье-анализа как мощный инструмент для описания преобразований сигналов применяется очень широко и в настоящее время развит настолько, что имеет несколько модификаций.

При описании одномерных периодических детерминированных сигналов, например электрических, весьма наглядной является форма представления сигнала в виде тригонометрического ряда. Если функция $S(x)$, описывающая сигнал, удовлетворяет условиям Дирихле (ограничена, кусочно-непрерывна и имеет конечное число экстремумов), то ее можно представить тригонометрическим рядом вида

$$\begin{aligned} S(x) &= \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(n\omega_1 x) + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin(n\omega_1 x) = \\ &= \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(n\omega_1 x - \varphi_n). \end{aligned} \quad (3.1)$$

Из (3.1) следует, что периодический детерминированный сигнал может быть разложен в общем случае на бесконечное число гармонических составляющих — гармоник. Другими словами, сложный периодический сигнал может быть получен суммированием гармоник. Частоты гармоник кратны основной частоте $\omega_1 = 2\pi/T$, где T — период сигнала, а амплитуды и фазы вычисляются как

$$\begin{aligned} A_n &= \sqrt{a_n^2 + b_n^2}; \\ \varphi_n &= \arctg\left(\frac{b_n}{a_n}\right); \\ a_n &= \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} S(x) \cos(n\omega_1 x) dx; \\ b_n &= \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} S(x) \sin(n\omega_1 x) dx; \\ \frac{a_0}{2} &= \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} S(x) dx. \end{aligned}$$

Совокупность амплитуд гармоник A_n представляет амплитудный спектр периодического детерминированного сигнала в тригономе-

трической форме, совокупность φ_n — фазовый спектр. Величина $a_0/2$ является постоянной составляющей сигнала. Постоянную составляющую можно было бы и не выделять из ряда, а считать ее гармоникой на нулевой частоте, т. е. при $n = 0$, и вычислять по формуле для a_n . Но постоянной составляющей является не a_0 , а именно $a_0/2$, и в этом состоит некоторая тонкость, свойственная тригонометрической форме ряда Фурье.

Амплитудный и фазовый спектры часто изображают графически. Для реальных сигналов амплитуды гармоник убывают с ростом n . Если функция $S(x)$ четная, то $b_n = 0$ и $A_n = a_n$, если же $S(x)$ — нечетная функция, то $a_n = 0$ и $A_n = b_n$. Фазовые спектры в этих случаях находятся тривиально.

Более компактно ряд Фурье может быть записан в экспоненциальной форме. Сразу же отметим, что это не какой-либо другой ряд, это другая форма математической записи. Экспоненциальный ряд Фурье имеет вид

$$S(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \dot{A}_n \exp[j(n\omega_1 x)], \quad (3.2)$$

где комплексная амплитуда

$$\dot{A}_n = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} S(x) \exp(-jn\omega_1 x) dx. \quad (3.3)$$

Связь между рядами (3.1) и (3.2) становится очевидной, если учесть, что косинус как функция может быть по формуле Эйлера представлен суммой экспонент:

$$\cos(n\omega_1 x) = \frac{\exp(-jn\omega_1 x) + \exp(jn\omega_1 x)}{2}. \quad (3.4)$$

Комплексная амплитуда может быть получена из тригонометрического ряда как

$$\dot{A}_n = \frac{A_n}{2} \exp(-j\varphi_n).$$

Особенностью экспоненциального ряда Фурье является прежде всего то, что в нем присутствуют как положительные, так и отрицательные частоты. Смысл отрицательной частоты ясен из (3.4): при

суммировании комплексных экспонент с положительной и такой же по величине отрицательной частотой образуется действительная функция — косинус.

При графическом изображении амплитудного спектра, когда используется экспоненциальный ряд Фурье, необходимо показывать как положительные, так и отрицательные частоты, т. е. спектр является в этом случае двусторонним и симметричным относительно оси ординат. Постоянная составляющая не выпадает из ряда и вычисляется по (3.3) при $n = 0$.

Третьей, наиболее удобной с точки зрения проведения математических операций формой описания спектра периодических детерминированных сигналов является спектральная плотность амплитуд

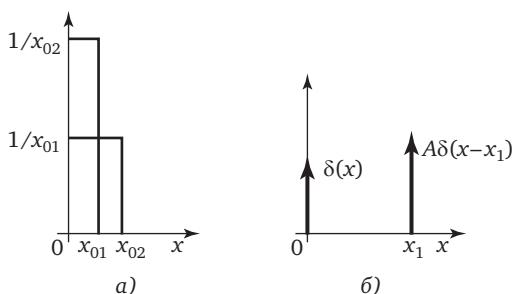
$$S(x) = 2\pi \frac{dA}{d\omega} = \frac{dA}{df}, \quad \omega = 2\pi f.$$

Забегая несколько вперед, скажем, что спектральная плотность амплитуд находится для непериодических детерминированных сигналов интегральным преобразованием Фурье. Для периодических сигналов такого преобразования, строго говоря, не существует, поскольку функция $S(x)$ не удовлетворяет условиям абсолютной интегрируемости. Для нахождения спектральной плотности периодических детерминированных сигналов используют введенные Дираком дельта-функции (δ -функции). По определению Дирака

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1; \\ \delta(x) = 0 \quad \text{при } x \neq 0. \end{array} \right. \quad (3.5)$$

Единичный импульс (δ -функция) в теории обобщенных функций определяется как предел функции, описывающей гауссовские, треугольные или прямоугольные импульсы при их длительности, стремящейся к бесконечности.

Допустим, что длительность некоторого прямоугольного импульса равна x_0 (рис. 1.17, а). Если $x_0 \rightarrow 0$, но площадь, занимаемая графиком функции, остается единичной, то амплитуда этого импульса $1/x_0 \rightarrow \infty$. Этот предел и является δ -функцией (не имеет размерность плотности). Физической моделью δ -функции для случая

Рис. 1.17. К определению δ -функции:а — прямоугольный импульс; б — δ -функции

одномерного временного сигнала может быть мощный короткий импульс. Однако δ -функция все же является физической абстракцией, поскольку нулевая длительность сигнала при конечной энергии невозможна. Графическое изображение δ -функции показано на рис. 1.17, б. Необходимо помнить, что длина стрелки показывает по существу не амплитуду импульса (она бесконечна), а площадь, т. е. значение множителя перед $\delta(x)$, поскольку

$$\int_{-\infty}^{\infty} A\delta(x)dx = A, \quad \text{где } A = \text{const.}$$

Вернемся к спектральным характеристикам периодических детерминированных сигналов. Очевидно, что поскольку гармоники в спектре таких сигналов существуют только на дискретных частотах кратных ω_1 , спектральная плотность амплитуд $S(\omega)$ на каждой частоте, на которой существует гармоника, бесконечна. Амплитуда же гармоники конечна и определяется разложением функции в ряд Фурье, поэтому становится очевидной запись спектральной плотности амплитуд периодического детерминированного сигнала в виде

$$S(\omega) = 2\pi \sum_{n=-\infty}^{\infty} \dot{A}_n \delta(\omega - n\omega_1) \quad (3.6)$$

или

$$S(f) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \dot{A}_n \delta(f - nf_1).$$

По (3.6) спектральная плотность амплитуд периодического детерминированного сигнала находится перемножением комплексной

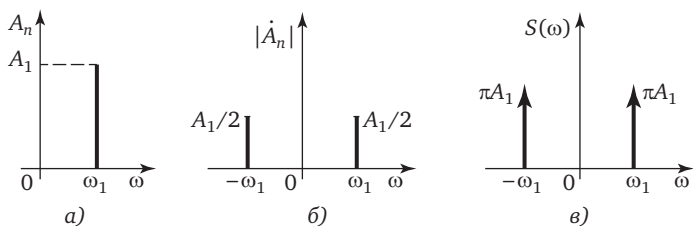


Рис. 1.18. Амплитудный спектр косинусоидального сигнала:
 а — тригонометрическая форма; б — комплексная форма;
 в — спектральная плотность амплитуд

амплитуды, определяемой выражением (3.3), на δ -функцию, взятую на соответствующей частоте. Допустим, что $S_1(x) = A_1 \cos \omega_1 x$ — косинусоидальный сигнал, содержащий одну единственную гармонику на частоте ω_1 . В тригонометрической форме амплитудный спектр содержит только эту гармонику (рис. 1.18). В комплексной форме амплитудный спектр содержит две составляющих с амплитудами $A_1/2$ на частотах $\pm \omega_1$. Спектральная плотность амплитуд такого сигнала содержит пару δ -функций с множителем $A_1 \pi$.

И, наконец, о том, почему при описании сигналов используют разложение в ряд Фурье и зачем представлять периодический детерминированный сигнал в виде спектральной плотности амплитуд.

Известно, что возможно разложение и по другим ортогональным функциям, а не только по синусам и косинусам. Однако гармонические сигналы обладают тем замечательным свойством, что не изменяют формы при прохождении через линейные звенья. Синусоида на входе линейного звена прибора останется синусоидой на его выходе, хотя в общем случае с другой амплитудой и начальной фазой.

Представление же периодических детерминированных сигналов в виде спектральной плотности удобно прежде всего потому, что позволяет использовать единый математический аппарат для описания преобразования как периодических, так и непериодических сигналов, использовать фильтрующее свойство δ -функций, а также свойства преобразования Фурье, справедливые для спектральных плотностей. Опираясь на эти свойства, сформулированные в виде теорем, можно существенно упростить математическое описание сигналов, а процесс преобразования сигналов представить достаточно наглядно. В преимуществах такого подхода мы далее неоднократно убедимся.

Отметим также, что до сих пор мы не оговаривали физический смысл функции $S(x)$ и ее спектральных характеристик. Для радиотехнических сигналов аргументом x чаще всего является время; для оптических же — координата. (Описание детерминированных сигналов в ОЭС рассмотрены в разд. 3.4.)

Как пример нахождения спектра периодического детерминированного сигнала рассмотрим последовательность прямоугольных импульсов (рис. 1.19).

Функция, описывающая импульс на периоде T , запишется в виде:

$$S(x) = \begin{cases} E, & -a/2 \leq x \leq a/2; \\ 0 & \text{при других } x. \end{cases}$$

Комплексная амплитуда

$$\begin{aligned} \dot{A}_n &= \frac{1}{T} \int_{-a/2}^{a/2} S(x) \exp(-jn\omega_1 x) dx = \\ &= \frac{E}{T} \int_{-a/2}^{a/2} \exp(-jn\omega_1 x) dx = -\frac{E}{Tjn\omega_1} \exp[-jn\omega_1 x]_{-a/2}^{a/2} = \\ &= \frac{2E}{n\omega_1 T} \left[\frac{\exp(jn\omega_1 a/2) - \exp(-jn\omega_1 a/2)}{2j} \right] = \frac{Ea}{T} \left[\frac{\sin(n\omega_1 a/2)}{n\omega_1 a/2} \right]. \end{aligned} \quad (3.7)$$

На рис. 1.19 показаны три формы представления спектра функции $S(x)$, причем взят случай, когда $a = T/2$. В этом случае из (3.7) легко получить

$$\dot{A}_n = \frac{E}{\pi n} \sin \frac{\pi n}{2} \quad \text{при } n \neq 0.$$

При $n = 0$ на основании первого замечательного предела

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sin x}{x} = 1, \quad A_0 = \frac{E}{2}.$$

Функция вида $Sa(x) = (\sin x)/x$ называется функцией отсчетов. К ней мы еще неоднократно обратимся. Используя это обозначение, спектр (3.7) может быть представлен в виде

$$\dot{A}_n = \frac{Ea}{T} Sa \frac{n\omega_1 a}{2}.$$

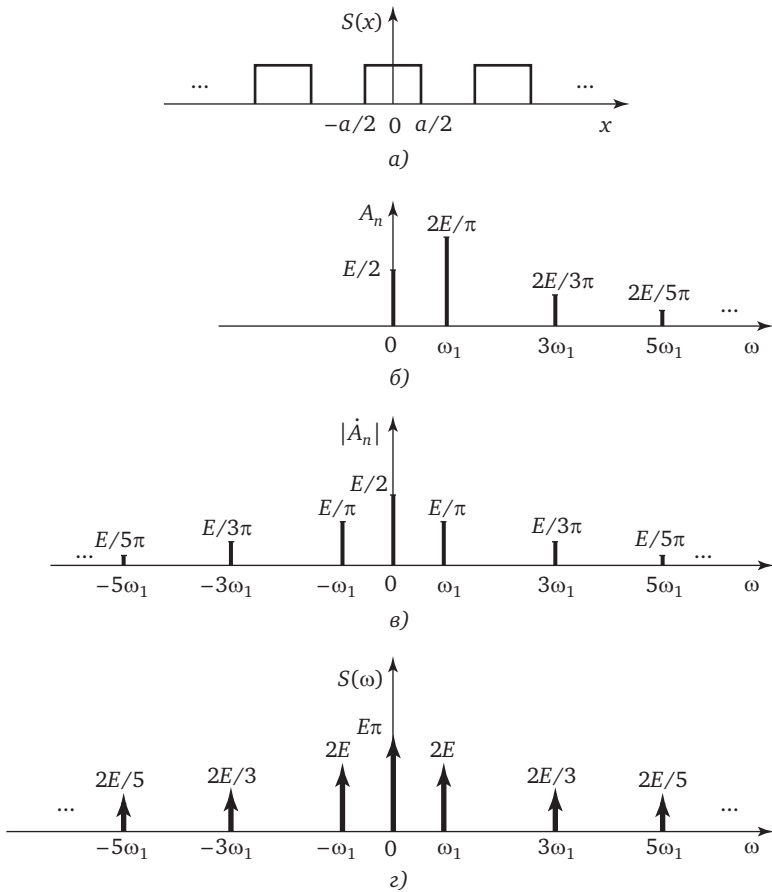
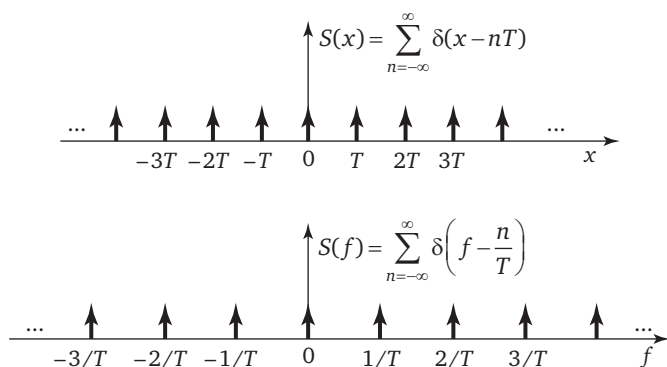


Рис. 1.19. Спектр периодического прямоугольного сигнала:
 а — функция $S(x)$; б — тригонометрическая форма; в — комплексная форма;
 г — спектральная плотность амплитуд

Практический интерес представляет предельный случай периодического детерминированного сигнала, состоящего из бесконечной последовательности δ -функций, чередующихся с периодом T (рис. 1.20). Такая функция $S(x)$ называется гребенчатой и обозначается как $\text{comb}(x)$:

$$S(x) = \frac{1}{T} \text{comb}\left(\frac{x}{T}\right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - nT).$$

Рис. 1.20. Гребенчатая функция $S(x)$ и ее спектр $S(f)$

Спектром (спектральной плотностью) гребенчатой функции также является гребенчатая функция с периодом по частоте $f = 1/T$:

$$S(f) = T \text{comb}(Tf) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(f - \frac{n}{T}\right).$$

3.2. Спектральные характеристики непериодических детерминированных сигналов

Спектральная плотность амплитуд непериодического детерминированного сигнала находится прямым преобразованием Фурье вида

$$\left\{ \begin{array}{l} S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} s(x) \exp(-j\omega x) dx \\ \text{или} \\ S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} s(x) \exp(-2\pi jfx) dx. \end{array} \right. \quad (3.8)$$

Справедливо и обратное преобразование Фурье, согласно которому

$$\left\{ \begin{array}{l} s(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \exp(-j\omega x) d\omega \\ \text{или} \\ s(x) = \int_{-\infty}^{\infty} S(f) \exp(-2\pi jfx) df. \end{array} \right. \quad (3.9)$$

Условиями существования преобразования Фурье являются ограниченность функции $s(x)$ и ее абсолютная интегрируемость.

Спектральная плотность $S(\omega)$ или $S(f)$ — комплексная функция. Ее называют спектром амплитуд, а аргумент — спектром фаз непериодического детерминированного сигнала. Для одномерных функций действительная часть спектра вычисляется как

$$\operatorname{Re}[S(f)] = \int_{-\infty}^{\infty} s(x) \cos(2\pi f x) dx,$$

а мнимая

$$\operatorname{Im}[S(f)] = \int_{-\infty}^{\infty} s(x) \sin(2\pi f x) dx.$$

Спектр амплитуд и фаз записывается соответственно в виде

$$|S(f)| = \sqrt{\{\operatorname{Re}[S(f)]\}^2 + \{\operatorname{Im}[S(f)]\}^2},$$

$$\theta(f) = \arctg \frac{\operatorname{Im}[S(f)]}{\operatorname{Re}[S(f)]}.$$

Непериодический сигнал можно рассматривать как предельный случай периодического, когда период $T \rightarrow \infty$. Тогда ясно, что поскольку частотный интервал между гармониками в спектре периодического сигнала равен $\omega_1 = 2\pi/T$, то при $T \rightarrow \infty$ гармоники сближаются, и спектр становится непрерывным. Однако при этом амплитуды гармоник уменьшаются [см. формулу (3.3)] и при $T \rightarrow \infty$ также становятся равными нулю, т.е. на любой частоте в спектре непериодического сигнала амплитуда равна нулю. Можно говорить лишь о конечной величине спектральной плотности амплитуд.

Здесь уместна аналогия со спектральными плотностями энергетических величин (см. разд. 2.3). Спектральная плотность потока излучения $\Phi_{e\lambda}$, например, дает распределение потока излучения по длинам волн λ . Величина $\Phi_{e\lambda}$ имеет размерность Вт $\cdot$ мкм⁻¹. Значение потока на длине волны λ равно нулю. Конечно значение потока лишь в узком, но конечном спектральном диапазоне $\lambda + \Delta\lambda$, монохроматического потока.

Вернемся к формуле (3.8) и сопоставим ее с формулой (3.3). Спектр периодического сигнала может быть получен из спектра непериодического сигнала той же формы.

Действительно, спектр периодического сигнала имеет огибающую, с точностью до множителя $1/T$ повторяющую спектр непериодического сигнала. Имея функцию спектральной плотности $S(\omega)$, заменой ω на $n\omega_1$ и умножением на $1/T$ можно получить амплитуды гармоник экспоненциального ряда. Например, пусть задан односторонний прямоугольный импульс длительностью a и амплитудой E (рис. 1.21):

$$S(x) = \begin{cases} E, & |x| \leq a/2 \\ 0 & \text{при других } x. \end{cases}$$

Можно получить, что

$$S(\omega) = \int_{-a/2}^{a/2} E \exp(-j\omega x) dx = Ea Sa\left(\frac{\omega a}{2}\right). \quad (3.10)$$

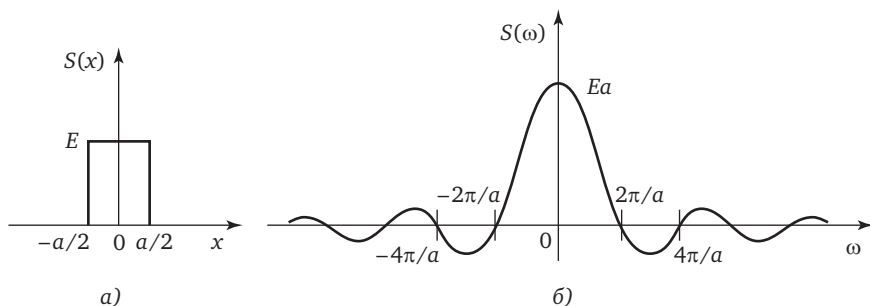


Рис. 1.21. Прямоугольный импульс (а) и его спектр (б)

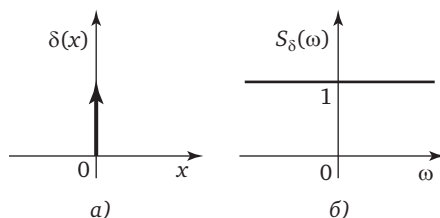


Рис. 1.22. Изображение δ -функции (а) и ее спектра (б)

Если теперь необходимо найти амплитуды $\dot{A}_n$ периодической последовательности таких импульсов, имеющих период T , заменив ω на $n\omega_1$ и умножив на $1/T$ в (3.10), получим (3.7). Функция отсчетов, являющаяся спектром одиночного прямоугольного импульса, показана на рис. 1.21. Отметим, что при $a \rightarrow 0$ и условии, что $Ea = 1$, что соответствует определению δ -функции, из (1.17) видно, что спектром δ -функции является единичная функция, т. е. $S_\delta(\omega) = 1$ (рис. 1.22).

3.3. Свойства преобразования Фурье

Для описания преобразований сигналов важно знать, какие операции в области сигналов соответствуют операциям, производимым в спектральной области, и наоборот. Приведем без доказательств некоторые важные для дальнейшего изложения теоремы о спектрах, определяющие свойства преобразования Фурье. Для компактности формулировок введем символическую запись:

$F[s(x)] = S(f)$ — прямым Фурье-преобразованием функции $s(x)$ является функция $S(f)$;

$F^{-1}[S(f)] = s(x)$ — обратным преобразованием функции $S(f)$ является функция $s(x)$;

$s(x) \leftrightarrow S(f)$ — функции $s(x)$ и $S(f)$ связаны преобразованием Фурье.

Свойство линейности. Если $S_1(f) = F[s_1(x)]$, $S_2(f) = F[s_2(x)]$, ..., $S_n(f) = F[s_n(x)]$, то $F[a_1 s_1(x) + a_2 s_2(x) + \dots + a_n s_n(x)] = a_1 S_1(f) + a_2 S_2(f) + \dots + a_n S_n(f)$, где $a_1, a_2, \dots, a_n$ — любые постоянные числа.

Таким образом, если какой-либо сигнал образуется суммированием сигналов, то спектр суммарного сигнала может быть получен суммированием спектров исходных сигналов. Роль постоянных множителей ясна.

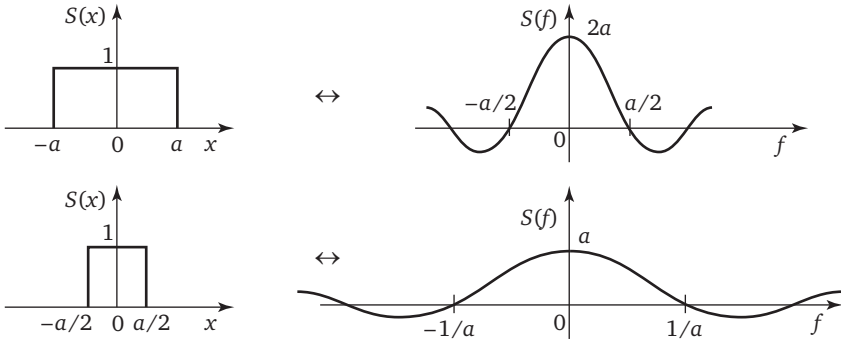


Рис. 1.23. Иллюстрация масштаба преобразования Фурье

Свойство изменения масштаба (теорема подобия). Если $S(f) = F[s(x)]$, то для любой действительной постоянной c

$$F[s(cx)] = \frac{1}{|c|} S\left(\frac{f}{c}\right).$$

Из этого свойства следует, что, сжимая сигнал, мы расширяем его спектр. Это свойство показано на примере прямоугольного импульса на рис. 1.23 при $c = 2$.

Свойство смещения в области сигнала (теорема запаздывания). Если $S(f) = F[s(x)]$, то $F[s(x - x_0)] = S(f) \exp(-2\pi j f x_0)$.

В соответствии с этим свойством Фурье-образы функции $s(x)$ и $s(x - x_0)$ имеют одинаковый модуль, а смещение сигнала по оси x на x_0 приводит к дополнительному вращению фазы на угол $2\pi j f x_0$, т. е. фазовый спектр изменяется, а амплитудный нет.

Свойство смещения в частотной области (теорема о модуляции). Если $S(f) = F[s(x)]$, то $F[s(x) \exp(2\pi j f_0 x)] = S(f - f_0)$.

Из этого свойства следует, что сдвиг на f_0 в частотной области эквивалентен умножению сигнала на $\exp(2\pi j f_0 x)$. Умножение на $\exp(-2\pi j f_0 x)$ переносит весь спектр по оси частот на f_0 . Процесс переноса спектра происходит обычно вследствие модуляции сигнала. Проиллюстрируем это свойство на примере перемножения $s(x)$ на несущую в виде косинусоиды. Косинусоидальная функция может быть выражена через пару экспонент в виде

$$\cos(2\pi f_0 x) = \frac{\exp(2\pi j f_0 x) + \exp(-2\pi j f_0 x)}{2}.$$

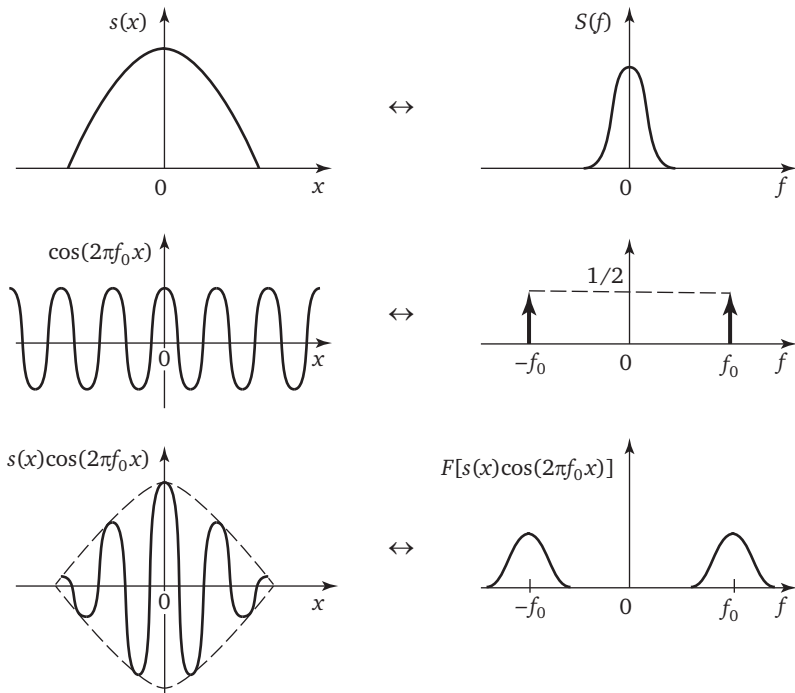


Рис. 1.24. Иллюстрация теоремы о модуляции

Перемножение сигнала $s(x)$ на каждую экспоненту дает смещение в частотной области на f_0 , но с различными знаками. В результате спектр произведения имеет вид, показанный на рис. 1.24.

Свойство симметрии (подобия). Если $S(f) = F[s(x)]$, то $F[s(x)] = M(-f)$.

По этому свойству, если сформировать сигнал $s(x)$, который описывается функцией, являющейся спектром некоторого исходного сигнала $M(x)$, то спектр сигнала $s(x)$ описывается функцией $M(-f)$. Например, если сформировать сигнал в виде функции отсчетов, то спектром такого сигнала будет прямоугольная функция (рис. 1.25).

Свертка в области сигналов. Если $S_1(f) = F[s_1(x)]$, $S_2(f) = F[s_2(x)]$, то

$$F \left[\int_{-\infty}^{\infty} s_1(x) s_2(\Delta x - x) dx \right] = S_1(f) S_2(f).$$

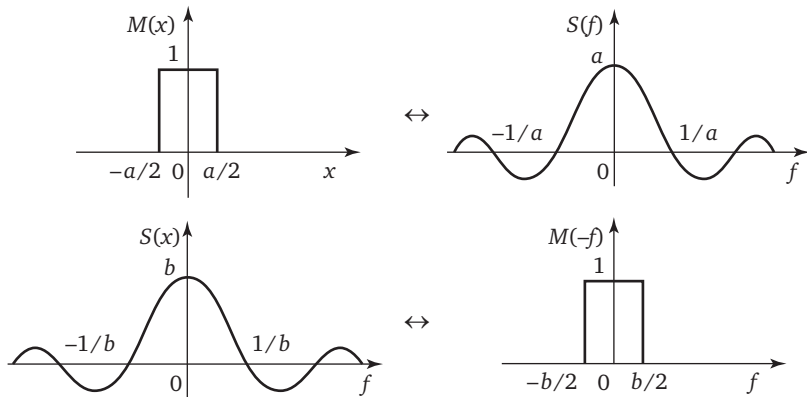


Рис. 1.25. Иллюстрация свойства подобия преобразования Фурье

Обозначив операцию свертки как $s_1(x) * s_2(x)$, запишем

$$F[s_1(x) * s_2(x)] = S_1(f) S_2(f).$$

Свертка в частотной области. Если $S_1(f) = F[s_1(x)]$, $S_2(f) = F[s_2(x)]$, то

$$F[s_1(x) s_2(x)] = S_1(f) * S_2(f),$$

где $S_1(f) * S_2(f) = \int_{-\infty}^{\infty} S_1(f) S_2(\Delta f - f) df$ — свертка по частоте.

Операция свертки в частотном анализе является одним из наиболее распространенных и эффективных приемов, поэтому остановимся на ней более подробно. Итак, свертке функций в области сигналов соответствует перемножение спектров, а спектр произведения двух сигналов может быть найден сверткой их спектров. Можно легко показать, что операция свертки обладает следующими свойствами:

$s_1(x) * s_2(x) = s_2(x) * s_1(x)$ — коммутативность;

$s_1(x) * [s_2(x) + s_3(x)] = s_1(x) * s_2(x) + s_1(x) * s_3(x)$ — дистрибутивность;

$s_1(x) * [s_2(x) * s_3(x)] = [s_1(x) * s_2(x)] * s_3(x)$ — ассоциативность.

Весьма полезным и наглядным является графическое представление свертки. Оно позволяет контролировать проведение преоб-

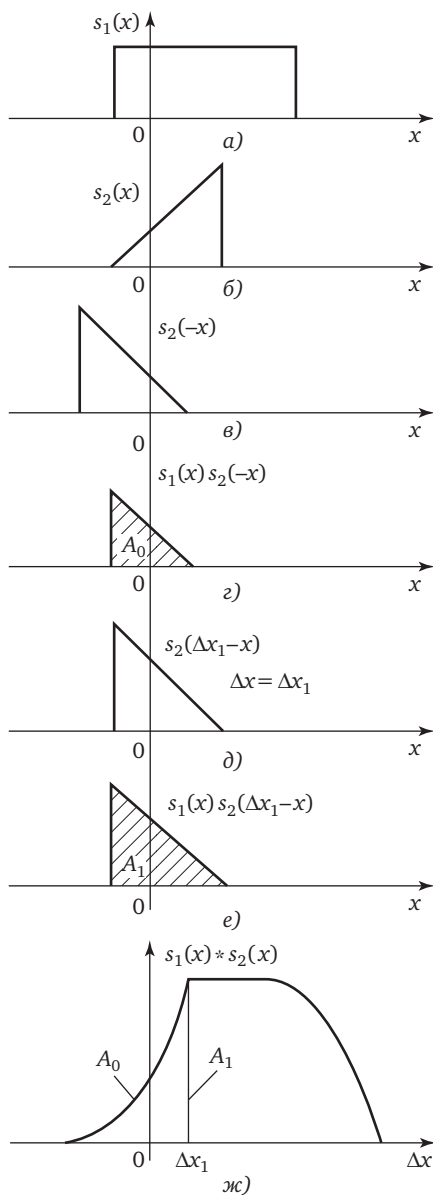


Рис 1.26. Графическая свертка:

$a, б$ — исходные функции; $в-е$ — промежуточные операции свертки;
 $ж$ — результат свертки

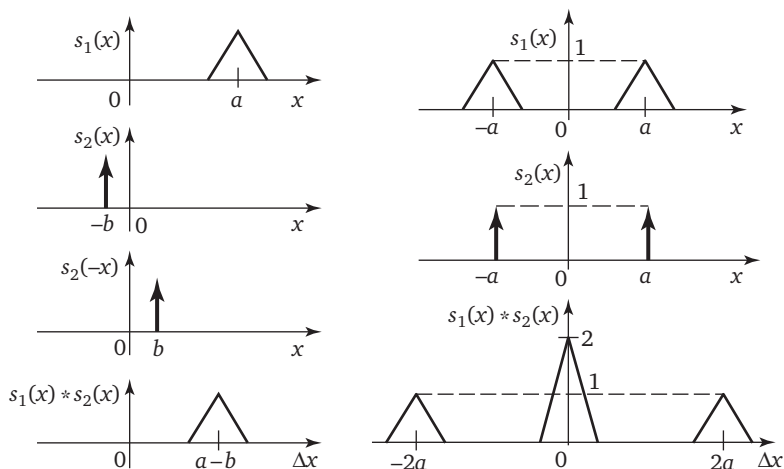
разований и даже получать конечные результаты без математических выкладок. Пусть функции $s_1(x)$ и $s_2(x)$ заданы графически (рис. 1.26). По определению их свертка

$$s_1(x) * s_2(x) = \int_{-\infty}^{\infty} s_1(x) s_2(\Delta x - x) dx$$

предполагает перемножение функции $s_1(x)$ на зеркальное отображение функции $s_2(x)$, взятое со сдвигом Δx , и интегрирование произведения, при этом данные операции должны производиться для всех сдвигов от $-\infty$ до ∞ . Реальные функции $s_1(x)$ и $s_2(x)$ имеют конечную длительность, поэтому пределы интегрирования определяются интервалом, на котором произведение $s_1(x) s_2(\Delta x - x)$ отлично от нуля. Итак, строим функцию $s_2(-x)$, поворачивая $s_2(x)$ вокруг вертикальной оси (см. рис. 1.26, в). Это положение соответствует нулевому сдвигу $\Delta x = 0$. Перемножим $s_1(x)$ и $s_2(\Delta x - x)$ (см. рис. 1.26, г). Площадь A_0 под этой эпюрой есть значение свертки для $\Delta x = 0$. Выбрав систему координат (см. рис. 1.26, ж), отложим это значение A_0 в точке $\Delta x = 0$. Зададим функции $s_2(-x)$ достаточно малый сдвиг Δx вправо (см. рис. 1.26, д). Вновь найдем произведение $s_1(x) s_2(\Delta x - x)$, вычислим его площадь A_1 и отложим ее значение на графике свертки. Прделав такие операции для всех Δx вправо, а затем и влево, получим график свертки.

Свертка существенно упрощается, если одной из функций является δ -функция. Известно фильтрующее свойство δ -функции, по которому свертка функции с δ -функцией дает исходную функцию, т. е. $s_1(x) * \delta(x) = s_1(x)$.

При графической свертке важно помнить, что свертка является функцией сдвига Δx , в остальном порядок операций считается прежним. Два характерных примера свертки показаны на рис. 1.27. В первом примере (рис. 1.27, а) показательно то, что функция свертки смещена от начала координат на $(a-b)$. Именно на эту величину необходимо сместить $s_2(-x)$, чтобы δ -функция «встала» под центр импульса $s_1(x)$. Во втором примере (рис. 1.27, б) отметим две детали. Во-первых, зеркальное отображение $s_2(-x)$ совпадает с $s_2(x)$. Это в дальнейшем встречается часто, поскольку спектры сигналов — четные функции. И, во-вторых, очень характерно положение импульсов функции свертки. В области нулевых сдвигов каждая

Рис. 1.27. Графическая свертка с δ -функциями

δ -функция воспроизводит «свой» импульс, и поэтому амплитуда удваивается. «Левая» δ -функция «встанет» под центр правого импульса при смещении функции $s_2(x)$ на $2a$ вправо, другая δ -функция — при смещении на $2a$ вправо. Если при δ -функции есть постоянный множитель, то его, очевидно, также необходимо учитывать.

Свойство свертки в частотной области может быть проиллюстрировано на примере уже рассмотренной теоремы о модуляции. Модулированный сигнал находится перемножением сигнала $s(x) = s_1(x)$ на сигнал $s_2(x) = \cos(2\pi f_0 x)$ (см. рис. 1.24). Спектр модулированного сигнала $S_m(f)$ определяется сверткой спектров сигналов $s_1(x)$ и $s_2(x)$. Графически этот спектр найти очень просто. Из построений ясно, что

$$S_m(f) = [S_1(f - f_0) + S_1(f + f_0)]/2.$$

Тот же результат можно легко получить аналитически.

3.4. Детерминированные сигналы в оптико-электронных системах (ОЭС)

Строго детерминированных сигналов не существует. Вместе с тем при расчете, анализе и синтезе ОЭС входные сигналы считают детерминированными, поскольку это упрощает математиче-

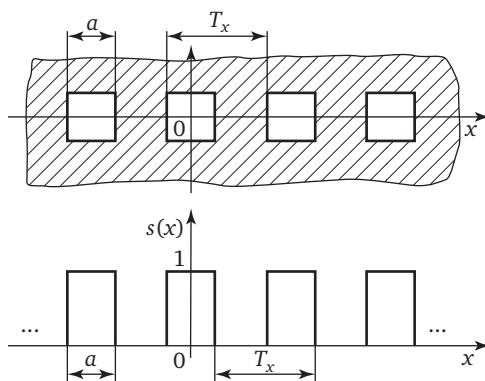


Рис. 1.28. Фрагмент раstra и функция его пропускания

ское описание прохождения сигналов через звенья ОЭС, а выводы можно в большинстве случаев распространить и на случайные сигналы. Далее, свойства звеньев ОЭС задаются аналитически по их реакции на типовые детерминированные сигналы. Кроме того, и сами эти свойства описываются детерминированными функциями. В качестве такого примера рассмотрим пропускание раstra, состоящего из чередующихся по оси x прозрачных и непрозрачных штрихов (рис. 1.28). Такой растр («рисунок») может быть нанесен на стеклянную пластину (подложку) или выполнен в виде прорезей в металлической пластине.

Опишем функцию пропускания этого раstra по оси x . Если штрихи раstra полностью прозрачны, то их пропускание равно 1. За пределами штрихов пропускание равно нулю. В результате функция пропускания $s(x)$ имеет вид последовательности прямоугольных импульсов, причем аргументом x является координата измеренная, например в миллиметрах. Период T_x в этом случае называют пространственным периодом, а частоту $f_x = 1/T_x$ или $\omega_x = 2\pi/T_x$ — пространственной частотой. Если считать, что растр бесконечен, т.е. содержит большое число штрихов, то, очевидно, спектр функции $s(x)$ найдется так же, как и в рассмотренном (см. разд. 3.1) примере при подстановке $E = 1$, $\omega = \omega_x$, $T = T_x$. Когда аргументом функции $s(x)$ является пространственная координата, спектр функции $s(x)$ называют пространственно-частотным.

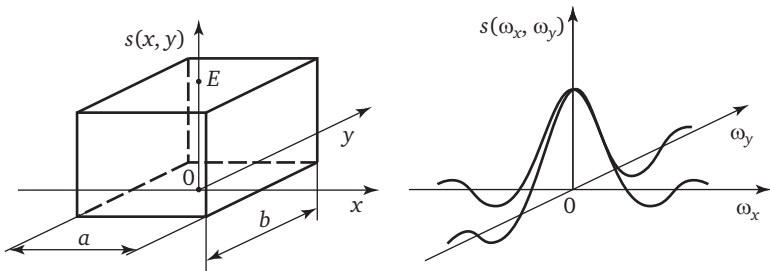


Рис. 1.29. Двумерный прямоугольный сигнал и его спектр

Легко теперь представить непериодический детерминированный сигнал, заданный в пространственных координатах.

Например, прозрачность прямоугольного отверстия, заданного в плоскости xu размерами a и b , имеет функцию пропускания, равную единице в пределах отверстия и нулю за его пределами (рис. 1.29), т. е.

$$s(x) = \begin{cases} 1 & |x| \leq \frac{a}{2}, |y| \leq \frac{b}{2}; \\ 0 & \text{при других } x. \end{cases} \quad (3.11)$$

Функция $s(x, y)$ является двумерной.

Прямое и обратное преобразования Фурье, определяющие соотношение между функцией и ее спектром (Фурье-образом), может быть записано для двумерных функций в следующем виде:

$$S(\omega_x, \omega_y) = \int_{-\infty}^{\infty} s(x, y) \exp[-j(\omega_x x + \omega_y y)] dx dy; \quad (3.12)$$

$$s(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega_x, \omega_y) \exp[j(\omega_x x + \omega_y y)] d\omega_x d\omega_y, \quad (3.13)$$

где ω_x, ω_y — пространственные частоты по ортогональным осям соответственно.

Если использовать частоты $f_x = \omega_x/2\pi$ и $f_y = \omega_y/2\pi$, записи прямого и обратного преобразования Фурье соответственно имеют вид:

$$S(f_x, f_y) = \int_{-\infty}^{\infty} s(x, y) \exp[-2\pi j(f_x x + f_y y)] dx dy; \quad (3.14)$$

$$s(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} S(f_x, f_y) \exp[2\pi j(f_x x + f_y y)] df_x df_y. \quad (3.15)$$

Используя формулу (3.12), найдем пространственно-частотный спектр функции (3.11). Можно получить, что пространственно-частотный спектр такой функции представляет собой двумерную функцию отсчетов вида

$$S(\omega_x, \omega_y) = Eab \operatorname{Sa}(\omega_x a/2) \operatorname{Sa}(\omega_y a/2).$$

Для общности высота функции $s(x, y)$ принята не единичной, а равной E .

Двумерными функциями описываются также распределения яркости в пространстве объектов или распределение облученности в пространстве изображений. Так, например, равномерное освещенное пятно размерами $a \times b$ (прямоугольный солнечный зайчик на черной школьной доске) может быть представлено функцией (3.11), описывающей в этом случае зависимость освещенности от координат.

Двумерное преобразование Фурье оптических сигналов имеет очень наглядное техническое воплощение, известное как преобразование Фурье в когерентной оптической системе. Для пояснения физического смысла этого преобразования рассмотрим схему, показанную на рис. 1.30. На ней изображен объектив, в передней фокальной плоскости которого размещен так называемый транспарант. В простейшем, но распространенном случае это может быть фотонегатив. Пусть этот транспарант имеет функцию пропускания излучения $s(x, y)$, где x, y — координаты, связанные с транспарантом. Для определенности предположим, что транспарант имеет вид сравнительно малого прямоугольного отверстия на непрозрачном фоне. Функцию пропускания такого отверстия мы определили чуть выше. Если облучить транспарант параллельным пучком монохроматического излучения, то на отверстии возникает дифракция. Объектив даст изображение дифракционной картины в задней фокальной плоскости, определяемой осями координат $x' y'$. Известно, что распределение комплексной амплитуды излучения в дифракционной картине, полученной таким образом с точностью до постоянного множителя A , соответствует преобразованию Фурье функции $s(x, y)$:

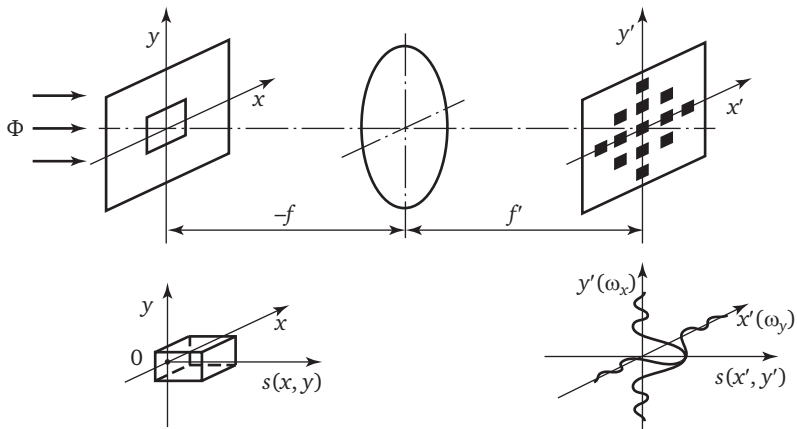


Рис. 1.30. Схема преобразования Фурье в когерентной оптической системе

$$s(x', y') = A \int \int_{-\infty}^{\infty} s(x, y) \exp[-j(\omega_x x + \omega_y y)] dx dy,$$

где координатам x' и y' в плоскости дифракционной картины соответствуют пространственные частоты $\omega_x = 2\pi x' / \lambda f'$, $\omega_y = 2\pi y' / \lambda f'$ (где λ — длина волны излучения; f' — фокусное расстояние объектива). На рис. 1.30 показаны также функции $s(x, y)$ и $s(x', y')$, соответствующие транспаранту и дифракционной картине.

В рассмотренном случае функция $s(x', y')$ — двумерная функция отсчетов. Дифракционную картину можно наблюдать, например, через микроскоп. Эта картина может регистрироваться с помощью приемников излучения. Все реальные детекторы (приемники излучения и глаз человека) реагируют на оптическую интенсивность (поток излучения), а не на амплитуду поля излучения. Поэтому на выходе детекторов образуется сигнал, представляющий квадрат модуля спектра, т. е. $|S(\omega_x, \omega_y)|^2$. При наблюдении глазом «горбы» функции $s(x', y')$ будут восприниматься как яркие пятна, разделенные темными промежутками. Промежутки соответствуют «нулям» функции $s(x', y')$. Интенсивность максимумов, как это следует из функции отсчетов, убывает по мере удаления от центра.

Преобразование Фурье в когерентной оптической системе может быть осуществлено при облучении транспаранта не только плоской, но и сферической волной от точечного источника излучения.

Масштаб изображения в этих схемах зависит от положения плоскости транспаранта на оптической оси. При расположении транспаранта вплотную к объективу масштаб изображения равен $1:1$, а масштаб пространственных частот $\omega_x = \pi x' / \lambda f'$, $\omega_y = \pi y' / \lambda f'$.

Используя оптические системы, дающие преобразование Фурье, можно экспериментально продемонстрировать свойства преобразования Фурье (теоремы о спектрах). Например, по теореме изменения масштаба спектр «расширяется» при «сужении» сигнала. Это значит, если взять два транспаранта, например, в виде щелей, одна из которых в два раза шире другой, и получить дифракционную картину поочередно от каждой щели, то можно убедиться, что в случае более широкой щели максимумы располагаются в два раза ближе, чем в случае узкой.

Другой пример. За первым объективом по ходу лучей поставим такой же второй, причем так, чтобы передняя фокальная плоскость второго объектива совпала с дифракционной картиной. Второй объектив осуществляет обратное преобразование Фурье и восстанавливает в задней фокальной плоскости функцию $s(x, y)$. Если обратиться к рассмотренному примеру с транспарантом в виде прямоугольного отверстия, то в задней фокальной плоскости второго объектива должно образоваться прямоугольное равномерно облученное пятно, представляющее функцию $s(x, y)$.

В дальнейшем нам придется оперировать типовыми детерминированными сигналами. В табл. 4 представлены наиболее часто употребляемые функции, даны их графические изображения и Фурье-образы.

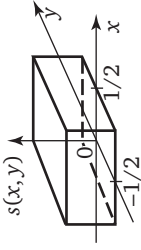
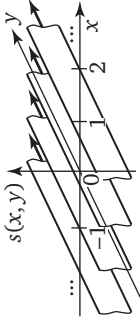
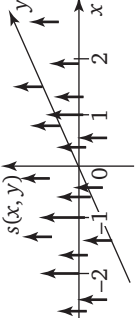
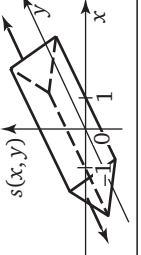
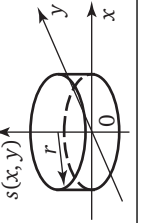
Для функций и их Фурье-образов использована так называемая сокращенная система записи, позволяющая максимально упростить математические преобразования. В сочетании с использованием свойств преобразования Фурье, сформулированных выше в виде теорем, и графическими преобразованиями типа «свертка» Фурье-анализ в сокращенной форме записи является удобным инструментом для анализа.

Для описания двумерных сигналов использована введенная Брэйсуэллом модифицированная δ -функция, имеющая вид «растянутого» вдоль оси импульса. Перемножение модифицированных δ -функций $\delta(x)$ и $\delta(y)$ дает двумерный аналог δ -функции Дирака. Использование модифицированных δ -функций $\delta(x)$ и $\delta(y)$ позво-

4. Графическое изображение часто употребляемых функций и их Фурье-образы

Функция и ее определение	Графическое изображение	Фурье-образ
$\delta(x) = \begin{cases} 1, & x = 0; \\ 0, & x \neq 0; \end{cases} \quad \text{для всех } y$		$\delta(f_y)$
$\delta(y) = \begin{cases} 1, & y = 0; \\ 0, & y \neq 0; \end{cases} \quad \text{для всех } x$		$\delta(f_x)$
$\delta(x,y) = \delta(x)\delta(y) = \begin{cases} 1, & x = 0, y = 0; \\ 0, & x \neq 0, y \neq 0 \end{cases}$		1
$\text{rect}(x) = \begin{cases} 1, & x \leq 1/2; \\ 0, & x > 1/2; \end{cases} \quad \text{для всех } y$		$\text{sinc}(f_x) \delta(f_y)$
$\text{sinc}(x) = \begin{cases} \frac{\sin \pi x}{\pi x}, & \\ \text{для всех } y \end{cases}$		$\text{rect}(f_x) \delta(f_y)$

Окончание табл. 4

Функция и ее определение	Графическое изображение	Фурье-образ
$\text{rect}(x) \text{rect}(y) = \begin{cases} 1, & x \leq \frac{1}{2}, y \leq \frac{1}{2}; \\ 0, & x > \frac{1}{2}, y > \frac{1}{2} \end{cases}$		$\text{sinc}(f_x) \text{sinc}(f_y)$
$\text{comb}(x) = \sum \delta(x-n)$		$\text{comb}(f_x) \delta(f_y)$
$\text{comb}(x) \text{comb}(y) = \sum_{-\infty}^{\infty} \sum_{-\infty}^{\infty} \delta(x-n) \delta(y-m)$		$\text{comb}(f_x) \text{comb}(f_y)$
$\text{lambda}(x) = \begin{cases} 1- x , & x \leq \frac{1}{2}; \\ 0, & x > \frac{1}{2} \end{cases}$		$\text{sinc}^2(f_x) \delta(f_y)$
$\text{circ}(r) = \begin{cases} 1, & r \leq 1; \\ 0, & r > 1 \end{cases}$ $r^2 = x^2 + y^2$		$2\pi r^2 \frac{j_1(2\pi r f_r)}{2\pi r f_r} = \pi r^2 \text{bessinc}(2r f_r)$

ляет легко переходить от двумерных сигналов к их одномерным аналогам, поскольку перемножение, например на $\delta(y)$, дает сечение двумерной функции по оси x . Отметим еще одно важное обстоятельство, связанное с использованием гребенчатых функций $\text{comb}(x)$ и сетчатых функций $\text{comb}(x)\text{comb}(y)$. Если гребенчатая функция имеет период T_x , то ее записью будет

$$\frac{1}{T_x} \text{comb}\left(\frac{x}{T_x}\right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - nT_x).$$

При использовании обычных частот $f_x = 1/T_x$, а не круговых $\omega_x = 2\pi f_x$, удобнее пользоваться функцией $\text{sinc}(x) = \sin\pi x/\pi x$, а не функцией отсчетов вида $Sa(x) = \sin x/x$.

Математическое описание случайных сигналов

4.1. Вероятностные характеристики

Случайным называют процесс, параметры которого могут быть указаны в определенных пределах с заданной вероятностью и принимать любые значения в этих пределах. Для указания на такой характер процесса используют также термины «стохастический процесс», «вероятностный процесс». Типичными примерами случайных процессов являются случайные изменения электрических сигналов в различных звеньях — усилителях, фильтрах, приемниках излучения. Включив осциллограф и установив достаточно большое усиление его входного усилителя, мы увидим на экране некоторый сигнал, хотя ко входу осциллографа источник сигнала не подключен.

Этот сигнал изменяется во времени произвольным образом, т.е. имеет случайный характер. Вместе с тем он не выходит за определенные пределы. Могут быть указаны и другие параметры и характеристики случайных сигналов, а говоря вообще — случайных процессов.

В рассмотренном примере случайный процесс является функцией времени — временной процесс.

Случайными процессами описываются поля яркости — подстилающие поверхности, облачный покров и другие, так как яркость этих полей случайным образом изменяется в пространстве. Поля яркости являются пространственными случайными процессами или описываются пространственными функциями. Конкретный вид, который принимает случайный процесс, называют его *реали-*

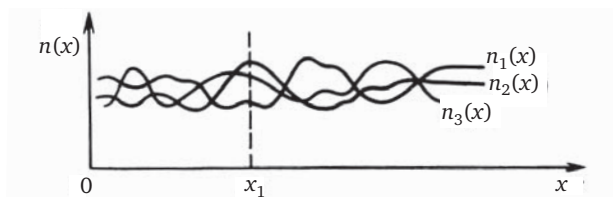


Рис. 1.31. Реализации случайного процесса

зацией. На рис. 1.31 показаны три реализации случайного процесса $n(x)$. Совокупность всех реализаций случайного процесса называют ансамблем реализаций.

Зафиксируем значения реализаций случайного процесса в точке x_1 . В общем случае эти значения будут различны и составлять множество (сечение) случайного процесса $n(x)$ при $x = x_1$:

$$n_1(x_1), n_2(x_1), n_3(x_1).$$

Наиболее полно случайный процесс описывается функциями распределения плотности вероятности. Вероятность того, что при значении $x = x_1$ величина n находится в интервале между n_1 и $n_1 + dn_1$:

$$P[n_1 \leq n(x_1) \leq n_1 + dn_1] = w_1(n, x_1) dn_1,$$

где $w(n, x_1)$ — одномерная функция распределения плотности вероятности случайного процесса $n(x)$ или, более коротко, одномерная плотность вероятности.

Плотность вероятности находится как производная от интегральной функции распределения $F_1(n, x_1)$:

$$w_1(n, x_1) = \frac{dF_1(n, x_1)}{dn_1}.$$

На рис. 1.32 показан пример функции распределения плотности вероятности $w_1(n, x_1)$.

Заштрихованная площадь составляет величину, численно равную вероятности попадания n в интервал от n_1 до $n_1 + \Delta n$:

$$P[n_1 \leq n(x_1) \leq n_1 + \Delta n] = \int_{n_1}^{n_1 + \Delta n} w(n, x_1) dn$$

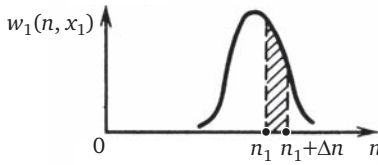


Рис. 1.32. Одномерная функция распределения плотности вероятности случайного процесса

Вероятность нахождения величины n в бесконечном промежутке равна 1, т. е.

$$\int_{-\infty}^{\infty} w(n, x_1) dn = 1,$$

что справедливо при любом законе распределения плотности вероятности.

Многие случайные процессы имеют так называемый нормальный или гауссовский закон распределения плотности вероятности:

$$w(n, x_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \left\{ -\frac{[n(x_1) - \bar{n}]^2}{2\sigma^2} \right\}, \quad (4.1)$$

где $\bar{n}$ — математическое ожидание; σ — среднее квадратическое отклонение случайной величины n . Смысл этих параметров мы раскроем далее.

Более детально случайные процессы описываются многомерными функциями распределения плотности вероятности. Эти функции определяют связь между значениями случайной функции $n(x)$ в двух и более сечениях. Для случая определения такой зависимости для двух сечений при аргументах x_1 и x_2 закон распределения плотности вероятности называют двумерным, для трех сечений — трехмерным и т.д. Двумерная функция распределения плотности вероятности (плотность вероятности) случайного процесса $n(x)$ показывает вероятность одновременного нахождения любой из реализаций $n(x)$ в интервале $(n_1, n_1 + dn_1)$ при $x = x_1$ и в интервале $(n_2, n_2 + dn_2)$ при $x = x_2$, т. е.

$$\begin{aligned} P[x_1 \leq n(x_1) \leq n_1 + dn_1; n_2 \leq n(x_2) \leq n_2 + dn_2] = \\ = w_{1,2}(n_1, x_1; n_2, x_2) dn_1 dn_2, \end{aligned}$$

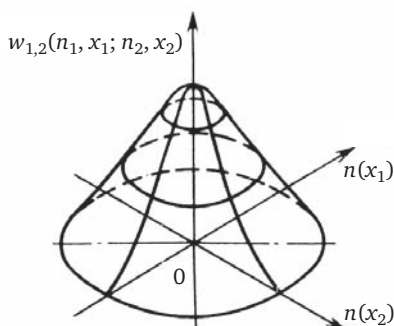


Рис. 1.33. Двумерная функция распределения плотности вероятности случайного процесса

где $w_{1,2}(n_1, x_1; n_2, x_2)$ — двумерная плотность вероятности случайного процесса.

Пример графика двумерной функции распределения плотности вероятности случайного процесса показан на рис. 1.33.

Случайный процесс называют стационарным в узком смысле, если его функции распределения (одномерные или многомерные) не зависят от координат сечений, по которым эти функции определяются.

Нахождение функций распределения случайных процессов представляется весьма сложной задачей, для решения которой требуется большой объем как исходного статистического материала, так и вычислительной работы. Для большого числа практических применений достаточно знать некоторые частные параметры и характеристики, представляющие те или иные свойства случайного процесса.

4.2. Параметры и характеристики случайного процесса (моменты распределения)

Наиболее часто для описания случайных процессов используют математическое ожидание, дисперсию, автоковариационную функцию, автокорреляционную функцию, называемые моментами распределения первых двух порядков.

Эти параметры и характеристики статистически могут быть определены двумя способами: осреднением по ансамблю реа-

лизаций и осреднением по аргументу x случайной функции $n(x)$. Первый путь (осреднение по ансамблю реализаций) сводится к исследованию статистики сечения ансамбля, т.е. основывается на оперировании отсчетами $n_1(x_1)$, $n_2(x_1)$, ..., $n_k(x_1)$ (см. рис. 1.31).

Если определены вероятностные характеристики случайного процесса в сечении $x = x_1$, то математическое ожидание

$$M[n(x_1)] = \int_{-\infty}^{\infty} n w_1(n, x_1) dn; \quad (4.2)$$

дисперсия

$$D[n(x_1)] = \int_{-\infty}^{\infty} \{n_1 - M[n(x_1)]\}^2 w_1(n, x_1) dn; \quad (4.3)$$

автоковариационная функция

$$K_{1,2}[n(x_{1,2})] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} n_1 n_2 w_{1,2}(n_1, x_1; n_2, x_2) dn_1 dn_2. \quad (4.4)$$

Если $M[n(x_1)]$, $D[n(x_1)]$, $K_{1,2}[n(x_{1,2})]$ не зависят от координаты сечения, то такой случайный процесс называют *стационарным в широком смысле*. Процесс, стационарный в узком смысле, всегда будет стационарным и в широком, но не наоборот.

Более подробно остановимся на определении математического ожидания, дисперсии и автоковариационной функции при осреднении по аргументу случайной функции. Такое определение имеет более простое физическое толкование и может быть эквивалентно определению по ансамблю реализаций. При осреднении по аргументу случайной функций статистика отсчетов образуется исследованием лишь одной реализации, но на достаточно большом интервале x (рис. 1.34), т.е. совокупностью отсчетов будет $n_1(x_1)$, $n_2(x_1)$, ..., $n_k(x_1)$. По этим отсчетам (статистике) могут быть полу-

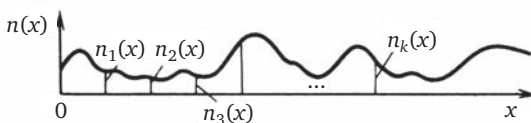


Рис. 1.34. Отсчеты случайной функции

чены математическое ожидание, дисперсия и автоковариационная функция. Если окажется, что их значения такие же, как и при их нахождении по ансамблю реализаций, то такой случайный процесс называют *эргодическим*.

Таким образом, для эргодического процесса осреднение по аргументу случайной функции эквивалентно осреднению по ансамблю реализаций. На практике свойство эргодичности дает возможность исследовать только одну реализацию, что существенно упрощает постановку эксперимента и обработку его результатов. Для эргодических случайных процессов математическое ожидание определяется как

$$M[n(x)] = \bar{n} = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} \int_{-X}^X n(x) dx, \quad (4.5)$$

где X — длина реализации.

Математическое ожидание, таким образом, представляет среднее значение или постоянную составляющую случайного процесса. Интеграл дает площадь под функцией $n(x)$ на интервале от $-X$ до X . Разделив эту площадь на длину реализации $2X$, получим высоту равного по площади прямоугольника. Эта высота и будет численно равна $M[n(x)]$ (рис. 1.35, а).

Дисперсия эргодического процесса определяется как

$$D[n(x)] = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} \int_{-X}^X [n(x) - \bar{n}]^2 dx, \quad (4.6)$$

т. е. дисперсия есть среднее значение квадрата отклонений реализации от математического ожидания. Физический смысл дисперсии случайного сигнала — мощность отклонений от постоянной составляющей. На рис. 1.35, б показаны две реализации, принадлежащие случайным процессам $n(x)$ и $m(x)$ с одинаковыми математическими ожиданиями, но различными дисперсиями: $D[n(x)] > D[m(x)]$. Постоянный сигнал имеет нулевую дисперсию.

Величина $s = \sqrt{D[n(x)]}$ называется *средним квадратическим отклонением случайной величины* $n(x)$.

Можно представить два случайных процесса, имеющих одинаковые математические ожидания, одинаковые дисперсии, но суще-

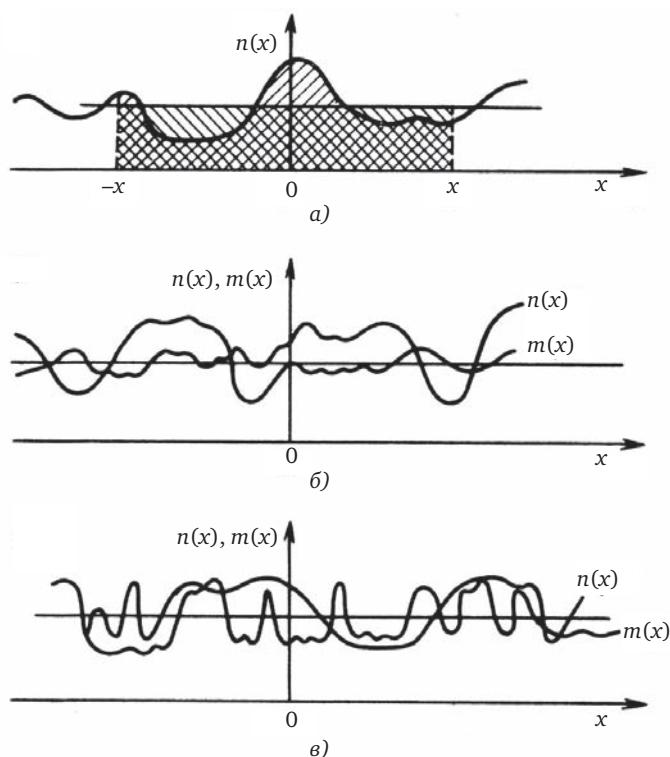


Рис. 1.35. К определению математического ожидания (а), дисперсии (б) и автоковариационной функции (в)

ственно отличающиеся по «частоте» или характеру изменений по аргументу случайной функции. Реализации таких случайных процессов $n(x)$ и $m(x)$ показаны на рис. 1.35, в.

Для сравнительно «медленно» изменяющегося процесса $n(x)$ соседние отсчеты, отстоящие на Δx , мало отличаются один от другого (сильно коррелированы). Для «быстро» изменяющегося процесса $m(x)$ отсчеты, отстоящие на Δx , отличаются более существенно (слабо коррелированы). Связь между отсчетами одного и того же случайного процесса выражают через автоковариационную функцию вида

$$K_{1,1}(\Delta x) = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} \int_{-X}^X n(x)n(x + \Delta x)dx. \quad (4.7)$$

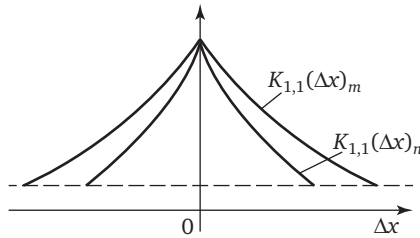


Рис. 1.36. Типовые автоковариационные функции

Автоковариационная функция является функцией сдвига Δx реализации случайного процесса относительно ее копии. Это убывающая функция, причем чем «быстрее» изменяется случайный процесс, т.е. чем он более высокочастотен, тем быстрее спадает автоковариационная функция. На рис. 1.36 показан типовой вид автоковариационных функций. В нашем примере $K_{1,1}(\Delta x)_m$ убывает быстрее, чем $K_{1,1}(\Delta x)_n$. Иногда учитывают статистическую взаимосвязь только между изменяющимися значениями случайного процесса, т.е. из реализации $n(x)$ вычитают математическое ожидание и находят функцию вида

$$R_{1,1}(\Delta x) = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} \int_{-X}^X [n(x) - \bar{n}][n(x + \Delta x) - \bar{n}] dx. \quad (4.8)$$

Эта функция называется *автокорреляционной функцией*. Для процессов с математическим ожиданием $\bar{n} = 0$ автокорреляционная и автоковариационная функции совпадают. Отметим важные свойства этих функций.

Связь между ними определяется соотношением

$$R_{1,1}(\Delta x) = K_{1,1}(\Delta x) - \bar{n}^2.$$

Автоковариационная и автокорреляционная функции являются убывающими. При $\Delta x \rightarrow \infty$ автоковариационная функция стремится к квадрату математического ожидания случайного процесса, а автокорреляционная функция — к нулю, т.е.

$$\lim_{X \rightarrow \infty} K_{1,1}(\Delta x) = \bar{n}^2; \quad \lim_{X \rightarrow \infty} R_{1,1}(\Delta x) = 0.$$

При $\Delta x = 0$ автоковариационная и автокорреляционная функции принимают максимальные значения. Для автоковариационной

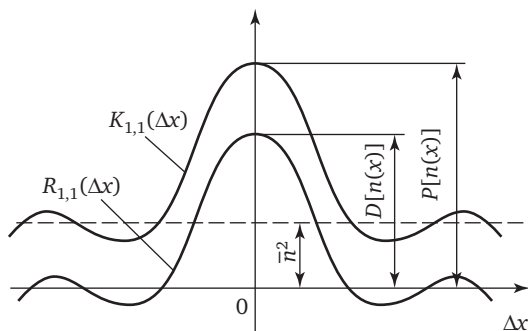


Рис. 1.37. Характерные точки автоковариационной и автокорреляционной функций

функции это значение численно равно полной средней мощности случайного процесса $P[n(x)]$, а для автокорреляционной — средней мощности флуктуаций, т.е. дисперсии случайного процесса $D[n(x)]$.

Автоковариационная и автокорреляционная функции стационарного процесса являются четными, т.е.

$$K_{1,1}(\Delta x) = K_{1,1}(-\Delta x); \quad R_{1,1}(\Delta x) = R_{1,1}(-\Delta x).$$

На рис. 1.37 показаны характерные точки автоковариационной и соответствующей автокорреляционной функций случайного процесса.

С автокорреляционной функцией связан один из важнейших параметров случайных процессов — радиус корреляции ρ_k . Радиус корреляции определяется как

$$\rho_k = \frac{1}{2} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} R_{1,1}(\Delta x) d(\Delta x)}{R_{1,1}(0)} = \frac{0}{R_{1,1}(0)},$$

т.е. он численно равен половине основания прямоугольника высотой $R_{1,1}(0)$, площадь которого равна площади под графиком $R_{1,1}(\Delta x)$ (рис. 1.38).

Радиус (коэффициент) корреляции тем меньше, чем быстрее убывает автокорреляционная функция, т.е. чем меньше статистическая взаимосвязь между значениями случайной функции. При

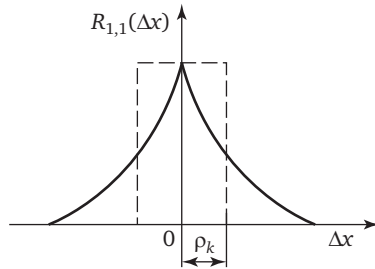


Рис. 1.38. К определению радиуса корреляции

$\Delta x > \rho_k$, значения отсчетов случайного процесса считаются независимыми.

4.3. Спектр случайного сигнала

Если воспользоваться преобразованием Фурье применительно к реализации случайного процесса $n(x)$, то мы получим также случайную функцию.

Для стационарных процессов, обладающих эргодическим свойством, неслучайной является автоковариационная функция, которая характеризует степень «изменчивости» случайного процесса. Спектром случайного процесса считают функцию, определяемую как преобразование Фурье от автоковариационной функции, т. е.

$$W(x) = \int_{-\infty}^{\infty} K_{1,1}(\Delta x) \exp(-j\omega \Delta x) d(\Delta x). \quad (4.9)$$

Используя обратное преобразование, запишем

$$K_{1,1}(\Delta x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W(\omega) \exp(j\omega \Delta x) d\omega. \quad (4.10)$$

Эту пару преобразований называют преобразованиями Хинчина—Винера.

Выясним физический смысл спектра случайного процесса. При $\Delta x = 0$ получим

$$K_{1,1}(0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W(\omega) d\omega.$$

Поскольку физический смысл $K_{1,1}(0)$ — полная средняя мощность случайного процесса, то $[W(\omega)d\omega]/2\pi$ — мощность процесса, приходящаяся на полосу частот $d\omega$, а функция $W(\omega)$ дает распределение полной мощности случайного процесса по частотам или, другими словами, физический смысл функции $W(\omega)$ — спектральная плотность мощности случайного процесса. Функцию $W(\omega)$ называют также энергетическим спектром случайного процесса. Можно показать, что энергетический спектр стационарного случайного процесса определяется другим путем:

$$W(\omega) = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{|S_k(j\omega)|^2}{\pi X},$$

где

$$S_k(j\omega) = \int_{-X/2}^{X/2} n_k(x) \exp(-j\omega \Delta x) dx;$$

X — длина k -й реализации $n_k(x)$ случайного процесса.

Считают, что случайный процесс имеет ширину спектра $\Delta\omega$, равную

$$\Delta\omega = \frac{\int_0^\infty W(\omega) d\omega}{W_{\max}(\omega)},$$

где $W_{\max}(\omega)$ — максимальное значение функции $W(\omega)$.

Связь между радиусом корреляции и эффективной шириной спектра определяется соотношением

$$\rho_k = \frac{\pi}{2\Delta\omega}.$$

Часто «почувствовать» смысл некоторых важных понятий и определений помогают простые примеры, с которыми мы соприкасаемся ежедневно. Это касается и параметров случайных процессов, суть которых применительно к сигналам не всегда быстро воспринимается слушателями. Однажды помог добиться лучшего понимания этого достаточно сложного лекционного материала такой пример. Аудитория, в которой приходила лекция, имела три окна. Окна располагались на высоте третьего этажа, и в первое

окно был виден кусок чистого неба. Была дивная весенняя мартовская погода и свет равномерно разливался в оконном проеме. Ко второму окну вплотную стоял старый клен, толстые скелетные ветви которого образовали в окне причудливое хитросплетение. Тонкие же ветви этого клена нависали над третьим окном. Студентам было предложено определить, в каких признаках состоят различия в видимых полях яркости, ограниченных этими окнами, если переводить эти признаки с описательного языка на язык понятий параметров случайных функций, которые незадолго до этого были изложены примерно так, как описано в этом параграфе. И вот к чему привели наши совместные со студентами рассуждения. Видимая из аудитории яркость каждой элементарной площадки в плоскости окна в общем случае различна, и распределение ее случайно. Можно найти среднюю яркость каждого окна и эта средняя яркость представляет математическое ожидание случайного распределения яркости. Вполне вероятно при достаточно большой площади оконных проемов, средние значения яркости (то есть математические ожидания) окажутся одинаковыми для всех трех окон. Таким образом, если представить случайные распределения яркости только их математическими ожиданиями, то никаких различий в структуре этих яркостей мы не обнаружим, более того, различные случайные процессы могут иметь одинаковые математические ожидания, в нашем случае одинаковую среднюю яркость. Изменения яркости, т.е. отклонения ее от среднего значения характеризуется дисперсией — мощностью отклонений случайной функции от ее математического ожидания. Первое равномерно освещенное окно характеризуется нулевой дисперсией яркости, что существенно отличает его от двух других, яркость которых изменяется от точки к точке в плоскости окна. Но два окна с изменяющейся яркостью могут иметь одинаковую дисперсию яркости, и даже скорее всего имеют, поскольку листьев на деревьях нет, яркость веток примерно одинакова, одинаковы и перепады яркости до уровня фона. Что же существенно отличает эти два случайных процесса с одинаковыми математическими ожиданиями и равными дисперсиями? «Быстрота» или скорость изменения яркости при переходе от точки к точке. Крупные скелетные ветви имеют большую пространственную протяженность, и яркость как бы медленно изменяется. Мелкие же ветви дают большее число

«скачков» яркости на единицу длины, т. е. случайный процесс изменяется быстрее, и эта скорость изменения случайного процесса и отображается автоковариационной функцией и ее преобразованием Фурье — энергетическим спектром. Второе окно с крупными ветвями будет «иметь» медленно убывающую автоковариационную функцию, а третье — быстро убывающую. Соответственно, в спектре случайного процесса с быстро убывающей автоковариационной функцией содержатся более высокие пространственные частоты. Это ясно, ведь мелкие ветви расположены с большей пространственной частотой, чем крупные, или, проще говоря, они ведь чаще.

4.4. Случайные сигналы в оптико-электронных системах

Математический аппарат случайных функций в применении к оптическим и оптико-электронным приборам используется в основном при описании шумовых процессов, пространственных структур объектов и при обработке результатов измерений.

Рассмотрим важнейшие понятия и определения, относящиеся к описанию шума.

Случайный процесс, спектральная плотность мощности которого постоянна на всех частотах, называют «белым» шумом. Как альтернативное понятие используют термин «окрашенный» шум, т. е. такой, в котором спектральная плотность мощности существенно изменяется в зависимости от частоты. Эти термины очень удачно подчеркивают аналогию со спектром видимого излучения (по длинам волн λ): в белом свете содержатся все «цвета», а излучение, в котором преобладают составляющие на какой-либо длине волны, дают соответствующую окраску, например синюю. По определению спектральная плотность мощности (спектр) белого шума изображается прямой, параллельной оси частот. Как мы уже отмечали, такому спектру соответствует сигнал в виде δ -функции, т. е. автоковариационной функцией белого шума является δ -функция. Если спектральная плотность мощности белого шума равна $W(\omega) = N_0$, то автоковариационная функция белого шума $K_{1,1}(\Delta x) = N_0\delta(0)$. Поскольку эта автоковариационная функция существует только в нуле, значения отсчетов белого шума даже при сколь угодно малых Δx некоррелированы.

Белый шум является физической абстракцией и реально существовать не может. Действительно, полная мощность такого процесса должна быть неограниченно большой, и корреляционная связь между отсчетами реального процесса при малых Δx существует. Однако использование такой модели шума существенно упрощает математический анализ и вполне корректно.

Шум может иметь различные законы распределения плотности вероятности. Если, например, плотность вероятности подчиняется гауссовскому закону, то такой шум называют нормальным белым шумом.

Белый шум, проходя через звенья системы, принимает «окраску», определяемую свойствами этих звеньев, в частности, ограничивается по полосе частот и поэтому становится коррелированным. Распространены модели шума, ограниченного по полосе частотами от 0 до ω_M (низкочастотный шум), и шума, действующего в области некоторой сравнительно высокой частоты ω_0 и имеющего полосу $\Delta\omega \ll \omega_0$ (узкополосный шум).

Рассмотрим описание пространственных структур объектов с помощью аппарата случайных функций.

Зондируемая поверхность описывается распределением яркости, являющимся функцией многих переменных — пространственных координат x, y, z , длины волны λ , времени t , условий освещения, т. е. $L(x, y, z, \lambda, t, \dots)$. Типы зондируемых поверхностей отличаются разнообразием по каждому из параметров поля яркости, предложить какую-либо детерминированную модель невозможно, поэтому случайное поле яркости описывают с использованием вероятностных характеристик, моментов распределения и энергетического спектра.

Эти параметры и характеристики используют чаще всего по отношению к пространственной информации, оставляя спектральную и временную информацию для описания другими методами.

Поскольку в ОЭС формируется плоское изображение, то представляется возможным использовать две линейные координаты при описании яркости объекта, т. е. использовать двумерные функции $L(x, y)$.

Двумерное поле яркости может быть представлено в вероятностном смысле с помощью многомерных законов распределения яркости, которые часто бывают недоступны. Наиболее часто при описа-

нии случайного поля яркости используют моменты распределения и энергетический спектр, принимая при этом гипотезу о стационарности и эргодичности случайного поля яркости. В общем случае оптические поля при зондировании не являются стационарными, что особенно проявляется при переходе от одного типа природных образований к другому. В то же время гипотеза о стационарности и эргодичности может быть принята в пределах одного типа природных образований. В этом случае двумерная автоковариационная функция определяется как

$$K_{1,1}(\Delta x, \Delta y) = \lim_{\substack{X \rightarrow \infty \\ Y \rightarrow \infty}} \frac{1}{4XY} \int_{-X}^{+X} \int_{-Y}^{+Y} n(x, y) n(x + \Delta x, y + \Delta y) dx dy,$$

а пара преобразований Хинчина — Винера имеет вид

$$W(\omega_x, \omega_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} K_{1,1}(\Delta x, \Delta y) \exp[-j(\omega_x \Delta x + \omega_y \Delta y)] d(\Delta x) d(\Delta y);$$

$$K_{1,1}(\Delta x, \Delta y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} W(\omega_x, \omega_y) \exp[j(\omega_x \Delta x + \omega_y \Delta y)] d\omega_x d\omega_y.$$

Если поле яркости является изотропным, т.е. его статистические свойства, в частности, автоковариационная функция, одинаковы во всех направлениях, то одну из переменных x или y и соответственно ω_x или ω_y можно исключить из рассмотрения, что существенно упрощает математическое описание.

Рассмотрим примеры описания случайного поля яркости.

В диапазонах 4...5 и 8...14 мкм плотность распределения яркости таких типов ландшафтов, как лес, облачный покров, городской ландшафт, близка к гауссовскому, т.е. определяется как

$$w(L) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_L} \exp\left[-\frac{(L - \bar{L})^2}{2\sigma_L^2}\right],$$

где σ_L — среднее квадратическое отклонение яркости; $\bar{L}$ — математическое ожидание яркости.

По результатам наземных измерений получены значения σ_L некоторых ландшафтов (табл. 5).

**5. Среднее квадратическое отклонение
яркости ландшафтов, 10^{-5} , Вт·см $^{-2}$ ·ср $^{-1}$**

Ландшафт	Спектральный диапазон, мкм			
	2...3	3...4	4...5	8...14
Лес:				
ясным днем	4,1	2,5	0,5	7,3
днем при сплошной облачности	1,3	1,7	0,5	7,3
ночью	—	0,5	0,48	7,3
Облачный покров:				
частичная облачность днем	31,6	3,1	1,7	192
частичная облачность ночью	—	—	1,7	192
ночью	—	—	0,9	4,5
Городской ландшафт:				
ясным днем	11,7	5,6	3,3	42,0
днем при сплошной облачности	1,0	2,0	3,1	26,4
ночью	0,3	0,5	1,0	8,0

В диапазонах 2...3 и 3...4 мкм плотность распределения яркости этих ландшафтов близка к пуассоновскому:

$$w(L) = \frac{1}{L} \exp \left[-\frac{L}{\bar{L}} \right].$$

Автоковариационная функция аэроландшафтов типа равнина, пустыня, горы, вода, а также облачный покров может быть аппроксимирована как

$$K_{1,1}(\Delta x) = \sum_{n=1}^5 a_n F_n(\Delta x), \quad (4.11)$$

где $F_1(\Delta x) = \exp(-\Delta x/\rho_1)$; $F_2(\Delta x) = \exp(-\Delta x/\rho_2)$; $F_3(\Delta x) = J_0(f_{1x}\Delta x)$; $F_4(\Delta x) = J_0(f_{2x}\Delta x)$; $F_5(\Delta x) = 0...1$; J_0 — функция Бесселя первого рода нулевого порядка; a_n — постоянные коэффициенты; ρ_1 , ρ_2 — радиусы корреляции; f_{1x} , f_{2x} — пространственные частоты (волновые числа, км $^{-1}$). Параметры аппроксимации a_n , f_{1x} , f_{2x} , ρ_1 , ρ_2 определяли на основе экспериментальных данных, полученных при измерениях с самолета на высотах 2...5 км. Аппаратура имела пространственное разрешение на местности 20...50 м. Значения параметров аппроксимации

$$0,5 \leq \rho_1 \leq 5 \text{ км}; \quad 0,08 \leq \rho_2 \leq 0,3 \text{ км};$$

$$0,2 \leq f_{1x} \leq 1,5 \text{ км}^{-1}; \quad 2,6 \leq f_{2x} \leq 12 \text{ км}^{-1}.$$

Составляющие ряда (4.11) $F_1(\Delta x)$ и $F_3(\Delta x)$ представляют собой корреляцию крупных неоднородностей ландшафта (сравнительно медленный спад и «колебательность» автоковариационной функции соответственно), а составляющие $F_2(\Delta x)$ и $F_4(\Delta x)$ — корреляцию сравнительно мелких неоднородностей (также спад и «колебательность» автоковариационной функции соответственно). Коэффициенты a_1, a_2, a_3 и a_4 — постоянные множители, учитывающие весовой вклад соответствующих функций, коэффициент a_5 представляет собой мощность постоянной составляющей.

Таким образом, поле яркости можно представить как совокупность двух преобладающих структур — низкочастотной, учитываемой функциями $F_1(\Delta x)$ и $F_3(\Delta x)$, и высокочастотной, учитываемой функциями $F_2(\Delta x)$ и $F_4(\Delta x)$. При переходе в ИК-область роль низкочастотной структуры возрастает. Для двухструктурной модели аппроксимацией плотности распределения яркости является бимодальная функция, представляющая собой сумму двух гаусовских законов:

$$w(\varphi) = b_1 \exp \left[-\frac{(\varphi - \varphi_1)^2}{2\sigma_{L_1}^2} \right] + b_2 \exp \left[-\frac{(\varphi - \varphi_2)^2}{2\sigma_{L_2}^2} \right],$$

где $\varphi = (L - \bar{L})/\sigma_L$; b_1 и b_2 — весовые коэффициенты.

Высокочастотная составляющая может, например, определяться структурой почвы или растительности, а низкочастотная — рельефом местности. При преобладании низкочастотной составляющей энергетический спектр описывается зависимостью

$$W(\omega_x, \omega_y) = \frac{4\pi \rho_x \rho_y \sigma_L^2}{(1 + \rho_x^2 \omega_x^2 + \rho_y^2 \omega_y^2)^{3/2}},$$

где ρ_x и ρ_y — радиусы корреляции по осям x и y соответственно.

Пространственно-частотные характеристики природных преобразований могут учитываться при формировании признаков распознавания и при реализации пространственной фильтрации (см. разд. 6.5).

Информационные параметры сигналов

5.1. Количество информации и энтропия

В процессе прохождения через звенья ОЭС сигнал претерпевает ряд преобразований, направленных на получение нужных нам сведений — полезной информации. С практической точки зрения целесообразно оценить информацию в количественной мере с тем, чтобы определить возможности ОЭС или отдельных ее звеньев передавать информацию без потерь.

Очевидно, что получение информации в общем случае возможно, если имеется какая-либо неопределенность в состоянии того объекта, от которого эта информация исходит. Мы уже отмечали, что если сигнал детерминирован, т. е. все его параметры заранее известны, то никакой информации такой сигнал не несет. Только случайные сигналы могут содержать информацию, и поэтому понятие количества информации связано с вероятностными характеристиками сигналов. Допустим, что сигнал может принимать два значения 1 или 0. В результате принятия реализации такого сигнала мы получим какую-то информацию, например, есть источник излучения в угловом поле ОЭС или его нет. Очевидно, что чем больше значений может принимать сигнал, например десять, тем большая информация может быть получена в результате принятия реализации такого сигнала.

В общем случае вероятности каждого из возможных значений сигналов могут быть различными. Допустим, что сигнал может

принимать значения $n_1, n_2, \dots, n_n$ с вероятностями $p(n_1), p(n_2), \dots, p(n_n)$ соответственно. Естественно, что чем априорно (до принятия реализации) вероятность какого-либо значения $p_i(n_i)$ меньше, тем большее количество информации сигнал n_i несет. Например, в сообщении «на соседней улице такая же ясная погода, как и на нашей» содержится мало информации, поскольку вероятность того, что на расстоянии в сотни метров какая-то другая погода, мала. Если же сообщено «на соседней улице ливень», хотя в окно светит солнце и нет намека на дождь, несет значительно больше информации. Хотя такое событие маловероятно, но оно все-таки возможно, т. е. имеется конечная вероятность его появления. Оценить количественно априорную неопределенность (т. е. наше «незнание») в состоянии какого-либо объекта можно величиной, обратно пропорциональной вероятности появления значения события, т. е. как $1/p(n_i)$. Но такая мера неудобна, поскольку при $p(n_i) = 1$ неопределенность оценивается конечной величиной, равной единице, хотя никакой неопределенности нет. Для количественной оценки неопределенности в состоянии объекта принято использовать логарифмическую меру, называемую частной энтропией $H(n_i) = \log_a(1/p(n_i))$.

Полную энтропию можно получить усреднением частных энтропий, т. е. как

$$H_{\text{ap}} = - \sum_{i=1}^N p(n_i) \log_a p(n_i). \quad (5.1)$$

Если после принятия реализации сигнала осталась какая-либо неопределенность в состоянии объекта, характеризующая апостериорной (после опыта) энтропией, то количество полученной информации $I(n)$ определяется как $I(n) = H_{\text{ap}} - H_{\text{aps}}$.

Если неопределенность полностью снята, то априорная энтропия и количество полученной информации численно совпадают. Единицы измерения энтропии и количества информации зависят от выбора основания логарифма. При использовании десятичных логарифмов единица измерения называется *дит*, натуральных — *нит*, двоичных — *бит*.

Остановимся на свойствах энтропии.

1. Энтропия — величина вещественная, ограниченная и неотрицательная. Это следует непосредственно из определения (5.1), поскольку $0 \leq p(n_i) \leq 1$.

Энтропия максимальна, если все события равновероятны. Максимальное значение энтропии

$$H_{\max} = -\sum_{i=1}^N \frac{1}{N} \log_2 \frac{1}{N} = \log_2 N.$$

3. Энтропия системы двух альтернативных событий может изменяться в пределах от нуля до единицы.

До сих пор мы предполагали, что сообщение имеет дискретный характер, т. е. сигнал может принимать определенное число конечных значений с различной вероятностью. Непрерывные сигналы характеризуются плотностью распределения вероятности $w(n)$, при этом вероятность нахождения значения случайной величины в интервале $n + \Delta n$ равна

$$p[n \leq n(x) \leq n + \Delta n] = \int_{\Delta n} w(n) dn \approx w(n_i) \Delta n.$$

Если разбить функцию $w(n)$ на участки Δn (рис. 1.39), то величина $p[n \leq n(x) \leq n + \Delta n]$ численно равна площади заштрихованного прямоугольника.

Заменим энтропию непрерывного сообщения энтропией дискретного, взяв значения n_i и соответствующие им вероятности:

$$\begin{aligned} H_{\text{appr}} &= -\sum_{i=1}^N p(n_i) \log_a p(n_i) = -\sum_{i=1}^N w(n_i) \Delta n \log_2 [w(n_i) \Delta n] = \\ &= -\sum_{i=1}^N w(n_i) \Delta n \log_2 w(n_i) - \sum_{i=1}^N w(n_i) \Delta n \log_2 (\Delta n). \end{aligned}$$

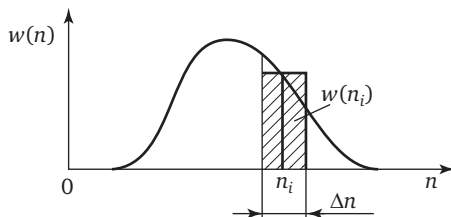


Рис. 1.39. К определению энтропии непрерывного сигнала

Переход к энтропии непрерывного сообщения возможен при $\Delta n \rightarrow 0$ т. е.

$$\begin{aligned} \lim_{\Delta n \rightarrow 0} \left\{ - \sum_{i=1}^N w(n_i) \Delta n \log_2 w(n_i) - \sum_{i=1}^N w(n_i) \Delta n \log_2 (\Delta n) \right\} = \\ = - \int_{-\infty}^{\infty} w(n) \log_2 w(n) dn - \lim_{\Delta n \rightarrow 0} \log_2 (\Delta n). \end{aligned} \quad (5.2)$$

Здесь учтено, что

$$\lim_{\Delta n \rightarrow 0} \sum_{i=0}^N w(n) \Delta n = \int_{-\infty}^{\infty} w(n) \log_2 w(n) dn = 1.$$

Второй член в формуле (5.2) является константой, поскольку несет конечную величину, определяемую разрешением системы, например по уровню яркости или в пространстве. В связи с этим этот член исключается из рассмотрения, а мерой энтропии непрерывного сигнала принимается величина

$$h(n) = - \int_{-\infty}^{\infty} w(n) \log_2 w(n) dn,$$

называемая *дифференциальной энтропией*. В отличие от энтропии дискретных сообщений величина $h(n)$ зависит от выбора единиц измерения n , поэтому как абсолютная мера неопределенности использована быть не может.

5.2. Поле излучения как источник информации

Источником информации для ОЭС является пространство объектов — поле излучения. Применительно к полю излучения как источнику информации, понятие априорной энтропии может быть сведено к следующему. До измерения представим поле излучения в виде совокупности элементарных областей, число которых в угловом поле оптической системы равно N . Внутри каждой области поле излучения может принимать m состояний с вероятностями $p(n_1)$. Очевидно, что с увеличением числа N априорная энтропия возрастает. Численное значение $H_{\text{апр}}$ ставится таким образом в зависимость от числа N , а при условии идеальной ОЭС, в которой отсутствуют по-

тери информации, количество информации I , полученное в результате измерений, также должно неограниченно возрастать.

Число N может быть ограничено принципиальными причинами, связанными с ограниченным разрешением прибора и образованием ε -областей, внутри которых изменение сигнала не может быть зарегистрировано. Нецелесообразно, чтобы число N было больше, чем число ε -областей N_ε , поскольку в этом случае величина $H_{\text{арг}}$ растет пропорционально N , а количество информации I , получаемое в результате измерений, не увеличивается.

Число N может выбираться и меньшим, чем N_ε , и определяться разрешением прибора, требуемым условиями работы.

Максимально возможное число $N = N_\varepsilon$ и соответственно максимальное значение $H_{\text{арг}}$ определяется из условия ограничения разрешения дифракцией на входном зрачке оптической системы.

При дифракционных ограничениях угловой размер кружка рассеяния (кружка Эри)

$$d = \frac{2,44\lambda}{D},$$

где λ — длина волны излучения; D — диаметр входного зрачка объектива.

В линейной мере диаметр кружка Эри $d_\lambda = 2,44\lambda f'/D$. Будем считать, что ε -область определяется дифракцией, и ее площадь, приведенная к фокальной плоскости объектива, создающего изображение исследуемого поля излучения, равна площади квадрата со стороной d_λ , т. е.

$$d_\lambda^2 = \left(\frac{2,44\lambda}{D} f' \right)^2.$$

Число элементов дискретизации изображения, имеющего в фокальной плоскости объектива площадь S ,

$$N_\varepsilon = \frac{S}{d_\lambda^2}.$$

Пусть изображение ограничено по площади окружностью диаметром

$$D_{\text{и}} = 2f' \operatorname{tg} W,$$

где $2W$ — размер углового поля объектива.

Тогда в пределах всего углового поля число элементов дискретизации (число ε -областей)

$$N_{\varepsilon} = \frac{\pi D_{\text{и}}^2}{4d_{\text{л}}^2} = \pi D^2 \left(\frac{\text{tg } W}{2,44\lambda} \right)^2. \quad (5.3)$$

При малых W , когда $\text{tg } W = W$, выражение (5.3) приводится к виду

$$N_{\varepsilon} = 0,67 A_{\text{вх}} \left(\frac{W}{\lambda} \right)^2, \quad (5.4)$$

где $A_{\text{вх}}$ — площадь входного зрачка оптической системы.

С учетом равенства $D/f' = \text{tg } \sigma'$ ($2\sigma'$ — апертурный угол объектива), выражение (5.3) может быть преобразовано к виду

$$N_{\varepsilon} = 0,67\pi \left[\frac{f'}{\lambda} W \text{tg } \sigma' \right]^2. \quad (5.5)$$

Пусть в каждой ε -области поле излучения может принимать значения яркости от 0 до L_{max} и число этих значений равно $m + 1$ (m — число разрешаемых градаций яркости). Будем также считать, что значения яркости в каждой ε -области статистически независимы. Число различных возможных сочетаний, т.е. различных распределений яркости по всему угловому полю ОЭС, $z = (m + 1)^N$.

В случае равной вероятности возможных сочетаний энтропия поля излучения максимальна:

$$H_{\text{апр}} = \log_2(m + 1)^N = N \log_2(m + 1). \quad (5.6)$$

Окончательно получим из формул (5.4)—(5.6) выражения для априорной энтропии поля излучения при ограничении ее дифракцией

$$H_{\text{апр}} = 0,67 A_{\text{вх}} \left(\frac{W}{\lambda} \right)^2 \log_2(m + 1), \quad (5.7)$$

или

$$H_{\text{апр}} = 0,67 \left(\frac{f'}{\lambda} W \text{tg } \sigma' \right)^2 \log_2(m + 1). \quad (5.8)$$

Из этих выражений следует, что априорная энтропия, а соответственно и информативность оптического изображения в ОЭС, при дифракционных ограничениях растут с увеличением числа разрешаемых градаций яркости сигнала m , площади входного зрачка оптической системы $A_{\text{вх}}$ углового поля $2W$ или с увеличением фокусного расстояния объектива f' и апертурного угла σ' . Энтропия $H_{\text{апр}}$ уменьшается с увеличением рабочей длины волны λ . Коэффициент 0,67 может быть и другим и зависит от принятого критерия различимости соседних ε -областей. Так, например, если принять, что минимально разрешаемое расстояние между ε -областями равно диаметру абберрационного кружка в линейной мере на длине волны λ , или в угловой мере $d_{y\lambda} = d_{\lambda\lambda}/f'$, то легко получить

$$N_{\varepsilon} = \frac{S}{d_{\lambda\lambda}} = \pi \left(W \frac{f'}{d_{\lambda\lambda}} \right)^2 = \pi \left(\frac{W}{d_{y\lambda}} \right)^2. \quad (5.9)$$

Тогда выражение для априорной энтропии поля излучения при абберрационных ограничениях будет

$$H_{\text{апр}} = \pi \left(\frac{W}{d_{y\lambda}} \right)^2 \log_2(m+1), \quad (5.10)$$

из которого следует, что информативность изображения увеличивается с уменьшением кружка рассеяния или с увеличением углового разрешения. Выражения (5.7), (5.8), (5.10) не учитывают энергетических соотношений между полезным сигналом и шумом. Будем считать, что все шумы приведены к флуктуации потока оптического излучения на входе ОЭС. Если требуемое отношение сигнал/шум, необходимое для разрешения m градаций яркости поля излучения, равно μ , то оно может быть определено, как это делается, например, в телевидении, по приближенной формуле

$$m \approx \sqrt{2\mu}.$$

Тогда формулы (5.7) и (5.8) принимают вид

$$H_{\text{апр}} = 0,67 A_{\text{вх}} \left(\frac{W}{\lambda} \right)^2 \log_2(\sqrt{2\mu} + 1),$$

или

$$H_{\text{apг}} = 0,67\pi \left(\frac{f'}{\lambda} W \operatorname{tg} \sigma' \right)^2 \log_2 (\sqrt{2\mu} + 1),$$

и формула (5.10) принимает вид

$$H_{\text{apг}} = \pi \left(\frac{W}{d_{y\lambda}} \right)^2 \log_2 (\sqrt{2\mu} + 1).$$

Необходимо учитывать, что величина μ (отношение сигнал/шум) определяется многими факторами: свойствами источника излучения, среды распространения, параметрами ОЭС и другими, но ясно, что количество информации, получаемое в результате измерений в длинноволновой области спектра, может превышать количество информации в коротковолновой области в силу того, что в длинноволновой области может быть реализовано в ряде случаев большее отношение сигнал/шум, в частности, из-за лучшего пропускания атмосферы.

В ОЭС для исследования природных ресурсов изображения могут создаваться в различных спектральных диапазонах. При этом анализируются как изображения, полученные в узком спектральном диапазоне, так и синтезированные «цветные» изображения. Информативность цветных изображений выше, чем черно-белых, и растет с увеличением числа цветов. Из формул (5.4) и (5.5) легко получить, что число ε -областей для цвета с длиной волны λ_1 при дифракционных ограничениях:

$$H_{\varepsilon\lambda_i} = N_{\varepsilon\lambda_i} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_i} \right)^2,$$

и из выражения (5.9) при абберационных ограничениях

$$N_{\varepsilon\lambda_i} = N_{\varepsilon\lambda_1} \left(\frac{d_{\lambda_1}}{d_{\lambda_i}} \right)^2,$$

где $N_{\varepsilon\lambda_1}$ — число ε -областей, определенных для длины волны λ_1 , при дифракционных ограничениях по формуле (5.4) или (5.5), а при

абберационных ограничениях по формуле (5.9) d_{λ_1} и d_{λ_i} — абберационный кружок рассеяния для длин волн λ_1 и λ_i соответственно.

Априорная энтропия поля излучения для цвета с длиной волны λ_i определится как

$$H_{\text{арг}\lambda_i} = N_{\varepsilon\lambda_i} \log_2(m+1),$$

или с учетом отношения сигнал/шум μ_{λ_1} , реализуемого на длине волны λ_i

$$H_{\text{арг}\lambda_i} = N_{\varepsilon\lambda_i} \log_2(\sqrt{2\mu_{\lambda_i}} + 1).$$

Априорная суммарная энтропия H_Σ поля излучения, которое представляется совокупностью трех цветов с длинами волн λ_1 , λ_2 , λ_3 и соответственно информативность «цветного» изображения, полученного в этих цветах, может определяться путем алгебраического суммирования энтропии одноцветных изображений, полученных на длинах волн λ_1 , λ_2 , λ_3 , при этом предполагается, что эти энтропии независимы. Очевидно, что суммарная энтропия H_Σ не превысит утроенного значения максимальной из энтропии, рассчитанных для длин волн λ_1 , λ_2 , λ_3 .

Преобразование сигналов в оптико-электронных системах

6.1. Основные понятия из теории линейной фильтрации

При прохождении сигналов через различные звенья ОЭС (оптическую систему, приемник излучения, усилитель и т.д.) сигнал изменяется. Эти изменения обусловлены как свойствами самого сигнала, так и свойствами звена, через которое этот сигнал проходит. При этом возникают две основные задачи: прямая — нахождение выходного сигнала по заданным свойствам звена и параметрам и характеристикам сигнала, и обратная — восстановление входного сигнала по известным параметрам и характеристикам выходного сигнала и заданным свойствам звена, через которое этот сигнал прошел. В рамках теории линейной фильтрации *линейным* считается такое звено, свойства которого не зависят от параметров входного сигнала. Эти свойства задают двумя основными характеристиками: частотной и импульсной. В соответствии с этим различают два метода описания прохождения сигналов через линейные звенья — частотный метод и метод суперпозиции. Остановимся на этих методах.

Основной характеристикой звена при частотном методе описания является частотная характеристика $K(j\omega)$, определяемая как отношение преобразования Фурье выходного сигнала (спектра выходного сигнала) $S_{\text{вых}}(j\omega)$ к преобразованию Фурье соответствующего входного сигнала (спектра входного сигнала) $S_{\text{вх}}(j\omega)$, т.е.

$$K(j\omega) = \frac{F[S_{\text{вых}}(j\omega)]}{F[S_{\text{вх}}(j\omega)]} = \frac{S_{\text{вых}}(j\omega)}{S_{\text{вх}}(j\omega)}. \quad (6.1)$$

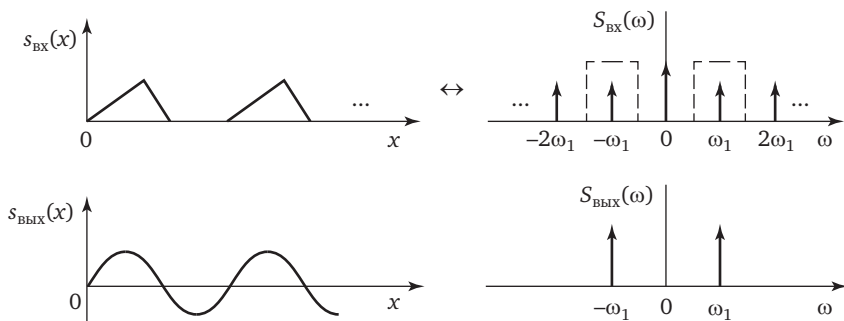


Рис. 1.40. Прохождение сигнала через линейное звено

Функция (6.1) является комплексной, т. е. может быть представлена в виде

$$K(j\omega) = K(\omega) \exp[j\theta(\omega)],$$

где $K(\omega)$ — амплитудно-частотная характеристика звена; $\theta(\omega)$ — фазо-частотная характеристика звена.

Физический смысл частотной характеристики состоит в том, что она показывает, с каким весом передается звеном та или иная частотная составляющая сигнала, а именно: ее амплитуда и фаза. Допустим, что на вход узкополосного фильтра, имеющего частотную характеристику $K(j\omega)$ (на рис. 1.40 штриховой линией показан ее модуль $K(\omega)$), поступает сигнал в виде периодической последовательности импульсов, спектр которых $S_{BX}(j\omega)$ задан в виде спектральной плотности амплитуд, т. е.

$$S_{BX}(j\omega) = 2\pi \sum_{n=-\infty}^{\infty} \dot{A}_n \delta(\omega - n\omega_1).$$

Тогда спектр выходного сигнала определяется перемножением функций $S_{BX}(j\omega)$ и $K(j\omega)$. Если $K(\omega)$ центрирована относительно ω_1 , то в результате прохождения сигнала через такое линейное звено в спектре выходного сигнала останется только одна гармоника на частоте ω_1 , а другие будут подавлены звеном. Таким образом, на выходе звена будет иметь место синусоидальный сигнал $s_{BYX}(x)$.

В случае непериодических детерминированных сигналов функция $s_{BYX}(x)$, описывающая выходной сигнал, может быть получена обратным преобразованием Фурье, т. е.

$$\begin{aligned}
 s_{\text{вых}}(x) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\text{вых}}(j\omega) \exp(j\omega x) dx = \\
 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\text{вх}}(j\omega) K(j\omega) \exp(j\omega x) d\omega.
 \end{aligned} \tag{6.2}$$

При прохождении случайного сигнала через линейное звено энергетический спектр выходного сигнала определяется как

$$W_{\text{вых}}(\omega) = W_{\text{вх}}(\omega) |K(j\omega)|^2.$$

Основной характеристикой линейного звена при использовании метода суперпозиции при описании прохождения сигнала является импульсная характеристика. Она определяется как функция, описывающая выходной сигнал, когда входной сигнал представляется δ -функцией. Импульсную характеристику можно рассматривать как реакцию на очень короткое входное воздействие значительной амплитуды.

В соответствии с методом суперпозиции выходной сигнал определяется сверткой функций, описывающих входной сигнал $s_{\text{вх}}(x)$ и импульсную характеристику $g(x)$, т. е.

$$s_{\text{вых}}(\Delta x) = \int_{-\infty}^{\infty} s_{\text{вх}}(x) g(\Delta x - x) dx. \tag{6.3}$$

Между частотным методом, описывающим преобразование сигнала в частотной области, и методом суперпозиции, при котором операции производятся в области сигналов, существует прямая взаимосвязь, поскольку частотная характеристика является Фурье-образом импульсной характеристики, и наоборот, импульсная характеристика может быть найдена обратным преобразованием Фурье частотной характеристики. Это легко показать из формулы (6.2). Действительно, предположим, что входной сигнал описывается функцией, спектр которой $S_{\text{вх}}(j\omega) = S_{\delta}(j\omega) = 1$. Тогда, по определению, выходным сигналом будет импульсная характеристика, т. е. из формулы (6.2) имеем

$$g(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} K(j\omega) \exp(j\omega x) d\omega.$$

Если справедливо обратное преобразование Фурье, то справедливо и прямое:

$$K(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x) \exp(-j\omega x) d\omega.$$

Как мы далее убедимся, ни одному из методов описания прохождения сигнала через линейные звенья не может быть отдано предпочтение. Все определяется характером сигналов и производимыми расчетами.

6.2. Оптимальная линейная фильтрация

Сигналы на входе линейных звеньев, как правило, действуют в смеси с помехой (шумом). Поскольку выходной сигнал определяется свойствами линейного звена, через которое сигнал проходит, то естественной является постановка вопроса: а нельзя ли определить такие свойства звена, которые бы обеспечивали наилучшие (оптимальные) условия для прохождения полезного сигнала и подавление шума? Непосредственно структуру звена при этом можно не рассматривать, а считать его «черным ящиком» со свойствами, заданными частотной или импульсной характеристиками. При нахождении оптимальной импульсной или частотной характеристики важно определить критерий оптимальности звена. В рамках теории оптимальной линейной фильтрации наибольшее распространение получили два критерия оптимальности: минимум дисперсии помехи на выходе звена и максимум отношения сигнал/шум на выходе звена.

Для систем, служащих для измерения параметров сигнала, критерием оптимальности является минимум дисперсии помехи. Собственно помехой на выходе линейного фильтра будет отклонение истинного значения сигнала $s_0(x)$ от принятой реализации $s(x)$, т. е.

$$\varepsilon(x) = s_0(x) - s(x).$$

Дисперсией помехи будет величина

$$D[\varepsilon(x)] = \overline{[s_0(x) - s(x)]^2}.$$

Частотная характеристика оптимального по этому критерию фильтра описывается функцией

$$H(j\omega) = \frac{W_{\text{BX}}(\omega)}{W_{\text{BX}}(\omega) + W_{\text{П}}(\omega)} \exp(-j\omega x_0), \quad (6.4)$$

где $W_{\text{BX}}(\omega)$ и $W_{\text{П}}(\omega)$ — энергетические спектры полезного сигнала и помехи соответственно; x_0 — начальная координата (запаздывание) сигнала относительно выбранной системы отсчета. Здесь предполагается, что сигнал и помеха являются стационарными случайными процессами. Таким образом, частотная характеристика оптимального фильтра определяется только параметрами сигнала и помехи. Можно показать, что дисперсия помехи на выходе такого оптимального фильтра, имеющего частотную характеристику (6.4), минимальна и равна

$$D[n(\varepsilon)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W_{\text{П}}(\omega) |H(j\omega)| d\omega. \quad (6.5)$$

Остановимся на физическом толковании частотной характеристики (6.4). Пусть заданы $W_{\text{BX}}(\omega)$ и $W_{\text{П}}(\omega)$ в нормированном виде (рис. 1.41). Построим график модуля $|H(j\omega)|$, т. е. функцию

$$H(\omega) = \frac{W_{\text{BX}}(\omega)}{W_{\text{П}}(\omega) + W_{\text{BX}}(\omega)}.$$

Отметим, что $H(\omega) = 1$ при $W_{\text{BX}}(\omega) \gg W_{\text{П}}(\omega)$, т. е. на частотах, где сигнал значительно превышает помеху, пропускание оптимального фильтра максимально. Напротив, на частотах, при которых $W_{\text{П}}(\omega) \gg W_{\text{BX}}(\omega)$, $H(\omega) = 0$, т. е. фильтр не пропускает сигнал на этих частотах. Характерной точкой является значение частоты, при которой $W_{\text{BX}}(\omega) = W_{\text{П}}(\omega)$. На этой частоте пропускание оптимального фильтра $H(\omega) = 1/2$ (см. рис. 1.41). Таким образом, оптимальный фильтр обеспечивает подавление спектральных составляющих, на которых отношение сигнала к помехе мало, и пропускает составляющие с высоким отношением мощности сигнала к мощности помехи. Из формулы (6.5) следует, что мощность выходной помехи при $W_{\text{BX}}(\omega) \gg W_{\text{П}}(\omega)$

$$D[\varepsilon(x)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W_{\text{П}}(\omega) d\omega,$$

т. е. равна мощности входной помехи.

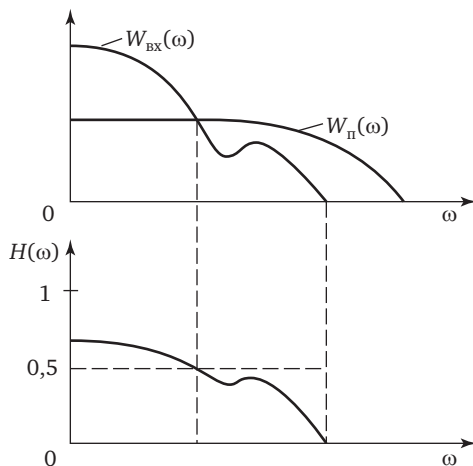


Рис. 1.41. Частотная характеристика оптимального фильтра измерения

При $W_{\text{BX}}(\omega) \ll W_{\text{N}}(\omega)$ мощность помехи на выходе оптимального фильтра равна

$$D[\varepsilon(x)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W_{\text{BX}}(\omega) d\omega = P_{\text{с}},$$

т. е. равна средней мощности сигнала (сигнал будет замаскирован помехой).

Перейдем к критерию оптимальности в виде максимального отношения сигнал/шум на выходе фильтра. Этот критерий используют для систем, решающих задачу обнаружения сигнала, например для определения, есть излучатель в угловом поле оптической системы или его нет. В этом случае считается, что сигнал является детерминированным и задается функцией $s_{\text{BX}}(x)$ или спектральной плотностью амплитуд $S_{\text{BX}}(j\omega)$. Помеха же случайна и задается энергетическим спектром $W_{\text{N}}(\omega)$. Частотная характеристика оптимального фильтра, на выходе которого отношение амплитудного значения сигнала к среднему квадратическому значению шума максимально, описывается функцией

$$H(j\omega) = C \frac{S_{\text{BX}}^*(j\omega)}{W_{\text{N}}(\omega)} \exp(-j\omega x_0), \quad (6.6)$$

где $S^*(j\omega)$ — комплексно-сопряженная функция к спектру $S(j\omega)$; x_0 — запаздывание сигнала; C — коэффициент пропорциональности, зависящий от нормировки, увеличения и т. д. При $W_{\Pi}(\omega) = \text{const}$ (белый шум)

$$H(j\omega) = C'S^*(j\omega)\exp(-j\omega x_0), \quad (6.7)$$

где $C' = C/W_{\Pi}(\omega)$.

Таким образом, частотная характеристика фильтра как бы повторяет частотную характеристику сигнала, поскольку $H(j\omega) = |S(j\omega)|C'$.

Говорят, что функции $H(\omega)$ и $|S(j\omega)|$ согласованы, поэтому фильтр с частотной характеристикой (6.7) называют *согласованным*. Физический смысл согласованного фильтра очевиден — увеличение коэффициента передачи на тех частотах, на которых спектральная плотность сигнала увеличивается.

Можно показать, что импульсная характеристика согласованного фильтра $g(x)$ определяется как $g(x) = C's_{\text{вых}}(-x)$, т. е. с точностью до множителя является зеркальной копией входного сигнала.

Отношение сигнал/шум на выходе согласованного фильтра максимально и равно

$$\mu = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|S(j\omega)|^2}{W_{\Pi}(\omega)} d\omega. \quad (6.8)$$

До сих пор мы не оговаривали физический смысл параметра x . Это может быть время, координата, длина волны и другие параметры сигнала. В рамках принятых ограничений можно указать структуру оптимального фильтра по каждому из этих параметров. Однако в большинстве практических случаев оптимальный фильтр не реализуем, поскольку вид функции $H(\omega)$ может оказаться весьма сложным даже для одного какого-либо звена ОЭС, не говоря уже о системе в целом. Кроме того, гипотеза о стационарности процессов, представляющих сигнал и помеху, в ряде случаев не может быть принята. Что касается оптической системы, строящей изображение, то она всегда выступает как фильтр низких частот, что может не соответствовать оптимальной частотной характеристике.

Как конкретно реализуется фильтрация в ОЭС с целью выделения его от помех, рассмотрим далее.

Какое же тогда значение имеют характеристики оптимальных фильтров? Прежде всего, они определяют тот предел, выше которого нельзя подняться при обеспечении помехозащищенности системы, дают возможность еще до реализации системы оценить ее предельные возможности, а затем сопоставить параметры реальной системы с оптимальной.

В зависимости от параметров сигнала, по которым осуществляется фильтрация, можно выделить временную, спектральную и пространственную фильтрацию.

6.3. Временная фильтрация. Накопление

Временная фильтрация — это метод выделения полезного сигнала, принимаемого на фоне помех, использующий различия в характере изменения во времени полезного сигнала и помехи.

При активном методе работы оптическое излучение, направленное на объекты, модулируют, например, прерывают с определенной частотой. Пусть на ОЭС поступает модулированный поток излучения, отраженный от объекта, и почти постоянный фоновый сигнал. Оба эти оптических сигнала преобразуются приемником излучения в электрические сигналы $u_c(t)$ и $u_n(t)$ (рис. 1.42). На выходе приемника действует смесь сигнала и помехи $u_c(t) + u_n(t)$, спектром которой будет сумма спектров $U_c(\omega)$ и $U_n(\omega)$. Если эту смесь пропустить через полосовой фильтр, частотная характеристика которого (показана штриховой линией) центрирована относительно частоты модуляции ω_m , то на выходе такого фильтра будет только первая, наиболее мощная гармоника полезного сигнала. Помеха и другие гармоники не пройдут через фильтр.

При приеме импульсных сигналов используют методы селекции импульсов, также основанные на «знании» временных параметров этих импульсов и соответствующих спектров.

Разновидностью временной фильтрации является метод накопления. Сущность метода накопления заключается в суммировании отдельных реализаций смеси полезного сигнала и помехи при условии, что полезный сигнал за время накопления не изменяется. Как правило, накопление осуществляется в приемниках излучения. Приемник излучения, работающий в режиме накопления, можно представить как последовательно соединенные преобразователь оптического

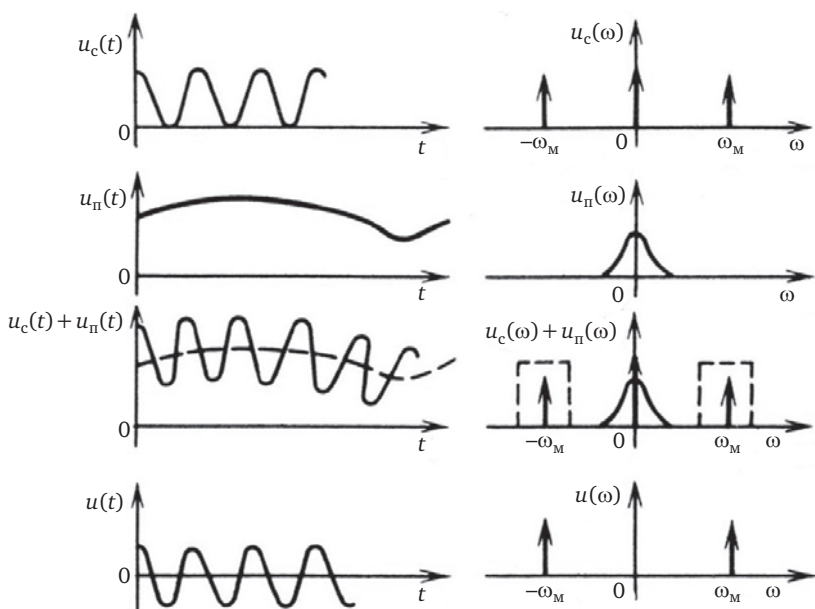


Рис. 1.42. Сигналы и спектры при активном методе работы ОЭС

сигнала в электрический и накопитель (интегратор) (рис. 1.43). В течение некоторого интервала времени сигнал накапливается в накопителе 2, а затем происходит опрос накопленного сигнала через ключ. Допустим, что на выходе преобразователя 1 имеется полезный сигнал и помеха. Полезный сигнал постоянен и имеет истинную величину u_c , помеха аддитивна и стационарна и описывается случайной функцией $\varepsilon(t)$. Сигнал на выходе интегратора

$$u_{\text{вых}}(t) = \int_0^{t_H} [u_c(t) + \varepsilon(t)] dt = u_c t_H + \int_0^{t_H} \varepsilon(t) dt.$$

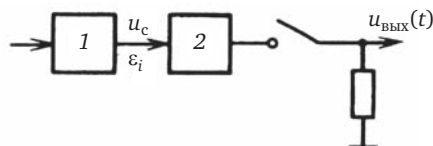


Рис. 1.43. Эквивалентная схема включения приемника излучения в режиме накопления сигнала:

1 — преобразователь потока излучения в электрический сигнал; 2 — накопитель

Отношение мощности полезного сигнала к мощности помехи на выходе интегратора

$$\frac{P_u}{P_\varepsilon} = \frac{(u_c t_H)^2}{D \left[\int_0^{t_H} \varepsilon(t) dt \right]},$$

где $D \left[\int_0^{t_H} \varepsilon(t) dt \right]$ — дисперсия помехи.

Поскольку непрерывный случайный сигнал можно заменить совокупностью его отсчетов, взятых через интервал корреляции ρ_K случайного процесса, справедливо равенство

$$\int_0^{t_H} \varepsilon(t) dt = \sum_{i=1}^n \varepsilon(t_i) \rho_K,$$

где $n = t_H / \rho_K$ — число независимых (некоррелированных) отсчетов сигнала помехи.

В этом случае дисперсия помехи на выходе накопителя

$$D \left[\int_0^{t_H} \varepsilon(t) dt \right] = D \left[\sum_{i=1}^n \varepsilon(t_i) \rho_K \right] = \rho_K^2 D \left[\sum_{i=1}^n \varepsilon(t_i) \right].$$

Для некоррелированных отсчетов помехи дисперсия суммы отсчетов равна сумме дисперсий, т. е.

$$D \left[\sum_{i=1}^n \varepsilon(t_i) \right] = \sum_{i=1}^n D(\varepsilon_i)$$

а при стационарности помехи

$$\sum_{i=1}^n D(\varepsilon_i) = n D(\varepsilon),$$

где $D(\varepsilon)$ — дисперсия помехи. Тогда

$$\rho_K^2 D \left[\sum_{i=1}^n \varepsilon(t_i) \right] = \rho_K^2 n D(\varepsilon) = t_H \rho_K D(\varepsilon)$$

и отношение мощности полезного сигнала к мощности помехи на выходе накопителя равно

$$\frac{P_u}{P_\varepsilon} = \frac{(u_c t_n)^2}{t_n \rho_k D(\varepsilon)} = \frac{u_c^2 t_n}{\rho_k D(\varepsilon)}. \quad (9)$$

Поскольку отношение $u_c^2/D(\varepsilon)$ можно трактовать как отношение сигнал/шум по мощности на входе интегратора, т. е. при отсутствии накопления, то можно сказать, что метод накопления позволяет увеличить отношение сигнал/шум по мощности в t_n/ρ_k раз. Таким образом, отношение сигнал/шум при реализации метода накопления повышается прямо пропорционально времени накопления и обратно пропорционально радиусу корреляции помехи. Чем более высокочастотна помеха, тем больше выигрыш в отношении сигнал/шум.

6.4. Спектральная фильтрация

Спектральная фильтрация — это метод выделения полезного сигнала, действующего в смеси с помехой, основанный на различиях в спектрах их излучения.

Спектральная фильтрация в ОЭС дистанционного зондирования осуществляется в основном двумя путями.

Первым, традиционным для большинства оптико-электронных систем, является путь, связанный с выбором спектрального диапазона работы, в котором обеспечивается превышение потока излучения от объекта над потоком от помехи. Этот путь целесообразен при работе ОЭС по определенным объектам с заданными спектральными характеристиками излучения. Чаще всего диапазон работы таких систем сравнительно широк.

Спектральной селективностью обладают различные звенья ОЭС, входящие в состав оптической системы, а также приемник излучения. Кроме того, необходимо учитывать и селективность пропускания атмосферы. Эффективное спектральное пропускание ОЭС и атмосферы характеризуется так называемой эффективной спектральной шириной полосы пропускания

$$\Delta\lambda_{\text{эф}} = \lambda_2 - \lambda_1,$$

где

$$\lambda_1 = \lambda_{\max} - \frac{\int_{\lambda_{\max}}^{\lambda_{\max}} \Phi_{e\lambda} \tau_{o\lambda} \tau_{a\lambda} s_{\lambda} d\lambda}{(\Phi_{e\lambda} s_{\lambda})_{\max}};$$

$$\lambda_2 = \lambda_{\max} + \frac{\int_{\lambda_{\max}}^{\infty} \Phi_{e\lambda} \tau_{o\lambda} \tau_{a\lambda} s_{\lambda} d\lambda}{(\Phi_{e\lambda} s_{\lambda})_{\max}};$$

$\tau_{o\lambda}$ и $\tau_{a\lambda}$ — спектральные характеристики пропускания оптической системы ОЭС и атмосферы соответственно; s_{λ} — спектральная характеристика приемника излучения; $\lambda_{\max}$ — длина волны, на которой произведение $\Phi_{e\lambda} s_{\lambda}$ максимально; $(\Phi_{e\lambda} s_{\lambda})_{\max}$ — максимальное значение этого произведения.

Для большинства современных ОЭС дистанционного зондирования Земли характерен другой путь спектральной фильтрации — разделение широкого спектрального диапазона на узкие зоны и осуществление измерений в каждой из этих зон.

Каждая конкретная зона дает сведения о процессах или объектах одного или нескольких типов. Это те объекты, которые в данной зоне обеспечивают превышение полезного сигнала над помехой, и какие-либо признаки этих объектов проявляются наилучшим образом. В настоящее время накоплен значительный опыт в определении спектральных диапазонов работы, оптимальных для обнаружения и исследования многих типов природных образований, различных явлений и процессов, а также объектов искусственного происхождения.

Подавляющее большинство ОЭС дистанционного зондирования в настоящее время являются многозональными, что дает возможность использовать результаты съемки в самых различных целях. Число спектральных каналов может быть от двух до нескольких десятков, причем самолетные системы обычно имеют большее число каналов, чем космические. Это связано с ограничениями в объеме памяти бортовых космических систем и передачи информации на землю.

Особый случай спектральной фильтрации возможен при активном методе работы ОЭС с использованием монохроматического лазерного излучения. В этом случае очевидным становится исполь-

зование в приемной ОЭС спектрального фильтра на длине волны излучения.

6.5. Пространственная фильтрация

Пространственная фильтрация — это метод выделения сигнала, действующего в смеси с помехой, основанный на различиях в пространственной структуре сигнала и помехи.

Можно выделить два основных метода пространственной фильтрации, которые используются или разрабатываются: некогерентная пространственная фильтрация и когерентная.

Название методов условно, оно отражает тот факт, что в первом случае используется некогерентное излучение, во втором случае необходимо когерентное излучение.

Рассмотрим, в чем заключается смысл некогерентной пространственной фильтрации. Пространственным фильтром в этом случае является растровая структура или диафрагма, формирующая элемент разложения изображения.

Допустим, в плоскости изображения установлен растр, состоящий из чередующихся прозрачных и непрозрачных штрихов, параллельных оси y (рис. 1.44). Распределение облученности в изображении задано функцией $E(x, y)$. Используем сокращенную систему записи преобразований (см. табл. 4). Пропускание одной бесконечно длинной по оси x полосы растра описывается функцией $\text{rect}(x/a)$. Бесконечно длинный по оси x растр, состоящий из таких полос, параллельных оси y , представляется сверткой

$$r(x, y) = \left[\text{rect}\left(\frac{x}{a}\right) \right] * \left[\frac{1}{T_x} \text{comb}\left(\frac{x}{T_x}\right) \delta(y) \right].$$

Спектр $r(x, y)$, являющийся ПЧХ бесконечного растра, есть

$$\begin{aligned} F[r(x, y)] &= F\left[\text{rect}\left(\frac{x}{a}\right) \right] F\left[\frac{1}{T_x} \text{comb}\left(\frac{x}{T_x}\right) \delta(y) \right] = \\ &= a \text{sinc}(a f_x) \text{comb}(T_x f_x) \delta(f_y) = \end{aligned}$$

$$\frac{a}{T_x} \text{sinc}(a f_x) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(f_x - \frac{n}{T_x}\right) \delta(f_y) = \frac{a}{T_x} \delta(f_y) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \text{sinc}(a n f_{0x}) \delta(f_x - n f_{0x}).$$

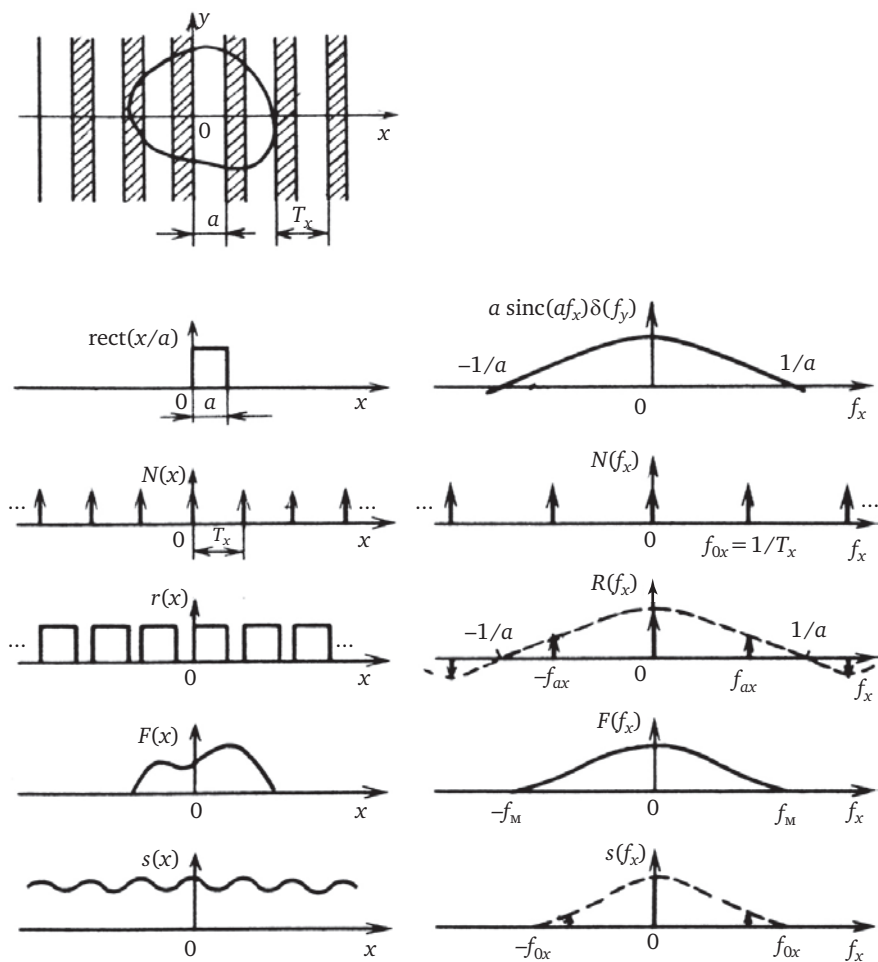


Рис. 1.44. Растр как пространственный фильтр

Допустим, растр перемещается по оси x . Тогда для любого смещения Δx можно записать выражение для потока излучения, прошедшего через растр:

$$s(\Delta x) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y) r(\Delta x - x, y) dx dy.$$

Поскольку $r(\Delta x - x, y)$ не зависит от y , то

$$s(\Delta x) = \int_{-\infty}^{\infty} r(\Delta x - x) \left[\int_{-\infty}^{\infty} E(x, y) dy \right] dx.$$

Интеграл в скобках обозначим через $F(x)$. Его физический смысл — распределение потока излучения по оси x . Тогда

$$s(\Delta x) = \int_{-\infty}^{\infty} r(\Delta x - x) F(x) dx$$

есть свертка функций $r(x)$ и $F(x)$. Спектр свертки

$$\begin{aligned} F[s(\Delta x)] &= S(f_x) = F(f_x) R(f_x) = \\ &= \frac{a}{T_x} F(f_x) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \text{sinc}(anf_{0x}) \delta(f_x - nf_{0x}) = \\ &= \frac{1}{\pi n} \sum_{n=-\infty}^{\infty} F(nf_{0x}) \sin(\pi anf_{0x}) \delta(f_x - nf_{0x}). \end{aligned} \quad (6.10)$$

Из формулы (6.10) следует, что сигнал на выходе анализатора представляет собой периодический процесс с периодом T_x . Амплитуды гармоник (спектральные плотности) этого сигнала определяются произведением значения спектров прозрачной ячейки раstra и изображения, взятых на частотах, кратных $nf_{0x} = n/T_x$.

С точки зрения пространственной фильтрации представляют практический интерес два случая.

1. Изображение должно модулироваться, причем амплитуда первой гармоники должна быть максимальной.

2. Изображение не должно модулироваться, т.е. сигнал $s(x)$ не должен содержать переменной составляющей.

Рассмотрим первый случай. Из формулы (6.10) следует, что амплитуда первой гармоники будет не равна нулю, когда спектр $F(f_x)$ не равен нулю, т.е. при достаточно малом размере a (рассматривается случай непериодической функции $E(x, y)$, когда $f_m > f_{0x}$, f_m — максимальная частота в спектре $F(f_x)$). Амплитуда первой гармоники максимальна при $\pi a f_{0x} = \pi/2$ или при $a/T_x = 1/2$, т.е. когда прозрачная полоса в два раза уже периода раstra и когда размер

изображения стремится к нулю (при неизменном значении потока излучения).

Можно указать случаи, когда спектр изображения $F(f_x)$ совпадает по форме со спектром ячейки растра (полосы). Это будет, когда, например, изображение имеет вид штриха или квадрата с размером по оси x , равным $a = T_x/2$ и ориентированным вдоль полосы растра. В этом случае растр выступает как согласованный пространственно-частотный фильтр.

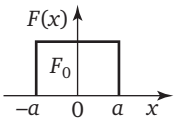
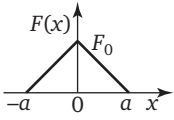
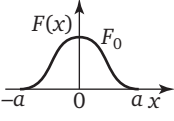
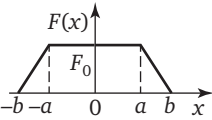
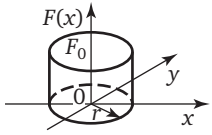
Рассмотрим условия, когда изображение не модулируется. Этот случай имеет весьма важное значение, поскольку растр реально всегда ограничен диафрагмой, в качестве которой может выступать, например, чувствительная площадка приемника излучения. Помимо цели (световой марки) в плоскости растра может быть равномерная засветка (фон). Очевидно, что фон не должен модулироваться и тем самым создавать помеху. Получим условия немодуляции равномерной засветки диафрагмы при различных функциях $F(x)$, описывающих пропускание диафрагмы по оси сканирования. Отметим, что под пропусканием диафрагмы будем понимать функцию, описывающую огибающую поля чувствительности растрового анализатора. Эта огибающая может создаваться некоторым оптическим фильтром-ослабителем, помещенным в плоскость диафрагмы. Возможны и другие средства, например, введение виньетирования, использование сложной формы диафрагм поля, при которых функция $F(x)$ принимает заданный вид, причем $F(x)$ определяется выражением

$$F(x) = \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y) dy,$$

где $E(x, y)$ — двумерная функция распределения пропускания диафрагмы. При одномерном сканировании важна в конечном счете функция $F(x)$, поскольку именно ее вид определяет при заданных параметрах растра модулированный сигнал и его спектр. Функцию $F(x)$ часто называют «проекцией» функции $E(x, y)$.

В качестве типовых видов функции $F(x)$ примем прямоугольную, треугольную, косинус-квадратную, трапециевидную и соответствующую круглой диафрагме. Эти варианты позволяют моделировать большинство реальных случаев распределения чувствительности по угловому полю (табл. 6).

6. Условия немодуляции фона для различных огибающих поля чувствительности

Огибающая поля чувствительности	ПЧХ огибающей	Условие немодуляции фона	Интервал между нулями ПЧХ
	$F(f_x) = 2aF_0 \text{sinc}(2af_x)$	$2a = kT_x$ $k = 1, 2, 3, \dots$	$f_x = \frac{1}{2a} = \frac{1}{kT_x}$
	$F(f_x) = aF_0 \text{sinc}^2(af_x)$	$a = kT_x$ $k = 1, 2, 3, \dots$	$f_x = \frac{1}{a} = \frac{1}{kT_x}$
	$F(f_x) = aF_0 \frac{\text{sinc}(2af_x)}{1 - (2af_x)^2}$	$2a = kT_x$ $k = 2, 3, 4, \dots$	$f_x = \frac{1}{2a} = \frac{1}{kT_x}$
	$F(f_x) = F_0(a+b) \times$ $\times \text{sinc}[(a+b)f_x] \times$ $\times \text{sinc}[(b-a)f_x]$	$(a+b) = kT_x$; $(b-a) = kT_x$; $k = 1, 2, 3, \dots$	$f_x = \frac{1}{a+b} = \frac{1}{kT_x}$; $f_x = \frac{1}{b-a} = \frac{1}{kT_x}$
	$F(f_r) = F_0 \text{bessinc}(2rf_r) =$ $= \frac{2J_1(2\pi rf_r)}{2\pi rf_r}$	$2r = 1,22T_x$; $2r = 1,23T_x$; $2r = 3,25T_x$; $2r = 4,25T_x$; $\dots$	Переменный

Для получения условий немодуляции равномерной засветки необходимо определить пространственно-частотный спектр $F(f_x)$ функций $F(x)$ (ПЧХ диафрагмы), определить «нули» функции $F(f_x)$, записать условия совпадения частоты первой гармоники f_{0x} с нулями функции $F(f_x)$, и из этих условий определить соотношение между параметрами функции $F(x)$ и периодом раstra, т. е. по существу найти соотношение между размерами диафрагмы и периодом раstra.

В табл. 6 представлены полученные зависимости. Спектр прямоугольной функции имеет нули на частотах $k/2a$, где $2a$ — размер

диафрагмы по оси сканирования, $k = 1, 2, 3 \dots$. Условие равенства нулю первой гармоники: $k = 2a = 1/T_x$. Поэтому размер диафрагмы должен быть кратен целому числу периодов раstra, т. е. $2a = kT_x$. Высшие гармоники при соблюдении равенства $2a = kT_x$ также попадают в нули функции $F(f_x)$. Действительно, частотный интервал между гармониками равен $1/T_x$, а частотный интервал между нулями функции $F(f_x)$ равен $1/2a = 1/kT_x$, т. е. в целое число раз k меньше. Функция $F(f_x)$, описывающая ПЧХ прямоугольной диафрагмы, убывает сравнительно медленно и имеет большую крутизну в точках перехода через ноль. Поэтому даже при небольшом несовпадении частот гармоник с нулями ПЧХ диафрагмы возникает паразитная модуляция. Это несовпадение может быть по разным причинам, приводящим к невыполнению соотношения $2a = kT_x$, например, из-за погрешностей изготовления раstra и диафрагмы и их юстировки. Из этих соображений целесообразно иметь большое число штрихов раstra внутри диафрагмы, поскольку первая гармоника ПЧХ раstra в этом случае попадет в один из «дальних» по оси частот нулей ПЧХ диафрагмы, где крутизна этой характеристики меньше по сравнению с точками ПЧХ диафрагмы вблизи первого нуля, и несовпадение частоты гармоники с нулями вызовет меньшую модуляцию постоянной засветки. Спектры треугольной и косинус-квадратной функции убывают быстрее, чем спектр прямоугольной, и с точки зрения уменьшения паразитной модуляции эти функции более предпочтительны, чем прямоугольная. Однако техническая реализация функции $F(x)$ в виде треугольника и косинус-квадратной функции имеет определенные трудности и, кроме того, при этом возникают значительные потери потока излучения.

Остановимся на трапецеидальной функции $F(x)$. Такая форма аппроксимации огибающей поля чувствительности является достаточно гибкой и позволит получить условия немодуляции постоянной засветки для функций $F(x)$, занимающих по форме множество промежуточных положений от треугольной до прямоугольной. Эти функции могут рассматриваться как частный случай трапецеидальной. В спектре $F(f_x)$ трапецеидальной функции «нули» определяются функциями $\text{sinc}[(a+b)f_x]$ и $\text{sinc}[(b-a)f_x]$. Легко получить, что эти нули имеют место в точках $f_{1x} = k/(a+b)$ и $f_{2x} = k/(b-a)$, где $k = 1, 2, 3 \dots$. Соответственно условиями равенства нулю первой гармоники будут соотношения

$$\frac{1}{T_x} = k(a + b)$$

и

$$\frac{1}{T_x} = k(b - a),$$

или условиями немодуляции являются следующие:

$$\begin{cases} (a + b) = k T_x; \\ (b - a) = k T_x. \end{cases}$$

Для круглой диафрагмы условие равенства нулю первой гармоники определяется нулями *bessinc*-функции, описывающей ПЧХ круглой диафрагмы радиусом r :

$$F(f_x) = \text{bessinc}(2rf_r) = \frac{2J_1(2\pi rf_r)}{2\pi rf_r}, \quad (6.11)$$

где f_r — пространственная частота в любом направлении, в том числе по оси x . Функция (6.11) имеет первые нули при аргументе $2\pi f_r = 3,87; 7,01; 10,17$. С учетом этого можно определить, что первая гармоника равна нулю при $2r = 1,22T_x$; $2r = 2,33T_x$; $2r = 4,25T_x$. Отметим, что интервал между точками перехода через нуль *bessinc*-функции непостоянен. Это означает, что при условии равенства нулю первой гармоники другие гармоники не будут равны нулю. Поэтому теоретически всегда равномерная засветка внутри круглой диафрагмы растром типа решетка модулируется. В других рассмотренных случаях (см. табл. 6) при выполнении условий равенства нулю первой гармоники высшие гармоники также равны нулю.

В общем случае в плоскости растра могут находиться объекты различной формы, размеров и ориентации. Можно показать, что наилучшим образом модулируются (достигается максимум отношения сигнал/шум) поля яркости, для которых отношение радиуса коррекции ρ_k к ширине штриха a лежит в пределах $0,59 < \rho_k/a < 0,77$.

Таким образом, растр модулятора выступает как пространственный фильтр, обеспечивающий модуляцию одних объектов, размеры которых соизмеримы с шириной штрихов a растра, и подавление сигналов от других, например постоянной засветки. Поэтому

растр может быть использован как фильтр только для объектов с определенной структурой.

Более перспективной при дистанционном зондировании представляется когерентная пространственная фильтрация. Рассмотрим, в чем она заключается.

В разд. 3.4 мы указали на техническую реализацию преобразования Фурье. Вновь обратимся к этой реализации. Используем схему с использованием сферической волны от точечного монохроматического источника излучения s_0 (рис. 1.45). Первый объектив дает в плоскости $x'y'$ дифракционную картину, распределение амплитуд излучения в которой описывается преобразованием Фурье функции пропускания транспаранта $s(x, y)$, расположенного вблизи этого объектива. Второй объектив осуществляет обратное преобразование Фурье и строит монохроматическое изображение, соответствующее функции $s(x, y)$. Если транспарантом является квадратная диафрагма, то восстановленное изображение на основании симметрии преобразования Фурье будет иметь вид равномерно освещенного квадрата.

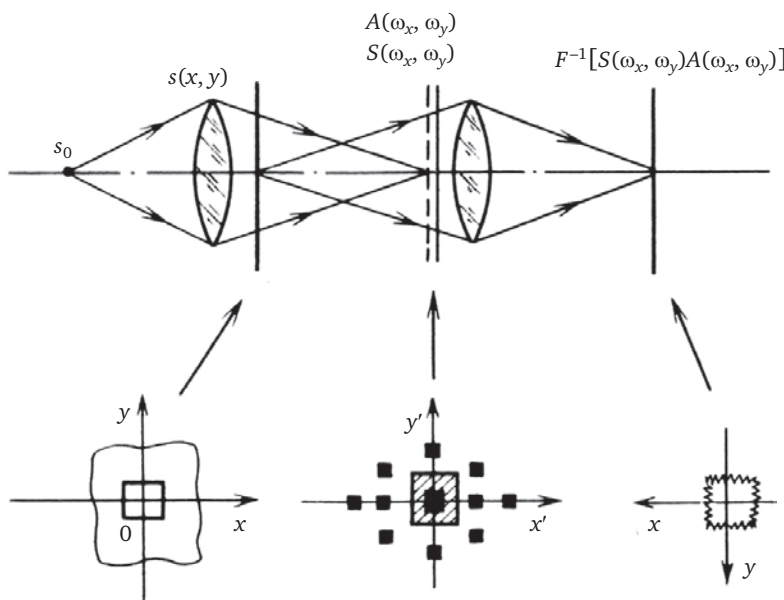


Рис. 1.45. Схема осуществления когерентной пространственной фильтрации

Предположим теперь, что в плоскости $x'y'$ помещен еще один транспарант — пространственный фильтр, с заданной функцией пропускания по координатам x' и y' . Часть излучения проходит через этот транспарант, а часть экранируется им. Поток, прошедший через транспарант, описывается произведением функции $S(\omega_x, \omega_y)$, представляющей спектр функции $s(x, y)$, на пропускание транспаранта $A(\omega_x, \omega_y)$ (переменными являются пространственные частоты, поскольку плоскость $x'y'$ — частотная). В восстановленном сигнале будут отсутствовать составляющие, соответствующие подавленным пространственным частотам. Так, например, если закрыть пространственным фильтром центральную часть дифракционного изображения, то в восстановленном изображении не будут содержаться составляющие, отображаемые низкими пространственными частотами (напомним, что чем больше расстояние от центра дифракционной картины, тем выше пространственная частота). Низкими пространственными частотами отображаются «медленные» изменения сигнала. Применительно к нашему примеру такие «медленные» изменения — это постоянная прозрачность отверстия транспаранта, «быстрые» изменения — переход от прозрачной области к непрозрачной на краях отверстия. Поскольку «медленные» составляющие окажутся подавленными, в восстановленном изображении будет ярко выражен контур квадрата, а постоянный фон внутри него будет слабым или вообще отсутствовать. Наоборот, подавив в дифракционной картине периферийные максимумы, пропустив через пространственный фильтр только центральную ее часть, получим светлое в центре пятно с размытыми краями. Таким образом, мы имеем возможность восстанавливать изображение, используя для этого ограниченный диапазон пространственных частот или несколько таких диапазонов.

Здесь напрашивается прямая аналогия со спектральной фильтрацией по методу многозональной съемки. Действительно, разбив частотную плоскость на зоны, можно восстанавливать изображение в каждой из этих зон, соответствующих различным диапазонам пространственных частот. Эта идея лежит в основе так называемой структурозональной съемки.

Заметим, однако, что при реализации когерентной пространственной фильтрации необходима запись изображения на транспаранте, т. е. получение функции $s(x, y)$, а затем построение когерентной си-

системы с использованием внутреннего когерентного источника излучения. Исторически первыми транспарантами с записью изображения были фотонегативы. Очевидно, что использование такой записи включает фотографический процесс с его многоступенчатостью и длительностью, и поэтому когерентная пространственная фильтрация производилась раньше только при обработке изображений в наземных условиях, т. е. не в реальном масштабе времени.

В настоящее время интенсивно разрабатываются так называемые динамические транспаранты, позволяющие вести оперативную запись и стирание оптического изображения (см. разд. 8.11).

6.6. Выборка

Естественные источники сигналов, в частности, излучающие объекты, создают непрерывные сигналы. Так, например, яркость объекта непрерывно изменяет свое значение от площадки к площадке (мы здесь не имеем в виду специальных случаев), поток теплового излучения непрерывно изменяется по спектру (по длинам волн). Прохождение сигналов через звенья ОЭС часто сопровождается их преобразованием в дискретную форму с последующим кодированием. Кроме этого существуют и естественные причины дискретизации, связанные с ограниченной разрешающей способностью аппаратуры и приводящие к наличию ε -областей (см. разд. 5.2.)

Ограниченное разрешение, например на местности, предполагает наличие малых зон, внутри которых регистрация непрерывно изменения сигнала невозможна.

Под дискретизацией понимают представление непрерывного сигнала совокупностью отсчетов — выборки. Термином «выборка» определяют иногда и сам процесс дискретизации и совокупность отсчетов.

Фундаментальное значение в теории выборок имеет известная теорема Котельникова, по которой любую функцию с ограниченным спектром, занимающим полосу частот от 0 до f_m , можно представить с помощью дискретных значений, взятых через равные интервалы $\Delta x \leq f_m/2$, рядом вида

$$s(x) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} s_k(x) \varphi_k, \quad (6.12)$$

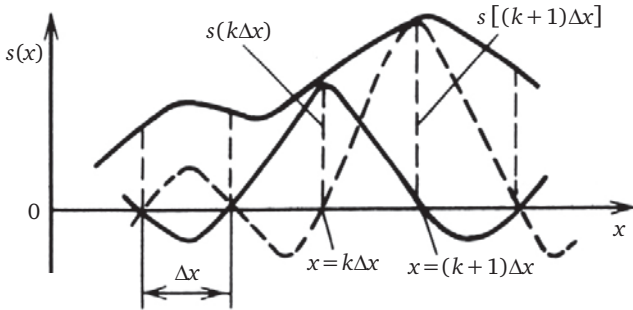


Рис. 1.46. Графическая иллюстрация ряда Котельникова

где $s_k(x) = s(k\Delta x)$ — выборки функции $s(x)$ при значениях $x = k\Delta x$; $\varphi_k(x) = Sa[2\pi f_m(x - k\Delta x)]$ — функция отсчетов, причем $\varphi_k = 1$, при $x = k\Delta x$; $\varphi_k = 0$ при $x = l\Delta x$, когда $l \neq k$ (рис. 1.46). Реально любая функция представляется рядом Котельникова с некоторой погрешностью, обусловленной следующими факторами. Из-за конечной длительности реальных сигналов их частотные спектры бесконечны, а теорема требует ограничения частотного спектра частотой f_m , называемой частотой Найквиста. Таким образом, приходится не учитывать спектральные составляющие за пределами некоторой полосы частот, причем чем медленнее убывает функция, описывающая частотный спектр за пределами этой полосы, тем большая погрешность представления функции рядом Котельникова имеет место. Для сигналов, заданных на конечном интервале T , функция $s(x)$ определяется конечным числом членов ряда (6.12), равным $N = t/\Delta x = 2f_m T$, и погрешность при представлении функции $s(x)$ будет тем больше, чем меньшее число членов участвует в ее восстановлении. При восстановлении функции $s(x)$ по ее отсчетам необходимо сформировать функции отсчетов $\varphi_k(x)$. На практике такие функции синтезируются неточно, что также вызывает погрешность при восстановлении исходной функции $s(x)$.

Рассмотрим теперь, как реализуются процессы выборки в ОЭС. Вначале представим себе идеальный случай — имеется некоторое распределение яркости или освещенности в плоскости xu . Это распределение описывается функцией $s(x, y)$ (рис. 1.47). Будем считать, что в точках, расположенных по сетке с периодами T_x и T_y , берутся отсчеты функции $s(x, y)$. Такая выборка описывается про-

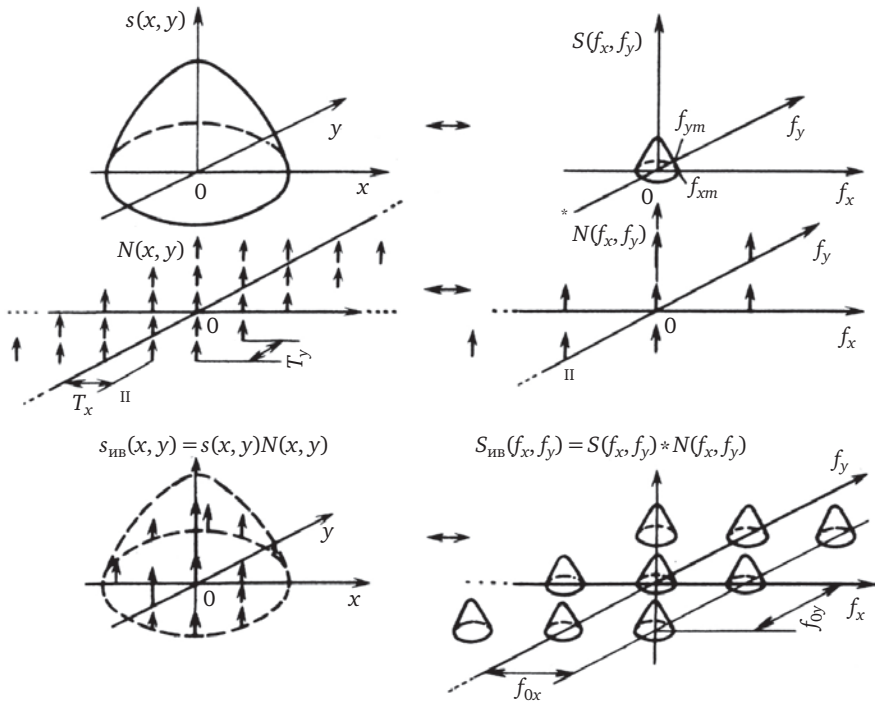


Рис. 1.47. Идеальная выборка

изведением функции $s(x, y)$ на сетчатую функцию $N(x, y)$, представляющую собой набор δ -функций, расположенных по осям x и y с периодами T_x и T_y соответственно. Используя введенные в разд. 3.4 сокращенные обозначения, опишем сетчатую функцию как

$$N(x, y) = \frac{1}{T_x T_y} \text{comb}\left(\frac{x}{T_x}\right) \text{comb}\left(\frac{y}{T_y}\right). \quad (6.13)$$

Тогда идеальная выборка $s_{\text{ив}}(x, y)$ функции $s(x, y)$ равна

$$s_{\text{ив}}(x, y) = s(x, y)N(x, y) = s(x, y) \frac{1}{T_x T_y} \text{comb}\left(\frac{x}{T_x}\right) \text{comb}\left(\frac{y}{T_y}\right). \quad (6.14)$$

Произведению (6.14) соответствует свертка в частотной области:

$$\begin{aligned}
& F \left[s(x, y) \frac{1}{T_x T_y} \text{comb} \left(\frac{x}{T_x} \right) \text{comb} \left(\frac{y}{T_y} \right) \right] = \\
& = F[s(x, y)] * F \left[\frac{1}{T_x T_y} \text{comb} \left(\frac{x}{T_x} \right) \text{comb} \left(\frac{y}{T_y} \right) \right] = \\
& = S(f_x, f_y) * \text{comb}(T_x f_x) \text{comb}(T_y f_y).
\end{aligned}$$

Учитывая, что

$$\text{comb}(T_x f_x) \text{comb}(T_y f_y) = \frac{1}{T_x T_y} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left(f_x - \frac{n}{T_x}, f_y - \frac{m}{T_y} \right)$$

и, используя фильтрующее свойство δ -функции, получим

$$F[s_{\text{ив}}(x, y)] = \frac{1}{T_x T_y} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} S(f_x - n f_{0x}, f_y - m f_{0y}), \quad (6.15)$$

где $f_{0x} = 1/T_x$, $f_{0y} = 1/T_y$ — частоты выборок.

На рис. 1.47 показаны графики исходной функции $s(x, y)$, сетчатой функции $N(x, y)$, выборка $s_{\text{ив}}(x, y)$ и соответствующие спектры.

Интервалы Котельникова для двумерной выборки равны $T_x = 1/2f_{xm}$, $T_y = 1/2f_{ym}$, где f_{xm} и f_{ym} — максимальные частоты в спектре $S(f_x, f_y)$.

На практике идеальная выборка нереализуема, поскольку невозможно реализовать идеальную сетчатую функцию. Но описание процесса идеальной выборки важно для дальнейшего описания реальной выборки. Реальная выборка оптических сигналов в ОЭС имеет две разновидности: выборка через растр и усредняющая выборка.

Рассмотрим бесконечный в некоторой плоскости xu растр, который состоит из одинаковых прозрачных участков, описываемых функцией $g(x, y)$, расположенных с периодом T_x по оси x и периодом T_y по оси y . Такой растр можно описать сверткой функции $g(x, y)$ и сетчатой функции $N(x, y)$, причем узлы сетки имеют периоды T_x и T_y (рис. 1.48). Спектр свертки определяется как произведение спектров:

$$R(f_x, f_y) = G(f_x, f_y) N(f_x, f_y), \quad (6.16)$$

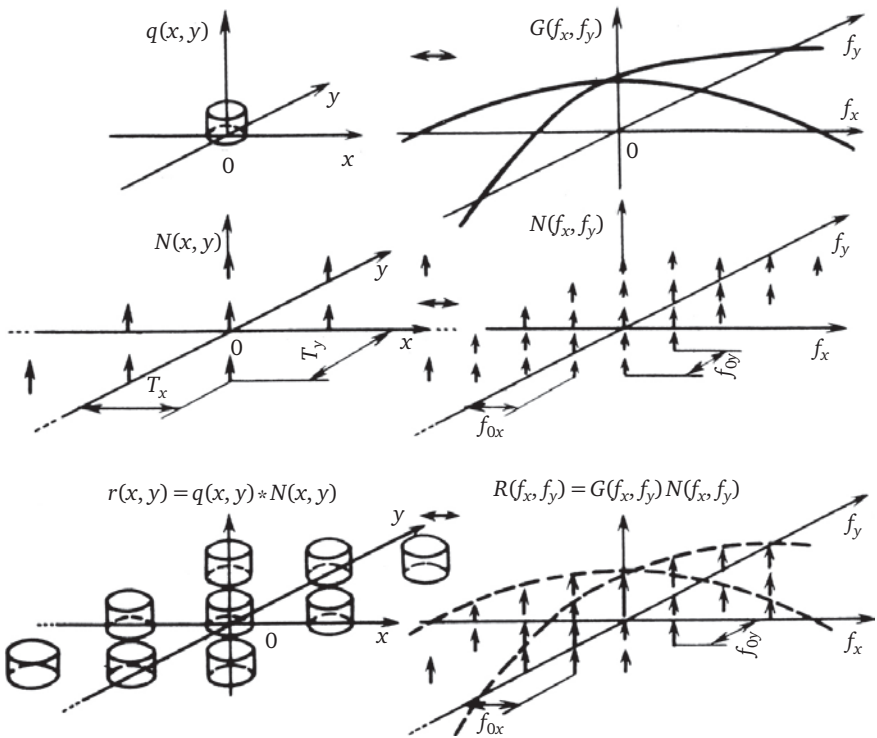


Рис. 1.48. Выборочная функция и ее спектр

где $G(f_x, f_y)$ — спектр функции $g(x, y)$; $N(f_x, f_y)$ — спектр функции $N(x, y)$. Поскольку $N(f_x, f_y)$ определяется как

$$N(f_x, f_y) = F \left[\frac{1}{T_x T_y} \text{comb} \left(\frac{x}{T_x} \right) \text{comb} \left(\frac{y}{T_y} \right) \right] = \\ = \text{comb}(T_x f_x) \text{comb}(T_y f_y),$$

соотношение (6.16) представим в виде

$$R(f_x, f_y) = G(f_x, f_y) \text{comb}(T_x f_x) \text{comb}(T_y f_y) = \\ = G(f_x, f_y) \frac{1}{T_x T_y} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(f_x - n f_{0x}, f_y - m f_{0y}) =$$

$$= \frac{1}{T_x T_y} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} G(nf_{0x}, mf_{0y}) \delta(f_x - nf_{0x}, f_y - mf_{0y}).$$

Таким образом, пространственно-частотная характеристика раstra представляет собой совокупность δ -функций, расположенных как сетка с узлами, имеющими периоды T_x и T_y , вписанную в огибающую, являющуюся спектром прозрачного участка (ячейки) раstra.

Допустим, что в плоскости такого раstra имеется оптическое изображение, причем распределение облученности в изображении описывается функцией $s(x, y)$. Считаем, что спектр $S(f_x, f_y)$ функции $s(x, y)$ ограничен частотами f_{xm} и f_{ym} (рис. 1.49). Выборка через растр (выборочная функция $s_b(x, y)$) представляется произведением $s_b(x, y) = s(x, y) r(x, y)$, и, соответственно, спектр выборки равен свертке спектров:

$$\begin{aligned} S_b(f_x, f_y) &= S(f_x, f_y) * R(f_x, f_y) = \\ &= S(f_x, f_y) * \frac{1}{T_x T_y} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} G(nf_{0x}, mf_{0y}) \delta(f_x - nf_{0x}, f_y - mf_{0y}). \end{aligned}$$

Используя дистрибутивный закон свертки, получим

$$S_b(f_x, f_y) = \frac{1}{T_x T_y} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} G(nf_{0x}, mf_{0y}) S(f_x, f_y) \delta(f_x - nf_{0x}, f_y - mf_{0y}),$$

а с учетом фильтрующего свойства δ -функций:

$$S_b(f_x, f_y) = \frac{1}{T_x T_y} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} G(nf_{0x}, mf_{0y}) S(f_x - nf_{0x}, f_y - mf_{0y}). \quad (6.17)$$

Из формулы (6.17) следует, что спектр выборки через растр представляет собой пространственно-частотный спектр изображения $S(f_x, f_y)$, повторяющийся через $f_{0x} = 1/T_x$ по оси f_{0x} , и через $f_{0y} = 1/T_y$ по оси f_{0y} в частотной плоскости, т. е. спектр $S(f_x, f_y)$, расположенный по сетке с узлами nf_{0x}, mf_{0y} . При этом составляющие (полосы) спектра умножаются на функцию $G(nf_{0x}, mf_{0y})$, являющуюся отсчетами спектра ячейки раstra, т. е. амплитуды боковых

полос убывают. Заметим, что спектр сигнала не искажен, если боковые полосы в спектре $S_b(f_x, f_y)$ (см. рис.1.49) не перекрываются. Реальные сигналы имеют конечную длительность и бесконечный спектр, поэтому боковые полосы будут перекрываться, что вызывает искажение сигнала.

Выборка через растр осуществляется, например в системах пространственной фильтрации, когда в плоскость изображения помещают специальный пространственный фильтр — транспарант.

Рассмотрим другой тип реальной выборки — усредняющую выборку. Допустим, изображение строится в плоскости чувстви-

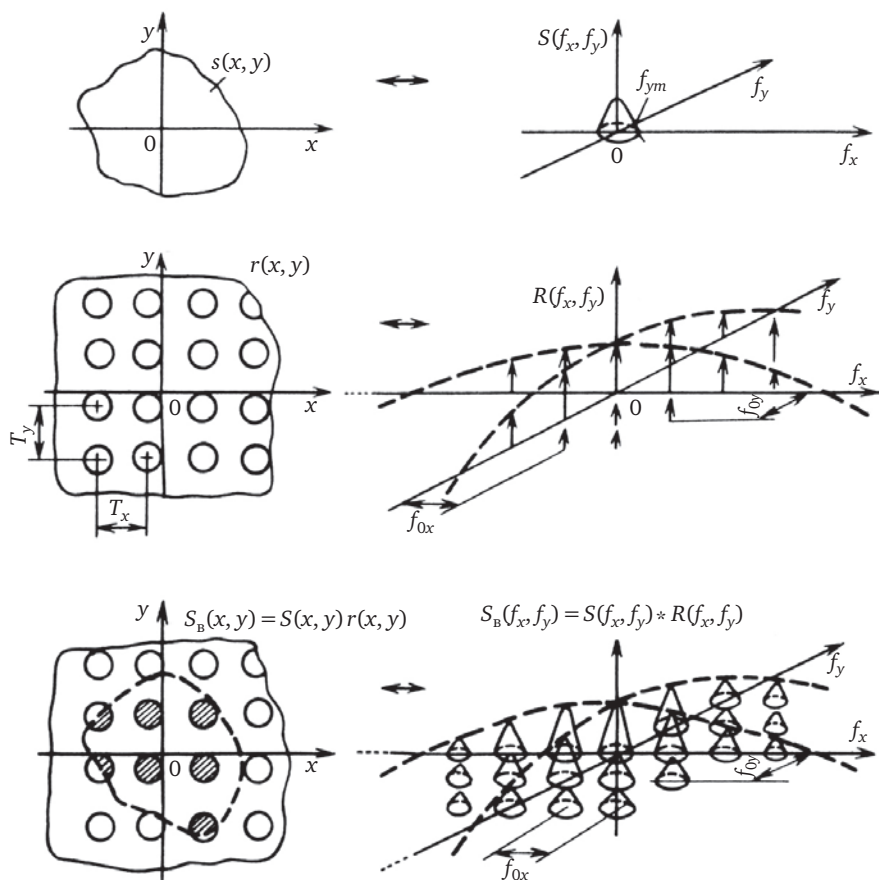


Рис. 1.49. Выборка через растр

ных элементов приемников излучения, составляющих прямоугольную матрицу. Каждый элемент матрицы преобразует падающий поток в электрический сигнал. Внутри элемента матрицы изменения сигнала не могут быть установлены.

На первый взгляд, выборка через растр и выборка с помощью матричной структуры аналогичны. Действительно, ячейку растра можно было бы идентифицировать с одним из элементов в матрице, а сама матрица имеет аналогичную рассмотренному выше растру периодическую структуру.

Однако существенным различием в действии растра и матричной структуры при выборке является то, что на выходе элемента приемника излучения мы получаем сигнал, пропорциональный среднему значению облученности элемента матрицы. Покажем, что это приводит к несколько иным выводам относительно последствий выборки.

Пусть матричная структура имеет пространственные периоды T_x и T_y . Сигнал с выхода элемента матрицы с порядковыми номерами n и m по осям x и y соответственно определяется как

$$s_{n,m}(x,y) = \iint_Q s(x,y) g(x,y) dx dy,$$

где $g(x,y)$ — функция, описывающая чувствительность элемента; Q — площадь элемента матрицы.

Допустим, что размер элемента достаточно мал, а расстояние между элементами меньше или равно интервалу Котельникова, т.е. $T_x \leq 1/2f_{xm}$, $T_y \leq 1/2f_{ym}$. Тогда можно считать, что среднее значение облученности элемента равно мгновенному значению $s(nT_x, mT_y)$, взятому в центре этого элемента, и

$$s_{n,m}(x,y) = s(nT_x, mT_y) \iint_Q g(x,y) dx dy.$$

Действие равномерно облученного элемента матрицы с неравномерной чувствительностью можно представить как действие элемента с постоянной равномерной чувствительностью, равной среднему значению чувствительности

$$g_0(x,y) = \frac{1}{Q} \iint_Q g(x,y) dx dy. \quad (6.18)$$

Будем считать, что функция $g(x, y)$ одинакова для всех элементов матрицы. Таким образом, физической моделью оптического сигнала, адекватного электрическому сигналу на выходе матрицы, является изображение, состоящее из равномерно облученных элементов, значение потока излучения на каждом элементе определяется произведением мгновенных выборок функции $s(x, y)$, описывающей реальное распределение облученности в плоскости матрицы, на облученную площадь элемента. Такая модель изображения описывается функцией

$$s_B(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} s(nT_x, mT_y) g_0(x - nT_x, y - mT_y).$$

Определим спектр функции $s_B(x, y)$. Идеальная выборка определяется соотношением (6.14). Функция $s_{иБ}(x, y)$ рассматривалась выше (см. рис. 1.47).

На рис. 1.50 для простоты графических построений показаны одномерные аналоги рассматриваемых функций. Легко заметить, что функция $s_B(x, y)$ находится как свертка функций $s_{иБ}(x, y)$ и $g_0(x, y)$. Тогда спектр функции $s_B(x, y)$

$$F[s_B(x, y)] = F\left[s_{иБ}(x, y) \frac{1}{T_x T_y} \text{comb}\left(\frac{x}{T_x}\right) \text{comb}\left(\frac{y}{T_y}\right)\right] \times \\ \times F\left[\text{rect}\left(\frac{x}{a}\right) \text{rect}\left(\frac{y}{d}\right)\right], \quad (6.19)$$

где a — размер элемента по оси x ; d — размер элемента по оси y (элемент разложения считаем прямоугольным), $b = T_x$.

Первый сомножитель в формуле (6.19) представляет собой спектр идеальной выборки, описываемый уравнением (6.15), а

$$F\left[\text{rect}\left(\frac{x}{a}\right) \text{rect}\left(\frac{y}{d}\right)\right] = ad \text{sinc}(af_x) \text{sinc}(df_y). \quad (6.20)$$

С учетом формул (6.15) и (6.20), получим

$$S_B(f_x, f_y) = \frac{ad}{T_x T_y} \text{sinc}(af_x) \text{sinc}(df_y) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} S(f_x - nf_{0x}, f_y - mf_{0y}). \quad (6.21)$$

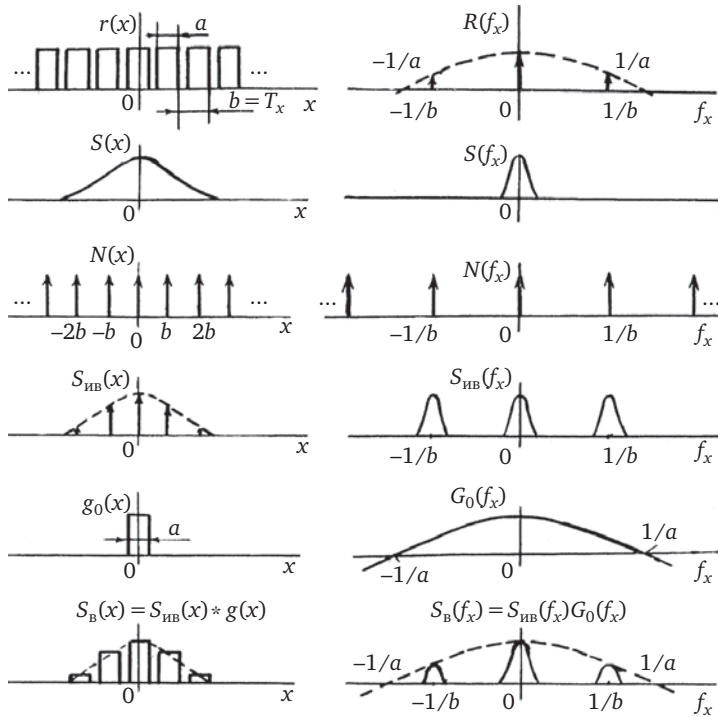


Рис. 1.50. Усредняющая выборка

Из формулы (6.21) следует, что в спектре усредняющей выборки не содержатся составляющие, которые бы отображали спектр сигнала без искажений. Действительно, каждая боковая полоса $S(f_x - nf_{0x}, f_y - nf_{0y})$ умножается на функцию $\text{sinc}(af_x) \text{sinc}(df_y)$. Искажения сигнала тем больше, чем больше размеры элемента a и d , т. е. быстрее убывает множитель $\text{sinc}(af_x) \text{sinc}(df_y)$. С уменьшением размеров элемента и увеличением частоты выборки спектр (6.21) приближается к спектру идеальной выборки. Когда промежутки между элементами уменьшаются, т. е. $a \rightarrow T_x$, $d \rightarrow T_y$ и, соответственно, частоты $1/T_x \rightarrow 1/a$, $1/T_y \rightarrow 1/d$, боковые полосы на этих частотах подавляются в наибольшей степени, что облегчает фильтрацию сигнала при восстановлении функции $s(x, y)$ при измерении ее параметров.

Процессом усредняющей выборки описывается преобразование изображения с помощью многоэлементных приемников излучения

с целью формирования адекватного этому изображению электрического сигнала (см. разд. 6.9).

6.7. Модуляция

Под модуляцией понимают изменения параметров сигнала в соответствии с той информацией, которая в этот параметр закладывается. Модуляция в ОЭС имеет ряд особенностей, определяемых, прежде всего, назначением модуляции. Каково же ее назначение в ОЭС дистанционного зондирования и в чем состоят эти особенности?

В ОЭС, работающих активным методом, поток от источника излучения, облучающего объект, прерывают (обтюрируют) с целью создания несущей частоты. Собственная частота электромагнитных волн в оптическом диапазоне спектра не может быть использована потому, что она весьма высока (на длине волны 1 мкм частота составляет порядок 10^{14} Гц) и приемники излучения не могут работать на такой частоте из-за своей инерционности. Сигнал с такой частотой воспринимается приемниками излучения как постоянный. Создание несущей частоты обеспечивает эффективное выделение полезного модулированного сигнала, отраженного объектом, от немодулированной помехи (временную фильтрацию).

При пассивном методе работы модуляция потока излучения также может осуществляться с целью создания несущей частоты, что позволяет использовать для усиления сигнала простые и стабильные усилители переменного тока. С этой же целью модулируют и излучение внутренних источников излучения, находящихся в ОЭС и создающих опорный оптический сигнал. Кроме того, модулятор может выступать как пространственный фильтр, обеспечивающий подавление помехи (пространственную фильтрацию).

Модулятором, как правило, является отдельное звено ОЭС, входящее в состав оптической системы. Поэтому следует учитывать его оптические характеристики (пропускание, геометрические параметры и т.д.), на которых мы далее остановимся, когда будем рассматривать конкретные типы модуляторов (см. разд. 8.7). Важным является учет собственного излучения модулятора в ИК-области спектра.

И, наконец, особенностью модуляции в ОЭС является и то, что в процессе модуляции возникают неизбежные потери потока излучения, поскольку постоянный поток прерывается модулятором и часть его через модулятор не проходит.

Потери потока, возникающие при модуляции, оцениваются коэффициентом

$$K_1 = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \Phi(t) dt / \Phi_0,$$

где $\Phi(t)$ — модулированный поток; Φ_0 — значение немодулированного потока; T — период модулированного сигнала. Числитель в этом выражении представляет собой среднее значение модулированного потока. Модулированный сигнал может иметь широкий спектр, из которого при усилении сигнала выделяется лишь некоторая часть, например наиболее мощная первая гармоника. Эти потери учитываются коэффициентом K_2 , определяющим долю используемой в электронном тракте мощности сигнала по отношению к мощности сигнала $K_1\Phi_0$.

Произведение $K_1K_2 = K_m$ называют коэффициентом полезного действия модуляции.

Спектр модулированного потока определяется двумя факторами: формой импульсов несущей частоты и временным изменением потока.

Форма импульсов в свою очередь определяется параметрами модулятора и распределением потока в модулируемом пучке лучей. Для случая растровой модуляции это влияние было рассмотрено в разд. 6.5. Если входной поток не изменяется во времени, то спектр модулированного сигнала будет состоять из совокупности δ -функций. При временном изменении потока в модулированном сигнале появится огибающая, изменяющая его спектр.

Допустим, что временное изменение потока, поступающего на модулятор, описывается функцией $s(t)$. Пропускание модулятора описывается функцией $m(t)$. В общем случае $m(t)$ — это функция, описывающая импульсы единичной амплитуды (нормированные по амплитуде), образуемые на выходе модулятора при постоянном падающем потоке. Форма этих импульсов, подчеркнем это еще раз, определяется параметрами модулируемого пучка и модулятора.

Так, например, если растром модулируется точечное изображение, то $m(t)$ представляет собой последовательность прямоугольных импульсов (поток «мгновенно» открывается модулятором и «мгновенно» закрывается). При изображении конечных размеров функция $m(t)$ будет иметь сложную форму, определяемую сверткой функций $F(x)$ и $r(x)$. При этом переход от пространственных переменных к временным очевиден — смещение $\Delta x = vt$, где v — скорость движения растра.

Сигнал на выходе модулятора $s_m(t)$ определяется произведением

$$s_m(t) = s(t)m(t). \quad (6.22)$$

Спектр функции $m(t)$ (спектральную плотность амплитуд) представим рядом вида (3.6), т. е.

$$M(\omega) = 2\pi \sum_{i=-\infty}^{\infty} |\dot{A}_i| \delta(\omega - i\omega_m),$$

где $|\dot{A}_i|$ — амплитуды комплексного ряда Фурье, которым может быть представлена функция $m(t)$.

Спектральную плотность $S(\omega)$ функции $s(t)$ также будем считать заданной (рис. 1.51). Спектр (6.22) найдем сверткой, т. е.

$$F[s(t)m(t)] = S_m(\omega) = \frac{1}{2\pi} S(\omega) * 2\pi \sum_{i=-\infty}^{\infty} |\dot{A}_i| \delta(\omega - i\omega_m),$$

или с учетом фильтрующего свойства δ -функции

$$S_m(\omega) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} |\dot{A}_i| \delta(\omega - i\omega_m). \quad (6.23)$$

Таким образом, спектр модулированного сигнала представляет собой сумму повторяющихся через интервал частот ω_m составляющих, каждая из которых представляет смещенный по оси частот на ω_m спектр модулирующего сигнала, умноженный на соответствующий коэффициент $|\dot{A}_i|$. На рис. 1.50 показаны только три составляющие спектра модулированного сигнала — одна в области низких частот и две боковые составляющие (полосы) на частотах $\pm\omega_m$. Как правило, используются только составляющие на частоте несущей,

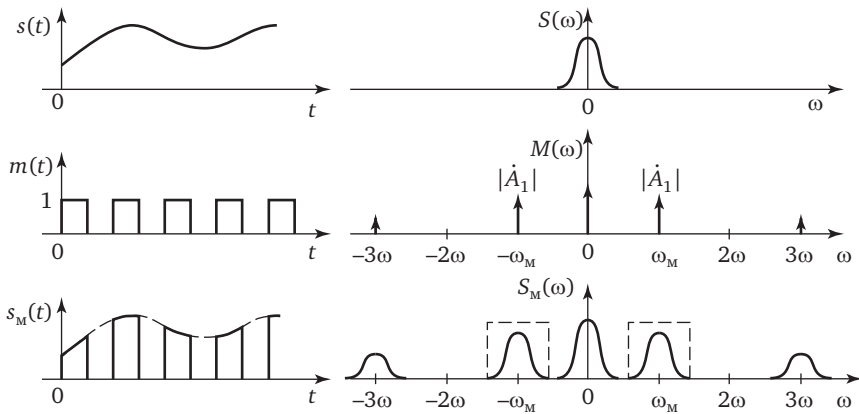


Рис. 1.51. Сигналы и спектры при амплитудной модуляции

а другие подавляются фильтрами, частотные характеристики которых центрированы относительно частоты ω_M (показаны штриховой линией). Полосы на $\pm\omega_M$ очевидно достаточно, чтобы восстановить модулирующую функцию $s(t)$, поскольку любая из полос отображает спектр этой функции, но полоса на $\pm\omega_M$ к тому же наиболее мощная. Наличие постоянной составляющей в функции пропускания модулятора и соответственно гармоники на нулевой частоте в ее спектре приводит к тому, что в области низких частот в спектре модулированного сигнала также имеется мощная полоса. Это еще одна особенность модуляции в ОЭС. Эта полоса, как уже отмечалось, подавляется при фильтрации.

6.8. Демодуляция

Демодуляция (детектирование) — процесс выделения сигнала, представляющего информацию из модулированного сигнала. В сигнале, модулированном по амплитуде, информация закладывается в модулирующую функцию $s(t)$. Функция $s(t)$ может отображать, например, изменение потока, попадающего в ОЭС. Задача демодуляции — выделить функцию $s(t)$. В частотной области это означает перенос спектра из области высоких частот в область низких. С этой точки зрения демодуляция как бы обратный процесс по отношению к модуляции, поскольку модуляция сопровождается

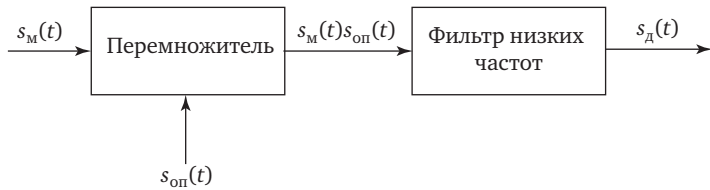


Рис. 1.52. Схема демодулятора

переносом спектра модулирующей функции из области низких частот на частоту несущей.

Амплитудная демодуляция может рассматриваться как процесс перемножения модулированного сигнала $s_M(t)$ на опорный сигнал $s_{оп}(t)$ в принципе любой формы, но имеющий одинаковую частоту с несущей частотой сигнала $s_M(t)$ и синфазный с ним. Представим демодулятор как последовательно соединенные перемножитель и фильтр низких частот (рис. 1.52). Пусть спектр опорного сигнала

$$S_{оп}(\omega) = 2\pi \sum_{i=-\infty}^{\infty} |\dot{A}_{iоп}| \delta(\omega - i\omega_M).$$

После прохождения через фильтр, выделяющий полосы на частоте $\pm\omega_M$, спектр модулированного сигнала можно описать как

$$S_M(\omega) = |\dot{A}_1| [S(\omega - \omega_M) + S(\omega + \omega_M)],$$

где $|\dot{A}_1|$ — амплитуда первой гармоники функции пропускания модулятора $m(t)$.

Спектр $S_д(\omega)$ сигнала $S_д(t)$ на выходе перемножителя определяется сверткой спектра $S_M(\omega)$ и спектра $S_{оп}(\omega)$ опорного сигнала:

$$\begin{aligned} S_д(\omega) &= \frac{1}{2\pi} S_M(\omega) * S_{оп}(\omega) = \\ &= |\dot{A}_1| [S(\omega - \omega_M) + S(\omega + \omega_M)] * \left[\sum_{i=-\infty}^{\infty} |\dot{A}_{iоп}| \delta(\omega - i\omega_M) \right] = \\ &= \left\{ |\dot{A}_1| S(\omega - \omega_M) * \left[\sum_{i=-\infty}^{\infty} |\dot{A}_{iоп}| \delta(\omega - i\omega_M) \right] \right\} + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \left\{ \left| \dot{A}_1 \right| S(\omega + \omega_M) * \left[\sum_{i=-\infty}^{\infty} \left| \dot{A}_{i\text{оп}} \right| \delta(\omega - i\omega_M) \right] \right\} = \\
 & = \left| \dot{A}_1 \right| \sum_{i=-\infty}^{\infty} \left| \dot{A}_{i\text{оп}} \right| \delta(\omega - i\omega_M - \omega_M) + \left| \dot{A}_1 \right| \sum_{i=-\infty}^{\infty} \left| \dot{A}_{i\text{оп}} \right| S(\omega - i\omega_M + \omega_M). \quad (6.24)
 \end{aligned}$$

Здесь учтено, что свертка

$$s(x - x_1) * \delta(x - x_2) = s(x - x_1 - x_2).$$

Преобразования сигналов и спектров показаны на рис. 1.53.

Из графической свертки ясно, что полоса в спектре сигнала $S_d(\omega)$, расположенная в области низких частот, определяется сверткой с гармоникой $A_{i\text{оп}}$. Положив в формуле (6.24) $i = \pm 1$, получим

$$\begin{aligned}
 S_d(\omega) = & 2 \left| \dot{A}_1 \right| \left| \dot{A}_{i\text{оп}} \right| S(\omega) + \left| \dot{A}_1 \right| \left| \dot{A}_{i\text{оп}} \right| S(\omega - 2\omega_M) + \\
 & + \left| \dot{A}_1 \right| \left| \dot{A}_{i\text{оп}} \right| S(\omega + 2\omega_M) + \dots
 \end{aligned}$$

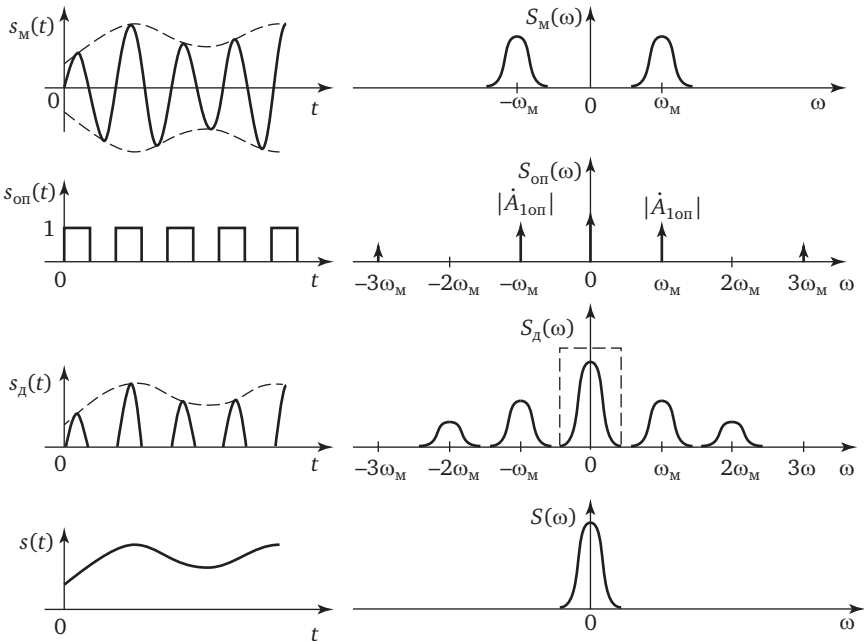


Рис. 1.53. Сигналы и спектры при амплитудной демодуляции

Первое слагаемое в этой сумме представляет собой спектр сигнала $s(t)$, взятый с множителем $2|A_1||A_{1\text{оп}}|$. Этот спектр и соответственно сигнал $s(t)$ можно выделить фильтром низких частот, частотная характеристика которого показана на рис. 1.53 штриховой линией.

Технической реализацией демодуляторов являются синхронные детекторы, детекторы огибающей и детекторы-выпрямители. Принцип перемножения сигнала $s(t)$ на опорный сигнал полностью реализуется в синхронных детекторах, при этом перемножитель работает как ключ, управляемый опорным сигналом $s_{\text{оп}}(t)$, совпадающим по фазе с входным сигналом $s_{\text{м}}(t)$. Ключ открывается при положительном значении $s_{\text{оп}}(t)$ и закрывается при отрицательном, т.е. работает «синхронно» с входным сигналом. Преимуществом синхронного детектора является его большая помехоустойчивость по сравнению с другими амплитудными детекторами. Это объясняется тем, что синхронный детектор обладает чувствительностью к фазе входного сигнала (он часто используется как фазовый детектор), шумы характеризуются случайной начальной фазой и не полностью детектируются, а полезный сигнал при синхронном детектировании имеет постоянную начальную фазу, совпадающую с фазой опорного сигнала.

Аналогично работает детектор-выпрямитель, который состоит из последовательно соединенных нелинейного элемента (диода) и фильтра низких частот. Диод, обладающий односторонней проводимостью, выпрямляет сигнал, что эквивалентно умножению положительных полупериодов входного сигнала на $+1$ и отрицательных на 0 , т.е. на прямоугольное колебание с частотой $\omega_{\text{м}}$. Дополнительный опорный сигнал к детектору-выпрямителю не подводится, а эффект перемножения тем не менее вызывается. Однако детектор-выпрямитель не обладает чувствительностью к фазе входного сигнала и поэтому уступает синхронному детектору по помехозащищенности так же, как и широко распространенные детекторы огибающей.

Детектор огибающей в простейшем случае состоит из нелинейного элемента (диода) и RC-фильтра (рис. 1.54). Допустим, что на входе детектора действует амплитудно-модулированный сигнал — напряжение $u_{\text{вх}}(t)$. В течение положительного полупериода входного сигнала конденсатор заряжается через открытый диод

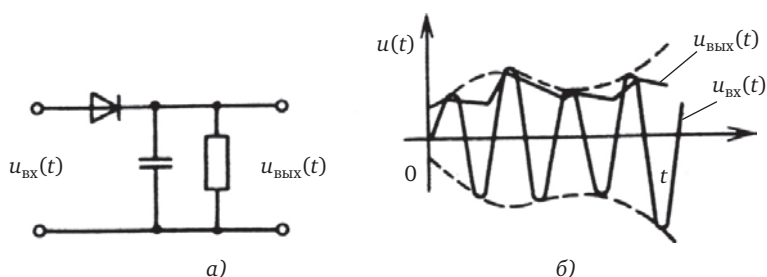


Рис. 1.54. Детектор огибающей:

а — схема; б — сигналы

до уровня входного напряжения. В течение отрицательного полупериода диод заперт и конденсатор сравнительно медленно разряжается через резистор. В результате этого выходное напряжение как бы следует за огибающей. Пульсации выходного напряжения можно сгладить применением еще одного фильтра низких частот на выходе детектора. Детектор огибающей может работать в так называемом режиме линейного детектирования (когда уровень входного сигнала достаточно велик и считают, что вольтамперная характеристика диода линейна) и в режиме квадратичного детектирования (когда при малых входных сигналах учитывают квадратичную зависимость тока через диод от входного напряжения).

6.9. Сканирование

В ОЭС многомерный оптический сигнал преобразуется в одномерный электрический сигнал, который является функцией времени — видеосигнал. Этот электрический сигнал (видеосигнал) должен являться эквивалентом оптическому сигналу, позволяющим осуществить обратный переход от электрической формы представления сигнала к оптической. Переход от оптического сигнала в виде распределения яркости в угловом поле оптической системы к его электрическому эквиваленту невозможен без сканирования, заключающегося в последовательном просмотре сравнительно большого поля обзора $\omega_{\text{обз}}$ малым мгновенным угловым полем $\omega_{\text{мг}}$. Процесс сканирования определяют также термином «развертка».

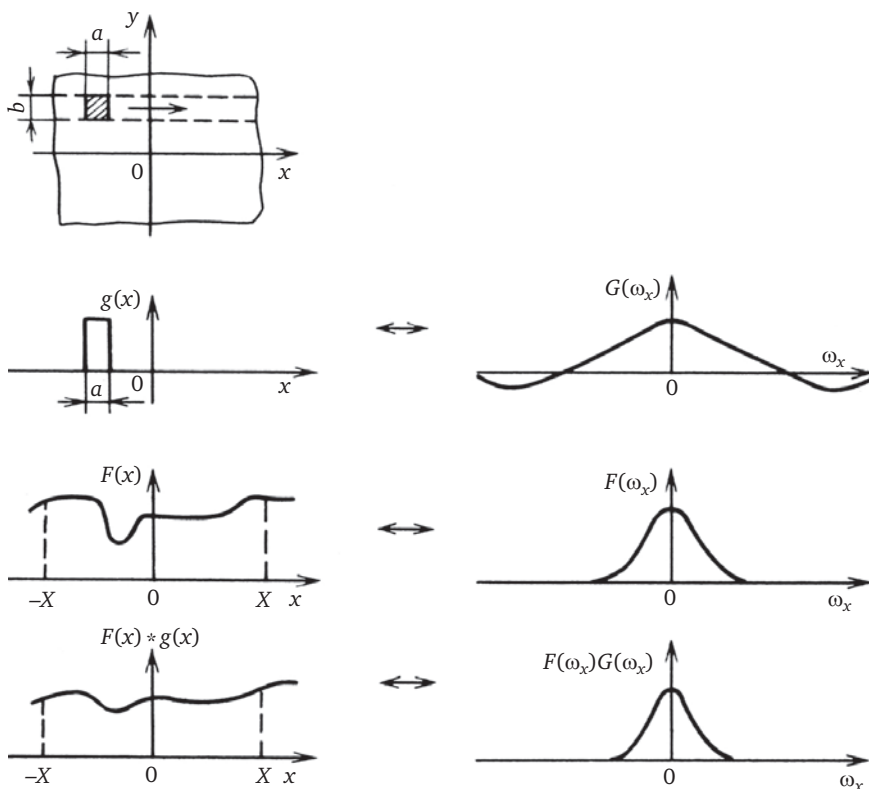


Рис. 1.55. Свертка при сканировании

Рассмотрим процесс сканирования поля обзора некоторым прямоугольным элементом разложения $a \times b$ (рис. 1.55). Свяжем с центром элемента разложения координаты x и y . Допустим, что чувствительность в мгновенном поле описывается функцией $g(x, y)$. Для определенности будем считать, что сканирование осуществляется в плоскости изображения, распределение освещенности в этой плоскости задано функцией $E(x, y)$, а элемент разложения представлен чувствительной площадкой приемника излучения. Сигнал на выходе приемника излучения равен

$$s_{\text{ВЫХ}}(x, y) = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} E(x, y) g(x, y) dx dy. \quad (6.25)$$

Сканирование осуществляется по направлению оси x , т. е. координата x принимает ряд значений с непрерывным сдвигом на Δx , а координата y остается неизменной. Это дает возможность перейти к одномерным функциям (проекциям)

$$F(x) = \int_{y-b/2}^{y+b/2} E(x, y) dx$$

и

$$g(x) = \int_{-b/2}^{b/2} g(x, y) dy,$$

которые имеют смысл распределения потока излучения и чувствительности по оси x , соответственно (см. рис. 1. 55).

С учетом сделанных замечаний выражение (6.25) представим в виде

$$s_{\text{вых}}(\Delta x) = \int_{-X}^X F(x) g(\Delta x - x) dx,$$

т. е. опишем сверткой функций $F(x)$ и $g(x)$.

Очевидно, что выходной сигнал будет тем точнее повторять функцию $F(x)$, чем меньше размер a элемента разложения. Спектр выходного сигнала определяется произведением спектров $G(\omega_x)$ и $F(\omega_x)$. Чем меньше a , тем медленнее убывает функция $G(\omega_x)$ и тем меньше искажаются высокочастотные составляющие изображения, т. е. тем выше пространственное разрешение. Предел уменьшения a во многих случаях ограничен энергетическими соображениями: чем меньше элемент разложения, тем меньше поток поступает на приемник излучения, и этот поток может оказаться меньше порогового потока, определяемого шумами. В результате полезный сигнал может быть замаскирован шумами.

Сканирование осуществляется также путем усредняющей выборки. Для этого изображение формируется в плоскости чувствительных элементов многоэлементного приемника излучения. Сигналы с элементов в некоторой последовательности, обычно поочередно вдоль строк, выводятся на нагрузку. На этой нагрузке образуются импульсы, огибающая к которым соответствует рас-

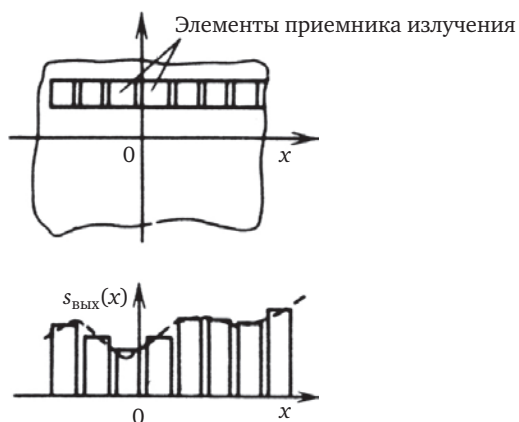


Рис. 1.56. Выборка при сканировании

пределению потока по направлению опроса элементов (рис. 1.56). Процесс усредняющей выборки описан в разд. 6.6, а преобразование сигналов показано на рис. 1.50. Функцию $s(x)$ на этом рисунке можно идентифицировать с $F(x)$, $g_0 = g(x)$, тогда $s_{\text{в}}(x) = s_{\text{ВЫХ}}(x)$.

Прохождение оптического излучения через атмосферу

7.1. Общая характеристика влияния атмосферы на оптические сигналы

Атмосфера представляет собой смесь газов, в которой взвешены твердые и жидкие частицы вещества — от тонкого аэрозоля до плотных облаков со всеми возможными промежуточными стадиями.

При прохождении через атмосферу оптическое излучение взаимодействует с содержащимися в ней газами, частицами пыли, дыма, кристалликами льда, каплями воды и т. п. При этом процессы рассеяния и поглощения энергии уменьшают интенсивность солнечной радиации на поверхности Земли и меняют диапазон излучения. Поэтому для качественной интерпретации результатов дистанционных измерений необходим учет влияния атмосферы. Кроме вышеназванных процессов необходимо учитывать собственное излучение атмосферы и сравнительно быстрые изменения параметров приходящего излучения, вызванные турбулентностью атмосферы и приводящие к мерцанию, дрожанию и размытию изображений.

Взаимодействие излучения с атмосферой при дистанционном зондировании показано на рис. 1.57. Яркость $L_{об}$ от объекта исследования, представленного в виде элементарной площадки ΔA_1 характеризует собственное излучение объекта (составляющая яркости $L'_{об}$) и отраженное им излучение (составляющая $L''_{об}$) внешних источников, создающих в плоскости объекта некоторую освещен-

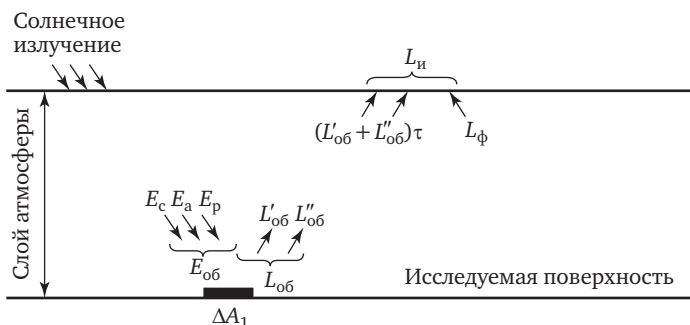


Рис. 1.57. Взаимодействие излучения с атмосферой при дистанционном зондировании

ность $E_{об}$. Эта освещенность, в свою очередь, при пассивном методе зондирования имеет составляющие за счет прямого солнечного излучения E_c , рассеянного солнечного излучения E_p и теплового излучения атмосферы в сторону объекта (противоизлучение атмосферы) E_a). Таким образом,

$$L_{об} = L'_{об} + L''_{об}; \quad E_{об} = E_c + E_p + E_a.$$

Излучение на пути от объекта исследования до приемной оптико-электронной системы ослабевает вследствие его поглощения и рассеяния атмосферой.

Это ослабление описывается законом Бугера, по которому наблюдаемая яркость излучателя, находящегося на расстоянии в ослабляющей излучение среде, определяется как

$$L_\lambda = L_{0\lambda} \exp \left[- \int_l a_\lambda(l) dl \right], \quad (7.1)$$

где $L_{0\lambda}$ — монохроматическая яркость излучателя; $a_\lambda(l)$ — монохроматический коэффициент (показатель) ослабления, зависящий от свойств среды распространения и длины волны излучения. В общем случае a_λ представляет собой сумму показателей истинного поглощения (или просто поглощения) $a_{\lambda п}$ и рассеяния $a_{\lambda р}$

$$a_\lambda = a_{\lambda п} + a_{\lambda р}.$$

Пропускание среды τ_λ на длине волны λ определяется как

$$\tau_\lambda = \frac{L_\lambda}{L_{0\lambda}} = \exp \left[- \int_l a_\lambda(l) dl \right].$$

Величину

$$a_\lambda = \frac{L_{0\lambda} - L_\lambda}{L_{0\lambda}} = 1 - \tau_\lambda$$

называют *спектральным поглощением среды*. В расчетах часто используют величину

$$T_\lambda = \int_l a_\lambda(l) dl,$$

называемую *оптической толщиной (толщией) атмосферы*. Трасса произвольного наклона имеет оптическую толщину

$$T_\lambda = T_{0\lambda} m(\theta),$$

где $\tau_{0\lambda}$ — оптическая толщина вертикального столба атмосферы; $m(\theta)$ — оптическая масса атмосферы, как функция зенитного угла θ .

Для зенитных углов $\theta < 60^\circ$, когда атмосферу можно считать плоскопараллельной,

$$m(\theta) = \sec \theta.$$

Для больших зенитных углов эта зависимость имеет более сложный характер.

Процесс взаимодействия излучения с атмосферой приводит не только к ослаблению излучения в соответствии с формулой (7.1), но и к созданию фона, имеющего яркость $L_{\lambda\phi}$. Составляющими этой яркости является яркость $L_{\lambda д}$, обусловленная рассеянным излучением (яркость «дымки»), и яркость $L_{\lambda а}$, обусловленная собственным излучением атмосферы в сторону приемной ОЭС.

Таким образом, измеряемая дистанционно яркость $L_{\lambda и}$ объекта исследования определяется как свойствами самого объекта, так и условиями его наблюдения и состоянием атмосферы. Эту яркость можно представить как

$$L_{\lambda и} = L_{\lambda об} \tau_\lambda + L_{\lambda \phi}, \quad (7.2)$$

где $L_{\lambda\text{об}}$ складывается из яркости $L'_{\lambda\text{об}}$ собственного излучения и яркости $L''_{\lambda\text{об}}$ отраженного излучения, создаваемого прямым и рассеянным солнечным излучением и противоизлучением атмосферы; $L_{\lambda\text{ф}}$ — яркость излучения атмосферного фона в сторону приемной ОЭС. Поэтому выражение (7.2) можно записать в виде

$$L_{\lambda\text{и}} = (L'_{\lambda\text{об}} + L''_{\lambda\text{об}}) \tau_{\lambda} + L_{\lambda\text{ф}}.$$

Итак, для определения спектральной яркости излучения объекта, являющейся во многих случаях признаком его распознавания, необходимо знать оптические свойства атмосферы, характеризующиеся, в частности, пропусканием τ_{λ} и яркостью создаваемого ею фона.

7.2. Строение и состав атмосферы. Модели атмосферы

Атмосфера есть газообразная оболочка Земли. Ее масса (с учетом объема, занимаемого материками над уровнем моря) равна $5,157 \cdot 10^{15}$ т, т. е. составляет несколько меньше одной миллионной доли массы самой Земли ($6 \cdot 10^{21}$ т). Приблизительно до высоты 200 км воздух облегает Землю как тонкая сравнительно одинаковая повсюду (по горизонтали) оболочка. Однако выше 200 км температура и плотность воздуха сильно меняются во времени и пространстве, так что атмосфера там пульсирует, расширяется и сжимается. Поэтому внешняя атмосфера имеет довольно неправильную форму.

В атмосфере различают несколько слоев (рис. 1.58). В *тропосфере* температура убывает вверх так, что нередко создаются неустойчивость, сильные вертикальные движения и перемешивания воздушных масс, а также благоприятные условия для преобразования тепловой энергии в кинетическую. В тропосфере выделяют внизу планетарный пограничный слой толщиной 1...1,5 км, в котором заметно задерживающее влияние трения на ветер. В этом слое происходит активный обмен количеством движения, теплом и водяным паром между атмосферой и поверхностью земли и океана, формируются наиболее отчетливые фронты, возникают местные ветры (например, бризы) и т. д. Самую нижнюю часть этого слоя (толщиной около 50 м), в которой велики вертикальные градиенты

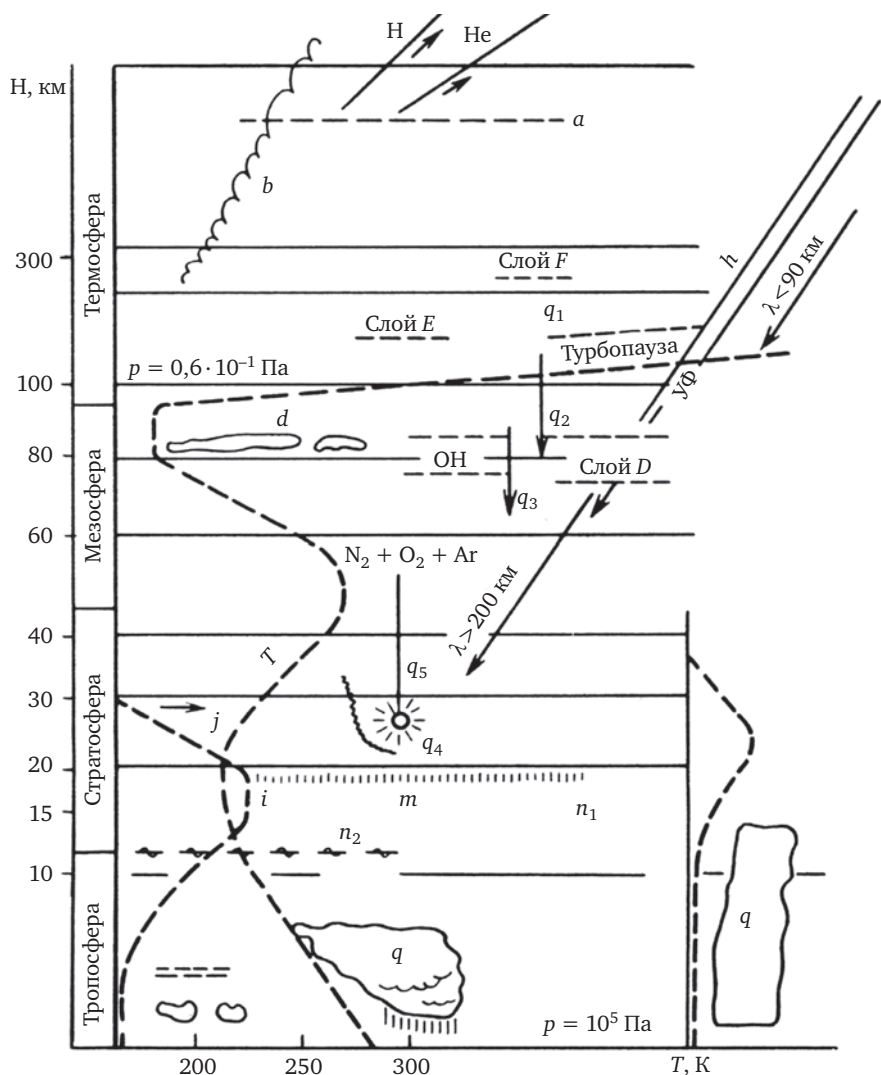


Рис. 1.58. Строение атмосферы:

a — уровень диссипации — ускользание атомов H и He ; b — вторжение солнечных протонов; d — серебристые облака; T — распределение температуры; f — полярные сияния; метеоры: q_1 — быстрые, q_2 — слабые, q_3 — медленные; q_4 — пылевые следы; q_5 — болиды; h — проникновение ультрафиолетовых лучей в атмосферу; j — струйные течения; l — распределение озона; m — слой стратосферного аэрозоля; n — тропопауза (n_1 — тропическая, n_2 — полярная); q — облака грозные, фронтальные и высококучевые

температуры, скорости ветра и влажности, называют приземным слоем атмосферы.

Над переходным слоем тропосферы — *тропопаузой* — расположена *стратосфера*, для которой типичны внизу очень малый вертикальный градиент температуры и довольно быстрое возрастание температуры с высоты 34...36 км до уровня *стратопаузы* — близ 50 км. В этой части стратосферы температура почти такая же, как на поверхности Земли (в среднем 270 К). Такое распределение температуры неблагоприятно для развития вертикальных движений и неустойчивости воздушных масс. Влажность воздуха в стратосфере мала, поэтому облака образуются очень редко, а состав воздуха отличается от тропосферного лишь примесью озона.

Выше находится слой *мезосферы*, где температура снова понижается, порой до 163 К в верхней части. Здесь иногда образуются так называемые серебристые облака, форма которых свидетельствует о существовании в мезосфере волн и вихрей.

Переходный слой мезосферы на высоте около 82 км отделяет атмосферу от расположенной над ней *термосферой*, где температура очень резко возрастает до 1000...2000 К (на высоте 200...250 км), и в годы активного Солнца достигает 4800 К. На больших высотах (в так называемой *термопаузе*) дальнейшего роста температуры с высотой не наблюдается. Лишь в областях ярких полярных сияний температура может ненадолго повышаться до 340 К.

До высоты около 104 км воздух атмосферы хорошо перемешан благодаря ее течениям и ветрам и его состав почти везде одинаков, но выше этого уровня, так называемой *турбопаузы*, он заметно меняется: в большом количестве образуется атомарный кислород, исчезает углекислота и возникает сильная ионизация воздуха. Из-за последней эту область атмосферы часто называют *ионосферой*. Впрочем, ионизированные слои (например, слой *D*) наблюдаются и ниже термосферы. На высоте более 100 км становится заметно влияние приливных сил и течений воздуха, зависящих от притяжения Солнца и Луны. В термосфере поглощается корпускулярная и рентгеновская радиация Солнца, сгорают метеоры и пр., так что она является «щитом», предохраняющим земную поверхность от опасных влияний Космоса.

Состав атмосферы зависит от наличия в воздухе четырех групп веществ (табл. 7).

7. Содержание газовых составляющих атмосферы (без учета водяного пара)

Газ	Молекула	Содержание, % об.	Средняя молекулярная масса	Полное содержание в вертикальном столбе
Азот	N ₂	78,013	28,013	$6,244 \cdot 10^5$
Кислород	O ₂	20,946	32,000	$1,675 \cdot 10^5$
Аргон	Ar	0,934	39,948	$7,47 \cdot 10^3$
Диоксид углерода	CO ₂	0,0324	44,010	$2,51 \cdot 10^2$
Неон	Ne	$1,818 \cdot 10^{-3}$	20,183	—
Гелий	He	$5,24 \cdot 10^{-4}$	4,003	—
Метан	CH ₄	$(1,2...1,5)10^{-4}$	16,0	1,6
Криптон	Kr	$1,14 \cdot 10^{-5}$	23,80	—
Водород	H	$5 \cdot 10^{-5}$	2,016	—
Оксид азота	NO	$3,5 \cdot 10^{-5}$	44,013	0,4
Озон	O ₃	—	48,0	0,1...0,4
Ксенон	Xe	$0,7 \cdot 10^{-6}$		—

1. *Главные газы* — азот N₂, кислород O₂ и аргон Ar — постоянные и преобладающие до высоты турбопаузы. К ним можно отнести и водяной пар H₂O, хотя его количество в воздухе сильно меняется со временем и местом.

2. *Малые постоянные газы* — химически устойчивые, но присутствующие в небольшом количестве — углекислота CO₂, оксид углерода CO, метан CH₄ и пр. К ним можно причислить и озон тропосферы и нижней стратосферы, тоже сравнительно устойчивый.

3. *Ненасыщенные и неустойчивые молекулы* (именуемые в химии «свободными радикалами») — малочисленные и химически очень активные, быстро образующиеся и разрушающиеся, иногда с участием газов 1-й и 2-й группы (CH₃OOH, CH₂, O, NO, NO₂, OH и пр.). К ним относится и озон верхней атмосферы.

4. *Аэрозоли* — твердые и жидкие мельчайшие частички различных веществ, плавающие в воздухе:

пыль — твердые частицы с размерами от субмикронных до микроскопических, образующиеся в процессах измельчения (дробления, взрыва, сверления);

туман — твердые частицы, возникающие в результате физико-химических процессов. Типичными примерами туманов служат

металлургические выбросы, состоящие из оксидов металлов. Размеры частиц выбросов меньше 1 мкм;

дым — облако частиц, образующихся при горении; обычно источниками дыма являются органические вещества: уголь, нефть, древесина; частицы дыма имеют примерно такие же размеры, как частицы тумана;

легкий туман — аэрозоль, возникающий при распылении жидкости или конденсации пара; при слипании частиц образуются крупные капли размером 100 мкм и более, которые могут выпадать в виде дождя;

мгла — система частиц и паров воды в атмосфере;

смог — смесь дыма и тумана, содержащая обычно продукты фотохимических реакций и пары воды. Размеры частиц смога не превышают 1 мкм.

Атмосферный аэрозоль — полидисперсная система частиц, т. е. система, содержащая частицы различных размеров. Фракцию частиц с радиусами меньше 0,1 мкм принято называть мелкодисперсной.

Средняя фракция аэрозоля включает частицы радиусами 0,1...1 мкм и определяет оптические свойства аэрозоля в видимой и инфракрасной области спектра. Частицы радиусами более 1 мкм часто называют гигантскими.

Наиболее важные характеристики газовой атмосферы, существенные для рассеяния и поглощения излучения: значения у земной поверхности и высотные профили давления, плотности, температуры и градиента температуры. Эти характеристики очень сильно изменяются от места к месту и от одного момента времени к другому, причем нередко случайным образом. Хотя характеристики тесно связаны между собой, эта взаимосвязь оказывается достаточно сложной и ее трудно выразить в замкнутой форме. Поэтому для проведения расчетов пропускания излучения атмосферой используют аналитические модели, в которых достаточно просто представлены функциональные взаимосвязи между основными характеристиками атмосферы.

К широко используемым моделям атмосферы можно отнести следующие:

- с постоянной плотностью по высоте;
- постоянной температурой по высоте;

- постоянным градиентом температуры (политропная);
- стандартной атмосферы, устанавливающая некоторые средние статистические параметры реальной атмосферы.

На основании этих моделей и моделей распределения аэрозолей в атмосфере созданы таблицы для расчета пропускания атмосферы для некоторых длин волн.

7.3. Поглощение излучения атмосферой

Оптическое излучение эффективно поглощается и рассеивается различными газовыми компонентами атмосферы, а также аэрозолями. Атмосфера отражает примерно 30% всей солнечной радиации, около 20% поглощается и 50% приходит на Землю, где частично отражается или поглощается поверхностью.

На рис. 1.59 представлена обобщенная диаграмма, показывающая поглощающее воздействие молекул атмосферы на солнечный спектр, воспринимаемый на поверхности Земли. Наряду с общим

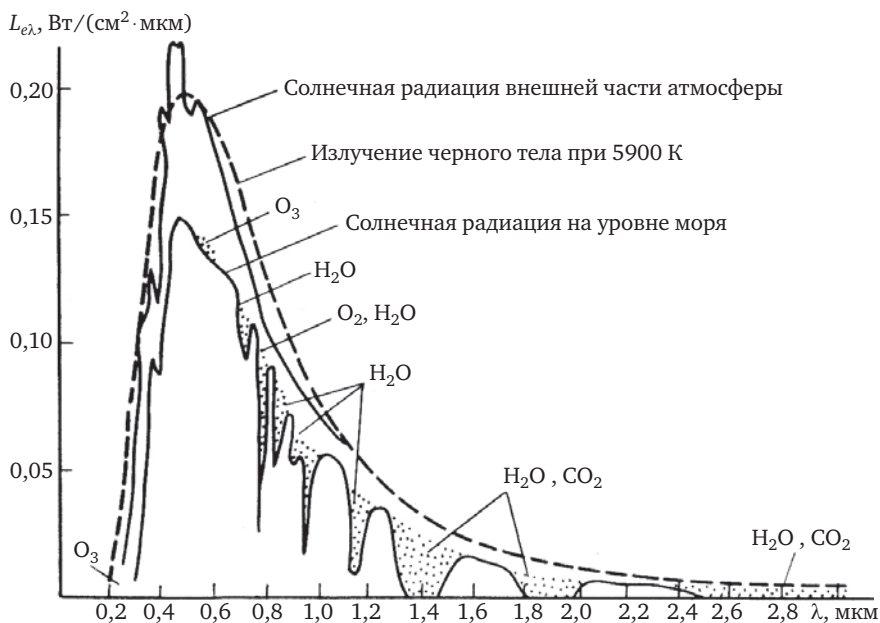


Рис. 1.59. Энергетический спектр излучения Солнца и полосы поглощения

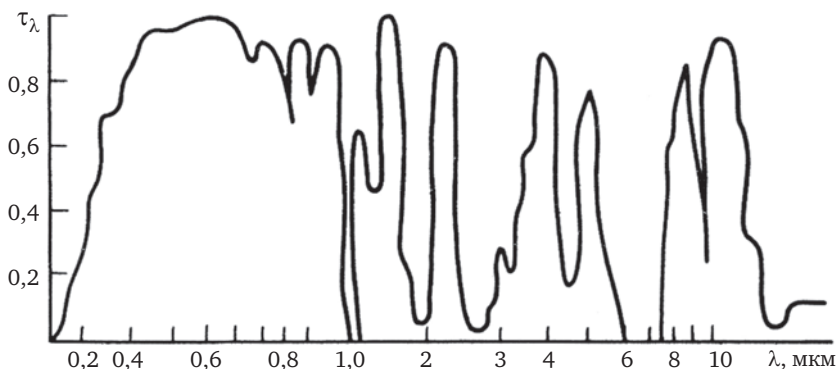


Рис. 1.60. Спектральное пропускание атмосферы на вертикальной трассе

уменьшением интенсивности излучения нижняя кривая на рисунке имеет ряд минимумов — широких и узких полос поглощения. Это полосы поглощения солнечной энергии атмосферным озоном, водяным паром, углекислым газом и кислородом. Электромагнитные волны длиной менее 0,27 мкм полностью поглощаются озоном.

Полосы поглощения оптического излучения расположены на следующих длинах волн, мкм:

для паров воды: 0,498...0,542; 0,542...0,548; 0,567...0,578; 0,586...0,609; 0,682...0,730; 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: 1,39...1,50; 1,52...1,67; 1,92...2,1; 2,64...2,87; 4,63...4,95; 5,05...5,36; 12,5...16,4;

для озона: 0,6; 4,63...4,95; 8,3...10,6; 12,1...16,4. Полосы поглощения у метана на участке 3,1...3,5; 7,7...9,6; 14,3 мкм.

Закись азота имеет слабую полосу на длине волны 4 мкм и сильные полосы поглощения на длинах 4,5 и 7,8 мкм.

Поглощение метаном и закисью азота редко принимается во внимание при практических расчетах ослабления излучения.

Спектр поглощения молекулы азота N_2 лежит в далекой ультрафиолетовой области. Наиболее важным является интервал поглощения при $\lambda < 82,5$ нм, обусловленный ионизационными переходами, с первым потенциалом ионизации 14,54 эВ. В спектральной области 145...300 нм поглощение практически отсутствует.

В видимом диапазоне молекула кислорода O_2 имеет интенсивные полосы поглощения с центром на 688,4 и 762,1 нм.

В результате взаимного наложения полос поглощения различных компонентов атмосферы образуется сложная картина спектра поглощения атмосферных газов (рис. 1. 60). Вид и интенсивность полос поглощения в характеристике спектрального пропускания меняется в зависимости от состояния атмосферы, характера и протяженности трассы.

Спектр поглощения любой изолированной молекулы является совокупностью отдельных спектральных линий, положение, интенсивность и форма которых однозначно определяются изменениями электронной, колебательной и вращательной энергии молекулы. При нахождении спектра поглощения используются либо численные расчеты на основе учета излучения данной частицы каждой линией спектра, либо расчеты по аналитическим формулам моделей спектров, либо определения соответствующих величин в естественных или лабораторных условиях.

Прямой расчет спектра поглощения весьма трудоемок. В связи с этим весьма широкое распространение получил метод моделей спектров. Согласно данному методу спектры атмосферных газов моделируются определенной совокупностью гипотез о характере расположения линий и их интенсивности. Если считать, что в пределах полосы поглощения линий их интенсивности равны s , полуширины — γ и расстояние между линиями — d , то такое представление называется регулярной моделью полосы поглощения (или моделью Эльзассера). В случае представления полосы поглощения набором случайно расположенных линий модель называется хаотической или случайной (или моделью Гуди). То обстоятельство, что спектральные интервалы моделей полос поглощения обладают одинаковыми статистическими свойствами, служит источником погрешностей расчетов селективного поглощения молекулярными газами. При конкретных расчетах обычно ограничиваются указанными моделями полос поглощения или их различными комбинациями.

Уравнение переноса излучения в молекулярных газах при условии локального термодинамического равновесия можно записать в следующем виде:

$$\frac{dJ_v(l)}{dl} = \alpha_v(l)[M_v(T) - J_v(l)], \quad (7.3)$$

где J_ν — интенсивность радиации; ν — частота излучения; l — пространственная переменная; l_0 — толщина атмосферного слоя; α_ν — спектральный показатель поглощения; $T = T(l)$ — абсолютная температура; $M_\nu(T)$ — функция Планка.

Решение уравнения (7.3) в случае отсутствия внешнего излучения определяется выражением:

$$J_\nu(l_0) = \int_0^{l_0} \alpha_\nu(l) M_\nu(T) \exp \left[- \int_0^l \alpha_\nu(l') dl' \right] dl$$

или

$$J_\nu(l_0) = \int_0^{l_0} M_\nu(T) \left[\frac{d\alpha_\nu(l, l_0)}{dl} \right] dl, \quad (7.4)$$

где

$$\alpha_\nu(l, l_0) = 1 - \exp \left[- \int_0^{l_0} \alpha_\nu(l') dl' \right]$$

является спектральным поглощением среды.

Полученную величину интенсивности излучения (7.4) необходимо усреднить по некоторому спектральному интервалу $\Delta\nu$, содержащему несколько линий. Для подобных малых спектральных интервалов функцию Планка можно с большой точностью считать не зависящей от частоты. Отсюда следует, что определение интенсивности излучения молекулярных газов в некотором спектральном интервале фактически сводится к отысканию усредненного поглощения, называемого также функцией поглощения:

$$\overline{\alpha_\nu(l, l_0)} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \left\{ 1 - \exp \left[- \int_0^{l_0} \alpha_\nu(l) dl \right] \right\} d\nu.$$

В случае однородного по температуре и плотности молекулярного газа из (7.4) имеем

$$\overline{J_\nu(l_0)} = \overline{M_\nu(T)} \int_{\Delta\nu} [1 - \exp(-\alpha_\nu l_0)] d\nu = \overline{M_\nu(T)} \overline{\alpha_\nu(l, l_0)} \Delta\nu$$

(черта означает усреднение по спектральному интервалу $\Delta\nu$). При этом $\alpha_\nu = \alpha_\nu(0, l_0) = 1 - \exp(-\alpha_\nu l_0)$,

$$\overline{\Delta v} = \frac{1}{\Delta v} \int_{\Delta v} \alpha_v(0, l_0) dv.$$

Рассмотрим наиболее простой случай: считаем, что перекрыванием спектральных линий можно пренебречь, тогда и для модели Эльзассера, и для модели Гуди можно ограничиться изучением закономерностей поглощения отдельной спектральной линией.

Интегральное (или полное) поглощение отдельной спектральной линией

$$A(l_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_v dv = \int_{-\infty}^{\infty} [1 - \exp(-\alpha_v l_0)] dv. \quad (7.5)$$

Полное поглощение (7.5) часто называется кривой роста, или эквивалентной шириной линии.

Обозначая расстояние между линиями через d , можно найти среднее поглощение отдельной линией:

$$\bar{a} = \frac{1}{d} \int_{-\infty}^{\infty} [1 - \exp(-\alpha_v l_0)] dv.$$

Введем безразмерные параметры

$$x = \frac{v - v_0}{d}; \quad y = \frac{\gamma_L}{d}; \quad u = \frac{s l_0}{2\pi \gamma_L},$$

где γ_L — полуширина лоренцевской линии.

Тогда величину a для лоренцевской линии a_L можно записать в виде

$$\bar{a}_L = \int_{-\infty}^{\infty} \left[1 - \exp\left(-\frac{2uy^2}{x^2 + y^2}\right) \right] dx = 2\pi u L(u), \quad (7.6)$$

где $L(u)$ — так называемая функция Ладенбурга—Райха:

$$L(u) = u \exp(-u) [J_0(u) + J_1(u)],$$

$J_0(u)$ и $J_1(u)$ — функции Бесселя первого рода от мнимого аргумента нулевого и первого порядков соответственно.

Асимптотическими разложениями этой функции являются следующие выражения:

$$L(u) = u \left\{ 1 - \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (2n-1)(2n-3) \dots \frac{5 \cdot 3 \cdot 1 \cdot u^n}{n!(n+1)!} \right\} \text{ при } u \ll 1;$$

$$L(u) = \left(\frac{2u}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ 1 - \sum_{n=1}^{\infty} (2n-1)^2 (2n-3) \dots \frac{5^2 \cdot 3^2 \cdot 1^2}{n!(8u)^4} \right\} \text{ при } u \gg 1.$$

В первом случае можно положить $L(u) = u$, и тогда согласно (7.6) поглощение для лоренцевской линии

$$\overline{a_L} = 2\pi u = \frac{sl_0}{d}.$$

Аналогичное выражение можно получить из (7.6) при малых значениях величины $\alpha_v l_0 \ll 1$:

$$\overline{a_L} = \frac{1}{d} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_v l_0 dv = \frac{sl_0}{d}, \quad (7.7)$$

так как по определению $s = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_v dv$.

Таким образом, в случае малости оптической толщины среднее поглощение прямо пропорционально ей. Поэтому закон (7.7) называется линейным. Линейность закона обеспечивается малостью оптической толщины при любых значениях частоты. Вот почему случай $u \ll 1$ иногда называют приближением слабой линии.

При $u \gg 1$ (приближение сильной линии)

$$\overline{a_L} = 2u(2\pi u)^{1/2}. \quad (7.8)$$

К такому же результату приходим, полагая в (7.6) $u \ll x$, т.е. пренебрегая полушириной спектральной линии. Подобное пренебрежение физически оправдано, так как это приводит к сильному увеличению поглощения в центре линии, а в данной области оно настолько велико, что дальнейшее его увеличение почти не сказывается на величине среднего поглощения.

Выражение (7.8) известно также как закон квадратного корня. Анализ полученных формул показывает, что переход от линейного закона к закону квадратного корня осуществляется достаточно быстро и уже практически при $u > 3$ можно использовать соотношение (7.8).

Статистическая модель Гуди предполагает случайное распределение положений и интенсивностей спектральных линий. Пусть распределение линий равномерно. Это означает, что вероятность распределения линий в рассматриваемом спектре равна

$$\prod_{i=1}^n dv_i (nd)^{-n},$$

где d — среднее расстояние между линиями.

Обозначая через $p(s, s_0)$ плотность вероятности распределения интенсивности спектральных линий, определим вероятность существования всего спектра:

$$dw = \prod_{i=1}^n dv_i p(s, s_0) (nd)^{-n} ds.$$

Тогда среднее пропускание (или функция пропускания) в данном случае

$$\overline{\tau}_G = \int \tau_v(v_i, s) dw(v_i, s).$$

Считая, что все линии лоренцевского контура одинаковы, имеем

$$\tau_v(v_i, s) = \exp\left\{-sl_0\pi^{-1}\gamma_L / (v_i - v)^2 + \gamma_L^2\right\};$$

$$\overline{\tau}_v = \left\{ (nd)^{-1} \int_0^{\frac{nd}{2}} \int_{\frac{nd}{2}}^{\infty} p(s_v, s_0) \exp\left[-\frac{sl_0\pi^{-1}\gamma_L}{(x_i^2 + y)^2}\right] ds dx \right\}^n.$$

Отсюда можно найти и среднее поглощение для модели Гуди с лоренцевским контуром

$$\overline{a}_G = 1 - \exp\left[\int_0^{\infty} \overline{a}_L(s) p(s, s_0) ds\right]. \quad (7.9)$$

Для $p(s, s_0)$ обычно используют представления

$$p(s, s_0) = \delta(s - s_0); \quad p(s, s_0) = s_0^{-1} \exp\left(-\frac{s}{s_0}\right). \quad (7.10)$$

Первое выражение (7.10) означает, что для модели Гуди выбраны линии одинаковой интенсивности. Этот случай достаточно прост для анализа среднего поглощения по формуле (7.9):

$$\overline{a_G} = 1 - \exp\left[-\overline{a_L}(s_0)\right],$$

где

$$\overline{a_L}(s_0) = 2\pi\gamma L(u), \quad y = \gamma_L/d;$$

$$u = \frac{s_0 l_0}{2\pi\gamma_L}.$$

Общее выражение среднего пропускания для обоих случаев распределения интенсивностей спектральных линий в спектре (7.10) имеет вид:

$$\ln \overline{\tau_G} = 2\pi f(u)/d,$$

где

$$f(u) = \begin{cases} L(u) - \text{функция Ладенбурга—Райха;} \\ u \left(1 + \frac{\pi u}{2}\right)^{\frac{1}{2}} & \text{при } p(s, s_0) = \delta(s - s_0); \\ \frac{s_0 l_0}{2\pi\gamma_L} & \text{при } p(s, s_0) = s_0^{-1} \exp\left(-\frac{s}{s_0}\right). \end{cases}$$

Интересно отметить, что если формально использовать закон Бугера, по которому

$$-\ln \overline{\tau_G} = \alpha l_0,$$

то во втором случае (7.10) наиболее часто используется на практике,

$$\alpha = \alpha_0 (1 + a_T l_0)^{-1/2}, \quad (7.11)$$

где $\alpha_0 = s/d$; $a_T = s/(4\gamma_L)$ — так называемый параметр тонкой структуры.

Примем $a_T = (s/d)/(4\gamma_L/d) = \alpha_0 d/(4\gamma_L)$.

Тогда нетрудно, используя (7.11), прийти как к линейному, так и к квадратичному закону. Соотношение (7.11) весьма удобно для практических расчетов и, кроме того, указывает на пределы применимости закона Бугера при расчете пропускания однородных молекулярных газов.

На практике моделирование реальной полосы поглощения содержит вполне определенную погрешность, которую можно уменьшить, изменяя основные параметры модели или введя некоторые поправки. Для двухатомных газов применение моделей вполне себя оправдало, а в случае трех- (и более) атомных газов возникают определенные трудности практического расчета излучательной способности. В связи с этим для расчета поглощения излучения атмосферой используют таблицы и графики, построенные по экспериментальным данным.

Для оценки поглощения, вызываемого парами воды, используется понятие «количества осажденной воды», определяемое как толщина слоя воды, которая образуется, если все водяные пары на пути распространения излучения сконденсировать на основании цилиндра, имеющего высоту, равную длине трассы. Основание цилиндра принимается единичным, хотя размеры этого основания не имеют значения. Количество осажденной воды обычно может быть рассчитано для однородной трассы длиной l как $\omega = \omega_0 l$, где ω_0 — количество осажденной воды на трассе длиной 1 км. Значение ω_0 определяется по специальным таблицам, расчетным путем или по номограмме как функция температуры и влажности. Если априорные значения температуры и влажности на трассе неизвестны, то в расчетах можно использовать осредненные значения ω_0 на горизонтальной трассе в зависимости от высоты и климатической зоны.

Эльдером и Стронгом была предложена методика расчета пропускания, %, атмосферы в зависимости от толщины слоя осажденной воды для семи спектральных интервалов по формуле

$$\tau = t_0 - k_1 \lg \omega. \quad (7.12)$$

Значения параметров t_0 и k_1 приведены в табл. 8. Формула (7.12) применима на высотах до 2—3 км и учитывает интегральное по-

глошение внутри каждой полосы. Выше 3 км по методике Эльдера и Стронга следует вводить поправку за высоту.

Более точные значения коэффициентов поглощения парами воды и углекислым газом дают расчеты по таблицам, полученным при обработке экспериментальных данных.

Удобным в практических расчетах поглощения излучения атмосферой представляется использование графика кривых зависимостей спектральных коэффициентов пропускания для различных плотностей поглощающих компонентов или длин трасс.

8. Значения параметров t_0 и k_1

$\Delta\lambda$, мкм	k_1	t_0
0,70...0,92	15,1	106,3
0,92...1,10	16,5	106,3
1,10...1,40	17,1	96,3
1,40...1,90	13,1	81,0
1,90...2,70	13,1	72,5
2,70...4,30	12,5	72,5
4,30...5,90	21,2	51,2

7.4. Рассеяние излучения в атмосфере

Излучение рассеивается в земной атмосфере на молекулах воздуха, частицах аэрозоля, каплях дождя и кристаллах льда. Рассеяние сопровождается поглощением частицей вещества энергии оптического излучения и переизлучения этой энергии в телесный угол, вершиной которого является сама частица. В зависимости от соотношения между длиной волны и размером частиц выделяют релеевское рассеяние и рассеяние Ми.

Релеевское, или молекулярное рассеяние, имеет место, когда размеры рассеивающей частицы гораздо меньше длины волны падающего на нее излучения. Оно хорошо описывается формулой Эйштейна — Смолуховского:

$$J = J_0 \pi V \left[\rho_p \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_p} \right) \right]^2 \frac{\beta_T KT (1 + \cos^2 \chi)}{2\lambda^4 l^2},$$

где J_0 — интенсивность падающей радиации; V — рассеивающий объем; ρ_p — плотность среды; ε — диэлектрическая проницаемость; β_T — изотермическая сжимаемость; K — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; l — расстояние от рассеивающего объема до точки наблюдения. Индикатриса молекулярного рассеяния $P_M(\chi) = 3(1 + \cos^2\chi)/4$ определяет угловое (по χ) распределение рассеянной радиации. Влияние анизотропии молекул на форму индикатриссы учитывается соотношением Чандрасекара:

$$P_M(\chi, \theta, \Delta) = \frac{3[(1+3\theta) + (1+\theta)\cos^2\chi]}{4(1+2\theta)},$$

где $\theta = \Delta(2-\Delta)^{-1}$; Δ — фактор деполяризации рассеянного излучения (для воздуха 0,035).

Коэффициент $\alpha_{\lambda, \text{мр}}$ молекулярного (релеевского) рассеяния определяется по формуле [13]:

$$\alpha_{\lambda, \text{мр}} = \left(\frac{8\pi^3(n-1)}{3N\lambda^4} \right) \left(\frac{6+3\Delta}{6-7\Delta} \right), \quad (7.13)$$

где N — число молекул в единице объема; n — показатель преломления среды; λ — длина волны излучения.

Как видно из (7.13), интенсивность однократно рассеянного излучения обратно пропорциональна четвертой степени длины волны и, следовательно, коротковолновая радиация рассеивается молекулами воздуха гораздо эффективнее красных лучей. Это обуславливает голубой цвет небосвода. При взаимодействии солнечного излучения с молекулами воздуха рассеянное излучение становится поляризованным. Степень линейной поляризации достигает максимального значения в направлении, перпендикулярном направлению распространения света.

В табл. 9 приведены данные о значениях коэффициента молекулярного рассеяния $\alpha_{\lambda, \text{мр}}$ и оптической толщины вертикального слоя всей атмосферы, из которых видно, что энергетическими потерями за счет релеевского рассеяния в инфракрасной области можно пренебречь.

В атмосфере находится значительное количество частиц, размеры которых больше $1/10$ длины волны. К описанию процессов

рассеяния излучения «крупными» частицами применяют теорию Ми, на основании которой можно рассматривать и релеевское рассеяние как частный случай. Однако под рассеянием Ми обычно понимают аэрозольное рассеяние.

Общий монохроматический коэффициент ослабления за счет рассеяния $\alpha_{\lambda \text{ мр}}$ складывается из коэффициентов молекулярного рассеяния $\alpha_{\lambda \text{ мр}}$ и коэффициента аэрозольного рассеяния $\alpha_{\lambda \text{ ар}}$:

$$\alpha_{\lambda \text{ р}} = \alpha_{\lambda \text{ мр}} + \alpha_{\lambda \text{ ар}}.$$

9. Коэффициенты молекулярного рассеяния $\alpha_{\lambda \text{ мр}}$ и оптические толщины вертикального слоя T_{λ} всей атмосферы

λ , МКМ	$\alpha_{\lambda \text{ мр}}$, км^{-1}	T_{λ}	λ , МКМ	$\alpha_{\lambda \text{ мр}}$, км^{-1}	T_{λ}
0,30	$1,446 \cdot 10$	1,2237	0,65	$5,893 \cdot 10$	0,0499
0,32	$1,098 \cdot 10$	0,9290	0,70	$0,364 \cdot 10$	0,0369
0,34	$8,494 \cdot 10$	0,7188	0,80	$2,545 \cdot 10$	0,0215
0,36	$6,680 \cdot 10$	0,5653	0,90	$1,583 \cdot 10$	0,0134
0,38	$5,237 \cdot 10$	0,4508	1,06	$8,458 \cdot 10$	0,0072
0,40	$4,303 \cdot 10$	0,3641	1,26	$4,076 \cdot 10$	0,0034
0,45	$0,644 \cdot 10$	0,2238	1,67	$1,327 \cdot 10$	0,0011
0,50	$1,716 \cdot 10$	0,1452	2,17	$4,586 \cdot 10$	0,0004
0,55	$0,162 \cdot 10$	0,0984	3,50	$6,830 \cdot 10$	0,0001
0,60	$8,157 \cdot 10$	0,0690	4,00	$4,002 \cdot 10$	0,0000

Для аналитической оценки рассеивающих свойств атмосферы необходимо знать распределение частиц по размерам, их форму и концентрацию, а также комплексный показатель преломления вещества частиц.

Однако эти характеристики отличаются многообразием и зависят от условий наблюдений, в том числе погодных.

В практических расчетах ослабления излучения вследствие рассеяния используется понятие «метеорологическая дальность видимости» $l_{\text{м}}$, характеризующее замутненность атмосферы. Метеорологическая дальность видимости измеряется расстоянием, на котором различима черная мишень или предметы, контраст которых по отношению к фону неба равен 1 (на фоне неба при пороге

контрастной чувствительности глаза наблюдателя $\varepsilon = 0,02$). Метеорологическая дальность видимости связана с коэффициентом рассеяния соотношением

$$l_m = \frac{1}{\alpha_{\lambda p}} \ln \frac{1}{\varepsilon} = \frac{1}{\alpha_{\lambda p}} \ln \frac{1}{0,02} = 3,912 / \alpha_{\lambda p}.$$

Понятие метеорологической дальности видимости относится к излучению с длиной волны $\lambda = 0,55$ мкм, при которой глаз имеет наибольшую чувствительность, и к горизонтальным трассам. В табл. 10 представлены значения метеорологической дальности видимости и коэффициентов рассеяния, соответствующие международному коду видимости.

10. Международный код видимости, метеорологическая дальность видимости и коэффициент рассеяния

Кодовый номер	Погодные условия	Метеорологическая дальность видимости l_m	Коэффициент рассеяния $\alpha_{\lambda p}$
0	Плотный туман	50 м	>78,2
1	Густой туман	20 м	78,2
2	Обычный туман	200 м	19,6
3	Легкий туман	500 м	19,6
4	Слабый туман	1000 м	3,91
5	Дымка	1000 м	1,96
6	Легкая дымка	2 км	0,954
7	Ясно	4 км	0,391
8	Очень ясно	10 км	0,196
9	Совершенно ясно	20 км	0,078
—	Чистый воздух	> 50 км	0,0141

Нижняя строка табл. 10 относится к случаю ограничения видимости только молекулярным рассеянием. Для расчета рассеяния на наклонных трассах необходимо знать вертикальные профили коэффициентов рассеяния. Один из таких профилей, полученный Элтерманом, представлен на рис. 1.61. Из рисунка видно, что на высоте около 22 км аэрозольное рассеяние становится меньше релеевского.

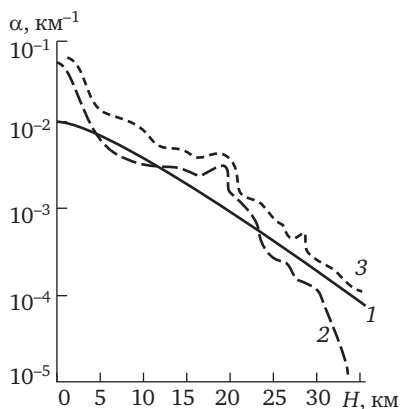


Рис. 1.61. Вертикальное распределение коэффициента ослабления:
 1 — релеевское рассеяние (вычисленное); 2 — аэрозольное рассеяние (измеренное); 3 — комбинированный эффект

На высоте $H < 5$ км коэффициент аэрозольного рассеяния определяется зависимостью

$$\alpha_{\lambda_{ap}}(H) = \alpha_{\lambda_{ap}}(0) \exp\left(-\frac{H}{H_a}\right),$$

где H_a — эмпирическая постоянная, выбираемая для различных l_m из условия, что при $H = 5$ км $\alpha_{\lambda_{ap}} = 5 \cdot 10^{-3}$ км $^{-1}$ для $\lambda = 0,55$ мкм.

При расчете рассеяния в вертикальном направлении используют модель однородной запыленной атмосферы, в которой предполагается, что распределение частиц по размерам не меняется с высотой и что частицы распределены равномерно по всему слою. Концентрация частиц в слое предполагается равной значению концентрации N_0 на уровне земли, а толщина слоя равна высоте однородной аэрозольной атмосферы H_p . Значения H_p и соответствующие значения коэффициентов рассеяния α_{λ_p} как функции метеорологической дальности видимости для высоты до 13 км приведены в табл. 11 для длины волны $\lambda = 0,55$ мкм.

Вертикальную оптическую толщину всего слоя аэрозольной атмосферы можно определить по формуле

$$T_p = \alpha_{\lambda_p}(0)H_p,$$

11. Коэффициенты рассеяния и высоты однородной атмосферы при различной метеорологической дальности видимости

l_m	$\alpha_{\lambda p}$, км^{-1}	H_p , км
2	1,955	0,84
3	1,303	0,90
4	0,978	0,95
5	0,782	0,99
6	0,657	1,03
8	0,489	1,10
10	0,391	1,15
13	0,301	1,23

где $\alpha_{\lambda p}(0)$ — коэффициент аэрозольного рассеяния у поверхности Земли. Величины H_p и $\alpha_{\lambda p}(0)$ выбирают из табл. 11. Для наклонного пути при зенитных углах $\theta < 60^\circ$ оптическая толщина аэрозольной атмосферы находится как

$$T_p = \alpha_{\lambda p}(0) H_p \sec \theta.$$

В ряде работ имеются таблицы для расчета T_p и $\alpha_{\lambda p}$ для различных высот, длин волн и значений метеорологической дальности видимости в условиях дымки, являющейся практически возможным реальным атмосферным условием работы зондирующей ОЭС.

Из сопоставления влияния аэрозольного рассеяния и поглощения в условиях дымки следует, что при метеорологической дальности видимости $l_m > 10$ км аэрозольное рассеяние вызывает гораздо меньшее ослабление излучения, чем поглощение в диапазоне длин волн 2,5...14 км. В области длин волн до 2,5 км рассеяния и поглощения в ослаблении излучения соизмеримы.

7.5. Флуктуационные явления в атмосфере

При распространении излучения в атмосфере происходит не только его ослабление, но имеет место и флуктуация параметров волны излучения — амплитуды и фазы. Эти флуктуации обусловлены турбулентными процессами в атмосфере, приводящими к случайному изменению показателя преломления атмосферы по направлению излучения.

Изменения показателя преломления происходят в основном из-за изменения температуры воздуха, в результате чего создаются оптические неоднородности, размеры которых изменяются от нескольких миллиметров до десятков метров.

Математическое описание процессов распространения оптического излучения через турбулентную атмосферу в настоящее время разработано для определенных простых моделей атмосферы с использованием приближенных математических приемов [13].

Свойства турбулентной атмосферы описываются с помощью структурных функций, предложенных А.Н. Колмогоровым. Структурная функция, представляющая пространственную дисперсию распределения показателя преломления, определяется как

$$D_n(r) = \left[\overline{n(r) - n(r_1)} \right]^2 = \left[\overline{\Delta n(r)} \right]^2,$$

где $r = r_1 - r_2$ — расстояние между точками.

Размеры оптических неоднородностей характеризуются так называемым внутренним l_0 и внешним L_0 масштабами турбулентности, которые равны наименьшему и наибольшему размерам неоднородностей соответственно.

Характерный внутренний масштаб турбулентности для атмосферы составляет примерно 1 см. Внешний горизонтальный масштаб турбулентности по разным оценкам равен примерно $L_0 = 2500$ км.

При допущении, что в пределах $l_0 \ll r \ll L_0$ атмосфера обладает локальной однородностью и изотропностью, а структурная функция $D_n(r)$ выражается «законом 2/3» Колмогорова — Обухова

$$D_n(r) = C_n^2 r^{2/3},$$

где C_n^2 — структурная постоянная показателя преломления, зависящая от метеоусловий и определяемая по результатам измерений. Для приземного слоя атмосферы величина ее может принимать значение от 10^{-13} до 10^{-17} см $^{-2/3}$.

Флуктуации амплитуды приходящей волны оптического излучения вследствие турбулентности атмосферы приводят к явлению, называемому *мерцанием изображения*. Этот термин, строго говоря, относится к зрительному восприятию излучения, но может быть распространен и на инфракрасную область спектра. Мерцание, как

случайный процесс, характеризуется дисперсией флуктуации интенсивности приходящего излучения и энергетическим спектром. Количественные оценки этих величин в большинстве работ, посвященных этому вопросу, основаны на экспериментальных данных для некоторых частных случаев. Дисперсия флуктуации интенсивности уменьшается с увеличением площади входного зрачка ОЭС, что объясняется усредняющим действием этой площади. Однако, начиная с некоторой величины входного зрачка (например, по [12], начиная с диаметра 10 см), дисперсия мерцания не уменьшается при дальнейшем увеличении площади входного зрачка. Реально удастся снизить дисперсию мерцания путем увеличения площади входного зрачка не более чем на 30%. Важным является учет влияния длин волны излучения на дисперсию мерцания. В областях спектра, свободных от поглощения парами воды, уровень флуктуаций практически не зависит от длины волны.

Вблизи полос поглощения парами воды флуктуации значительно возрастают. Изменение дисперсии флуктуаций может достигать 60...70%, что существенно для ОЭС, работающих в широком спектральном диапазоне. Дисперсия мерцания зависит также от длины трассы и при допущении локальной изотропности и однородности атмосферы увеличивается пропорционально произведению $C_{\Pi}^2 l^{11/6}$.

Временной спектр флуктуаций интенсивности излучения, проходящего через турбулентную атмосферу, также зависит от площади входного зрачка приемной ОЭС и длины трассы. Увеличение входного зрачка приводит к подавлению более высоких частот. Спектр флуктуаций расширяется при увеличении интенсивности турбулентности, смещаясь в область более низких частот при увеличении длины трассы l . Изменение оптической длины хода лучей из-за турбулентности приводит к флуктуациям фазы приходящей волны излучения, что вызывает дрожание изображения. Дрожание, как и мерцание, уменьшается с увеличением площади входного зрачка ОЭС. Дрожание изображения приводит к его размытию. Размытые изображения можно рассматривать как искажение пространственно-частотного спектра объекта, т.е. представить атмосферу как оптический элемент, имеющий некоторую двумерную передаточную функцию, называемую оптической передаточной функцией атмосферы, модуль которой называется частотно-контрастной характеристикой атмосферы. Оптическая передаточная

функция турбулентной атмосферы связана со структурной функцией фазы $D_\phi(r)$ соотношением

$$M(\omega_x) = \exp[-0,5 D_\phi(r)], \quad (7.14)$$

где $\omega_x = r/(\lambda f')$ — пространственная частота в плоскости изображения; f' — фокусное расстояние объектива; r — расстояние между двумя точками в фокальной плоскости объектива. Структурная функция фазы определяется структурной постоянной C_π^2 , параметрами пучка, длиной трассы, длиной волны.

Большой диапазон значений структурной постоянной определяет различный характер функции $M(\omega_x)$.

В общем случае с точки зрения частотного анализа турбулентную атмосферу принято рассматривать как фильтр низких частот, область пропускания которого не выходит за пределы 10^{-2} угл. с $^{-1}$.

Отметим ряд особенностей, ограничивающих использование частотного анализа прохождения излучения через атмосферу. Оптическая передаточная функция атмосферы зависит от времени усреднения результатов измерений. Это связано с наличием как быстрых, так и медленных процессов в турбулентной атмосфере. Только при достаточном усреднении возможно разделение оптических передаточных функций атмосферы и ОЭС. Это время усреднения оценивается величинами порядка 0,05 с.

Оптическая передаточная функция зависит от длины волны излучения. По данным экспериментальных измерений на горизонтальных трассах установлено, что в ИК-области спектра в окнах прозрачности более высокие пространственные частоты передаются лучше, чем в видимой.

При распространении излучения по вертикальным и наклонным трассам, что характерно для ОЭС дистанционного зондирования, следует учитывать, что структурная функция C_π^2 изменяется с высотой. Предложены различные вертикальные профили C_π^2 . В практических расчетах часто применяется зависимость

$$C_n^2 = C_n^2(H_0) \left(\frac{H}{H_0} \right)^{-4/3},$$

где H_0 — некоторая начальная высота; H — текущая высота, $C_\pi^2(H_0)$ — значение структурной постоянной на высоте H_0 . При на-

блюдении в надир (по вертикальной трассе сверху вниз) структурная функция фазы сферической волны излучения имеет вид

$$D_{\varphi}(r) = 0,73 k^2 r^{5/3} \int_0^{H_{\max}} C_n^2(H) \left(1 - \frac{H}{H_{\max}}\right)^{5/3} dH, \quad (7.15)$$

где $k = 2\pi/\lambda$; $H_{\max}$ — длина трассы или для вертикальных трасс — высота. Подстановка формулы (7.15) в (7.14) дает выражение для оптической передаточной функции турбулентной атмосферы при визировании в надир.

Отметим, что при визировании в зенит (снизу вверх, объект сверху) пространственное разрешение хуже, чем при наблюдении в зенит. Это объясняется тем, что при наблюдении в зенит атмосфера, имеющая наибольшую турбулентность в приземном слое, взаимодействует с плоской волной (расстояние между объектом наблюдения и турбулентными слоями велико), в то время как при наблюдении в надир атмосфера взаимодействует со сферической волной. Величина структурной функции фазы меньше для сферической волны.

7.6. Рефракция оптических лучей

При прохождении светового луча через земную атмосферу, которая имеет неодинаковую плотность, происходит его искривление, называемое *рефракцией*. Угол φ между касательной к световому лучу в начальной или конечной точках его траектории и прямой, соединяющей эти точки, называется *углом рефракции*. Величина угла рефракции зависит от высот наблюдаемых объектов и приемника, зенитного расстояния светового луча, метеорологических условий вдоль траектории светового луча и других факторов.

В зависимости от положения объектов (звезда, планета, спутник, земная поверхность) и точки наблюдения можно выделить следующие *виды рефракции*:

1. Астрономическая рефракция, когда наблюдаемые объекты (звезды, спутник) находятся на большом удалении от земной атмосферы, и луч света проходит через всю ее толщину. Наблюдение ведется с поверхности Земли.

2. Земная рефракция, когда наблюдаемые объекты находятся вблизи или в самой земной атмосфере. Наблюдение ведется с поверхности Земли.

3. Фотограмметрическая рефракция, когда наблюдаемые объекты находятся на поверхности Земли, вблизи ее, а наблюдение ведется в земной атмосфере или за ее пределами. Этот вид рефракции подразделяется на вертикальную (в вертикальной плоскости), боковую и внутреннюю. Угол боковой фотограмметрической рефракции, вызываемой неоднородностью показателя преломления, располагается в плоскости, которая перпендикулярна к вертикальной плоскости и проходит через направление распространения излучения. Назовем фотограмметрической рефракцию, возникающую вследствие различной плотности воздуха внутри оптоэлектронной системы и за ее пределами.

Кроме названных видов рефракции, иногда оптическую рефракцию подразделяют на регулярную и случайную в зависимости от характера отклонения оптического луча во времени вследствие изменения метеорологических условий. Под регулярной рефракцией понимают среднее значение угла рефракции, зависящей от метеорологических условий. Под случайной рефракцией подразумевают как низкочастотные (0,01 Гц и ниже), так и более быстрые ее изменения (0,1...100 Гц), которые описываются теорией распространения оптических волн в турбулентной атмосфере.

На сегодняшний день наиболее исследованными являются астрономическая и земная (планетная) рефракция. Детальный обзор исследований рефракции в земной атмосфере выполнен И.Г. Качинским. При развитии способов дистанционного зондирования Земли из космоса возникает необходимость получить формулы рефракции, которые позволили бы учитывать ее влияние.

Фотограмметрическая рефракция вызывает на космическом снимке радиальное смещение dr точки изображения в направлении от точки надира из-за искривления световых лучей, идущих от точек земной поверхности к точкам изображения, как показано на рис. 1. 62.

Радиальное смещение dr точки изображения P из-за влияния фотограмметрической рефракции можно вычислить по следующей формуле:

$$dr = \frac{(r^2 + f'^2)r}{2f'^2} [\ln(n_0) - \ln(n_p)].$$

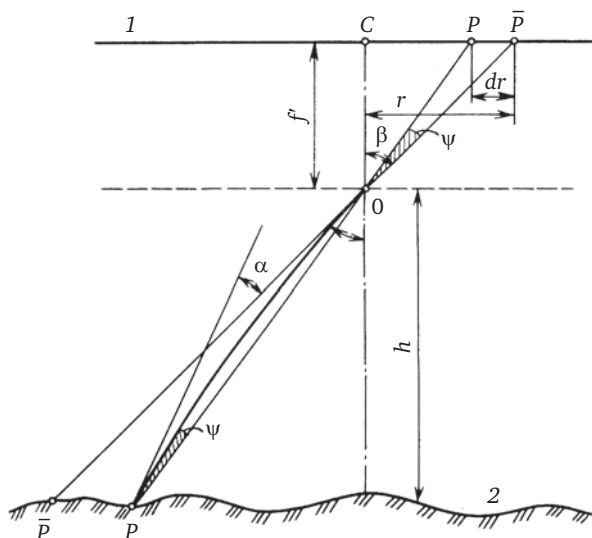


Рис. 1.62. Схема влияния атмосферной рефракции:
1 — плоскость изображения; 2 — поверхность Земли

В этой формуле

$$n_0 = 1 + \left(\frac{n_0 - 1}{1 - at_0} \right) \frac{B_0}{760};$$

$$n_P = 1 + \left(\frac{n_0 - 1}{1 - at_P} \right) \frac{B_P}{760},$$

где n_0 — коэффициент преломления воздуха (при 0°C и 760 мм рт. ст. $n_0 = 1,0002926$); a — температурный градиент; t_0 — температура воздуха в точке O (на высоте полета); t_P — температура воздуха в точке P (на земной поверхности); B_0 — давление в точке O ; B_P — давление в точке P .

Смещение dr увеличивается пропорционально третьей степени от r , т. е. по такому же закону, как из-за кривизны Земли, хотя они и имеют разные знаки.

Угол ψ между теоретически прямым лучом света и касательной к действительному пути луча зависит от высоты съемки, высоты точки местности, атмосферных условий и угла между лучом и направлением на точку надира.

Формулы фотограмметрической рефракции, публикуемые различными авторами, могут быть приведены к виду

$$\psi = K_{\phi} \operatorname{tg} \beta,$$

в котором все переменные за исключением β принимаются постоянными для данного снимка и входят в коэффициент K_{ϕ} . Бертран приводит удобную для вычисления коэффициента K_{ϕ} формулу:

$$K_{\phi} = \left[\frac{2410H}{H^2 + 6H + 250} - \frac{2410A}{A^2 - 6A + 250} \left(\frac{A}{H} \right) \right] 10^{-6},$$

где H — высота над уровнем моря в км; A — высота точки местности над уровнем моря в км. Значения ψ в секундах в зависимости от H и β сведены в таблицы [24].

Как табличные, так и рассчитанные по приближенным формулам данные (с учетом условий на Земле) могут быть использованы для оценки углов рефракции при типичных, а не конкретных атмосферных условиях. Результаты многочисленных измерений углов рефракции близки к расчетным, хотя иногда наблюдаются значительные (до нескольких угловых минут) расхождения, особенно при больших зенитных углах. Устойчивые отклонения рефракции на данном зенитном расстоянии получили название аномальной рефракции.

7.7. Учет атмосферного влияния на результаты дистанционного зондирования

С учетом указанных выше составляющих ослабления потока излучения атмосферой можно записать, что спектральное пропускание слоя атмосферы

$$\tau_{\lambda} = \tau_{\lambda\text{мр}} \tau_{\lambda\text{ар}} \tau_{\lambda\text{в}} \tau_{\lambda\text{уп}} \tau_{\lambda\text{оп}},$$

где $\tau_{\lambda\text{мр}}$, $\tau_{\lambda\text{ар}}$, $\tau_{\lambda\text{в}}$, $\tau_{\lambda\text{уп}}$, $\tau_{\lambda\text{оп}}$ — спектральные пропускания, обусловленные молекулярным рассеянием, аэрозольным рассеянием, поглощением парами воды, поглощением углекислым газом, поглощением озоном соответственно.

Однако влияние атмосферы не сводится только к ослаблению излучения. Атмосфера создает фоновые помехи за счет рассеянного излучения, а также обладает собственным тепловым излучением.

Яркость фона, обусловленного рассеянным излучением, определяется как свойствами атмосферы, так и наличием и свойствами внешних источников излучения, важнейшим из которых является Солнце. Вычислить эту яркость в общем случае не представляется возможным.

Расчетное определение яркости фона, обусловленного собственным тепловым излучением атмосферы, возможно лишь при известных законах распределения температуры и коэффициента поглощения вдоль трассы. По закону Кирхгофа собственное тепловое излучение атмосферы наиболее интенсивным будет на длинах волн, соответствующих линиям и полосам поглощения излучения атмосферой. В условиях локального термодинамического равновесия коэффициент излучения атмосферы ε_λ не зависит от интенсивности проходящего излучения и равен $\varepsilon_\lambda = \alpha_{\lambda\Pi}$.

Яркость фона, обусловленного собственным излучением атмосферы, определяется соотношением

$$L_{\lambda,a} = \int_l \varepsilon_\lambda L_{\lambda,чт} \exp \left[- \int_l \alpha_{\lambda\Pi} dl' \right] dl,$$

где $L_{\lambda,чт}$ — спектральная плотность яркости излучения черного тела, имеющего температуру атмосферы; l — длина трассы.

Таким образом, расчетный путь учета всех рассмотренных выше факторов влияния атмосферы на результаты дистанционного зондирования весьма сложен и справедлив лишь для некоторых частных моделей атмосферы при ряде допущений. Точность таких расчетов оказывается в ряде случаев недостаточной.

Помимо расчетных способов учета влияния атмосферы существуют и экспериментальные, основанные на данных, полученных из синхронных измерений яркости отдельных участков земной поверхности или эталонов, расположенных на Земле и фотометрируемых через атмосферу ($L_{\lambda и}$), и яркости этих участков или эталонов, измеряемых непосредственно около них ($L_{\lambda об}$). По результатам этих измерений вычисляется передаточная функция атмосферы (спектральный коэффициент передачи яркости), которую В.И. Тарнопольский предложил определять как

$$K_{\lambda,атм} = \frac{L_{\lambda об}}{L_{\lambda и}}.$$

Это выражение с учетом выражения (7.2) можно привести к виду

$$K_{\lambda\text{атм}} = \left(\tau_{\lambda} + \frac{L_{\lambda\phi}}{L_{\lambda\text{об}}} \right)^{-1}. \quad (7.16)$$

Допустим, что участок зондируемой поверхности может быть представлен в виде двух расположенных рядом однородных зон, имеющих спектральные яркости $L_{\lambda\text{об}1}$ и $L_{\lambda\text{об}2}$. Напишем для каждого из этих объектов уравнение вида (7.2):

$$L_{\lambda\text{и}1} = L_{\lambda\text{об}1} \tau_{\lambda 1} + L_{\lambda\phi 1}; \quad (7.17)$$

$$L_{\lambda\text{и}2} = L_{\lambda\text{об}2} \tau_{\lambda 2} + L_{\lambda\phi 2}. \quad (7.18)$$

Считая, что по условиям фотометрирования двух зон или эталонов $\tau_{\lambda 1} = \tau_{\lambda 2} = \tau_{\lambda}$ и $L_{\lambda\phi 1} = L_{\lambda\phi 2} = L_{\lambda\phi}$, из (7.17), (7.18) получим:

$$\tau_{\lambda} = \frac{L_{\lambda\text{и}1} - L_{\lambda\text{и}2}}{L_{\lambda\text{об}1} - L_{\lambda\text{об}2}};$$

$$L_{\lambda\phi} = L_{\lambda\text{и}1} - L_{\lambda\text{об}1} \tau_{\lambda}.$$

Таким образом, по измеренным значениям $L_{\lambda\text{и}1}$, $L_{\lambda\text{и}2}$, $L_{\lambda\text{об}1}$ и $L_{\lambda\text{об}2}$ можно рассчитать передаточную функцию атмосферы, используя (7.16). Измерения этих величин должны осуществляться синхронно. В качестве излучателей при синхронных измерениях используются эталоны в виде специальных зеркал и активные излучатели, например прожектор.

Рассмотрим алгоритм атмосферной коррекции, впервые предложенный Гордоном [50] при интерпретации данных сканирующего устройства 0708, предназначенного для исследования прибрежных областей и установленного на искусственном спутнике Земли «Нимбус-7».

Несколько модифицируем вариант этого алгоритма [1], сделав ряд упрощений:

1. Не будем учитывать член, описывающий прямое солнечное излучение, отраженное от невзволнованной поверхности океана.

2. Полагаем, что коэффициент яркости океана $r(\lambda_0) = 0$, а длина волны λ_0 выбирается из ближнего инфракрасного диапазона спектра.

3. Коэффициент яркости атмосферной дымки обусловлен аддитивным вкладом релеевского и аэрозольного рассеяний, вычисляемых независимо друг от друга.

4. Предположим, что аэрозольная индикатрисса рассеяния не зависит от длины волны.

Если эти упрощения принять, то в данном случае коэффициенты яркости системы «атмосфера — океан» на длинах волн λ и λ_0 запишутся следующим образом:

$$r_{\lambda\Sigma} = (r_{\lambda M} + r_{\lambda a} + r_{\lambda W} \tau_{\lambda a}) \tau_{\lambda \text{оп}};$$

$$r_{\lambda_0\Sigma} = (r_{\lambda_0 M} + r_{\lambda_0 a} + r_{\lambda_0 W} \tau_{\lambda_0 a}) \tau_{\lambda_0 \text{оп}},$$

где $r_{\lambda M}$, $r_{\lambda a}$ — коэффициенты яркости с учетом отражения от границы раздела при релеевском и аэрозольном рассеянии; $r_{\lambda W}$ — коэффициент яркости океана; $\tau_{\lambda a}$ — пропускание атмосферы; $\tau_{\lambda \text{оп}}$ — пропускание слоя озона. Гордон предположил, что коэффициенты яркости при аэрозольном рассеянии связаны соотношением $r_{\lambda a} = g(\lambda, \lambda_0) r_{\lambda_0 a}$. Для функции $a(\lambda, \lambda_0)$ при юнговском распределении аэрозольных частиц по размерам им было получено выражение

$$g(\lambda, \lambda_0) \approx \frac{T_{a\lambda}}{T_{a\lambda_0}} = (\lambda, \lambda_0)^c, \quad (7.19)$$

где параметр $c = 0,8 \dots 1,5$ определяет экспериментально.

Тогда легко показать, что

$$r_{\lambda W} = \frac{\frac{r_{\lambda\Sigma}}{\tau_{\lambda \text{оп}}} - r_{\lambda M} - g(\lambda, \lambda_0) \left[\frac{r_{\lambda\Sigma}}{\tau_{\lambda \text{оп}}} - r_{\lambda_0 M} \right]}{\tau_{\lambda a}}.$$

Приведенные формулы справедливы при углах зондирования, близких к надиру $\theta < 15^\circ$, и высотах Солнца $20^\circ \leq h_\theta \leq 70^\circ$ ($h_\theta = 90 - \theta$). Предлагаемая методика является полуэмпирической, достаточно точно аппроксимирующей результаты моделирования явления переноса.

Основные погрешности метода обусловлены неадекватностью выражения (7.19) конкретной атмосферной ситуации, экстраполяцией условий 3 и 4 на весь диапазон спектра.

ЧАСТЬ 2. ЭЛЕМЕНТЫ И УЗЛЫ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМ

Г Л А В А В О С Ь М А Я

Оптическая система

8.1. Геометрические параметры оптической системы

Среди многих задач, связанных с применением и расчетом оптических систем, можно выделить широкий их круг, решение которых основано на геометрическом понятии световых лучей как о направлении распространения световой энергии. Положения геометрической оптики представляют оптическую систему только в рамках геометрии и не учитывают ни электромагнитную, ни квантовую природу излучения, не принимают в расчет дифракцию, рассеяние, интерференцию. В то же время вся теория расчета оптических систем базируется на геометрической оптике. Кроме того, на основе геометрической оптики определяют важнейшие параметры оптической системы, которые мы и рассмотрим.

Во многих случаях оптическая система может быть представлена как комбинация преломляющих поверхностей, которые разделяют прозрачные оптические среды с различной плотностью, а также отражающих поверхностей. Преломляющие и отражающие поверхности являются, как правило, поверхностями вращения. Если центры вращения поверхностей оптической системы образуют одну прямую, то такая оптическая система называется *центрированной*. Общая ось вращения поверхностей, составляющих центрированную оптическую систему, называется *оптической осью*. Любая реализованная на практике (реальная) оптическая система обладает искажениями (абберациями), на которых мы остановимся ниже. Для расчета оптических систем важным является понятие идеаль-

ной оптической системы. Теория идеальной оптической системы, разработанная Гауссом, основывается на следующих положениях:

- 1) каждая точка в пространстве предметов изображается одной сопряженной с ней точкой в пространстве изображений;
- 2) каждый луч и каждый отрезок в пространстве предметов изображается только одним сопряженным с ним лучом или отрезком в пространстве изображений;
- 3) плоскость, перпендикулярная к оптической оси в пространстве предметов, изображается только одной сопряженной с ней плоскостью, перпендикулярной к оптической оси в пространстве изображений.

Следствием этих положений является то, что гомоцентрический пучок лучей, попадающих в идеальную оптическую систему из пространства предметов, будет гомоцентрическим в пространстве изображений после прохождения этой системы.

Для дальнейших определений представим идеальную центрированную оптическую систему, задав ее первой и последней преломляющими поверхностями (рис. 2.1). Обозначим через O и O' вершины первой и последней преломляющих поверхностей соответственно. Допустим, на первую поверхность в точку A падает луч, параллельный оптической оси, который может рассматриваться как идущий от бесконечно удаленной точки, находящейся на оптической оси. Этому лучу, согласно второму положению теории идеальной оптической системы, соответствует единственный луч

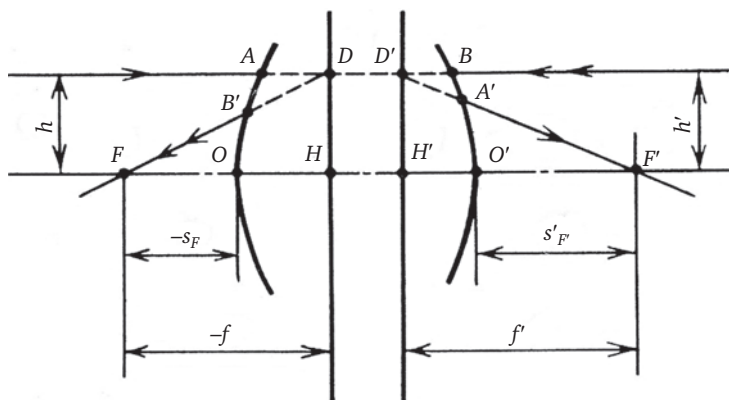


Рис. 2.1. К определению параметров оптической системы

в пространстве изображений. Пусть таким сопряженным лучом будет луч $A'F'$, пересекающий последнюю поверхность в точке A' и оптическую ось в точке F' . Точка F' на оптической оси в пространстве изображений, сопряженная с бесконечно удаленной точкой, расположенной на оптической оси в пространстве предметов, называется *задним фокусом* оптической системы.

Расстояние $s'_{F'}$ от вершины последней (задней) поверхности до заднего фокуса называется *задним фокальным отрезком*, а плоскость, проходящая через точку F' перпендикулярно к оптической оси, называется *задней фокальной плоскостью*.

Проведем через точку D' пересечения рассмотренных сопряженных лучей плоскость, перпендикулярную к оптической оси. Эта плоскость называется *задней главной плоскостью*. Точка H' пересечения задней главной плоскости с оптической осью называется *задней главной точкой*. Расстояние от задней главной точки до заднего фокуса — *заднее фокусное расстояние* оптической системы, обозначаемое через f' .

Проведем теперь луч из бесконечно удаленной точки, лежащей на оптической оси в пространстве изображений на той же высоте h . Этот луч падает на заднюю поверхность в точке B . Сопряженный луч в пространстве предметов выходит из оптической системы в точке B' и пересекает оптическую ось в точке F . Точка F на оптической оси в пространстве предметов, сопряженная с бесконечно удаленной точкой, расположенной на оптической оси в пространстве изображений, называется *передним фокусом* оптической системы. Расстояние s_F от вершины передней поверхности до переднего фокуса есть *передний фокальный отрезок*. Плоскость, проходящая через точку F перпендикулярно к оптической оси, является *передней фокальной плоскостью*. Найдя точку пересечения D сопряженных лучей, можно провести *переднюю главную плоскость*, проходящую через эту точку и перпендикулярную к оптической оси. Точка H пересечения передней главной плоскости с оптической осью будет *передней главной точкой*.

Расстояние от передней главной точки до переднего фокуса называется *передним фокусным расстоянием* f . Для оптической системы, находящейся в однородной среде, $f' = f$. Отметим, что на оптических чертежах отрезки вдоль и поперек оптической оси могут быть положительными или отрицательными. Их обозначения

должны сопровождаться указанием точки, от которой обозначаемая длина отсчитывается. Отрезки считаются отрицательными для величин, расположенных на оптической оси слева от точки отсчета. Так, в нашем случае в соответствии с действующим ГОСТом фокусные расстояния отсчитываются от соответствующих главных плоскостей, поэтому переднее фокусное расстояние имеет знак «минус», а заднее фокусное расстояние — «плюс». Аналогично ставятся знаки переднего и заднего фокальных отрезков. Поперечные отрезки, как правило, отсчитывают от оптической оси.

Оптическую систему характеризуют часто увеличением, которое она дает. Различают линейное (поперечное), угловое и продольное увеличения.

Линейное увеличение β — это увеличение в сопряженных плоскостях, перпендикулярных к оптической оси, определяемое отношением размера изображения, даваемого идеальной оптической системой, к размеру предмета. Отметим, что линейное увеличение зависит от положения сопряженных плоскостей и меняется с изменением положения этих плоскостей. Неизменным является положение главных плоскостей, при этом по определению эти плоскости являются сопряженными, так как по построению точки D и D' сопряжены между собой. Отрезки HD и $H'D'$ равны между собой, поэтому линейное увеличение в главных плоскостях равно единице. Переднюю главную плоскость определяют как такую плоскость в пространстве предметов, сопряженную с плоскостью в пространстве изображений, для которой линейное увеличение $\beta = 1$. Задняя главная плоскость — это плоскость в пространстве изображений, сопряженная с плоскостью в пространстве предметов, для которой линейное увеличение $\beta = 1$.

Угловое увеличение γ в сопряженных точках на оптической оси определяется отношением углов параксиальных лучей с оптической осью в пространстве изображений и пространстве предметов (рис. 2.2):

$$\gamma = \lim_{\sigma \rightarrow 0} \frac{\sigma'}{\sigma}.$$

Напомним, что параксиальными называют лучи, идущие под малыми углами к оптической оси, т. е. когда $s \rightarrow 0$. Для параксиальной области справедливы положения теории идеальной оптиче-

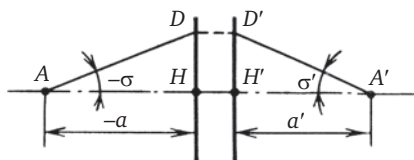


Рис. 2.2. К определению углового увеличения

ской системы. На рис. 2.2 лучи AD и $D'A'$ являются сопряженными. Углы, как правило, отсчитывают от оптической оси. Угол следует считать положительным, если для того чтобы описать часть плоскости между его сторонами, оптическую ось нужно вращать по часовой стрелке, и отрицательным — в противоположном случае.

На рис. 2.2: a — расстояние от передней главной точки до осевой точки предмета A ; a' — расстояние от задней главной точки до осевой точки изображения A' . С понятием угловое увеличение связаны так называемые узловые точки оптической системы. *Передняя (задняя) узловая точка* — это точка на оптической оси в пространстве предметов (изображений), для которой угловое увеличение $\gamma = +1$. Для оптической системы, находящейся в однородной среде, например в воздухе, узловые точки совпадают с главными точками и $\gamma = 1/\beta$.

Продольное увеличение α в сопряженных точках на оптической оси — это отношение размера параксиального изображения бесконечно малого отрезка, расположенного вдоль оптической оси, к размеру этого отрезка:

$$\alpha = dz'/dz,$$

где z — расстояние от переднего фокуса до осевой точки предмета; z' — расстояние от заднего фокуса до осевой точки изображения.

Для системы в однородной среде $\alpha = \beta^2$. Таким образом, в этом случае связь между линейным, угловым и продольным увеличением имеет вид $\beta = \alpha\gamma$.

Как мы уже отметили, реальная оптическая система приближается по своим свойствам к идеальной в параксиальной области. При уходе из параксиальной области, в которой рассматриваются узкие пучки лучей, распространяющиеся вблизи оптической оси под малыми к ней углами, и переходе к сравнительно широким пучкам и большим углам, т. е. к реальным системам, изображение,

даваемое системой, будет иметь искажения, вызываемые *абберациями*. В общем случае чем шире пучки и больше углы, тем больше абберации. Более подробно об этом сказано в следующем разделе.

В реальных оптических системах в целях улучшения качества изображения размеры пучков ограничивают с помощью диафрагм. Диафрагмами могут служить как специальные детали, например в виде круглых отверстий в непрозрачном материале, так и оправы линз и других оптических деталей.

Предположим, что оптическая система включает ряд диафрагм. Если наблюдать оптическую систему из пространства предметов, а именно, из осевой точки предметной плоскости, то можно установить непосредственно первую диафрагму (например оправу первой линзы) и ряд изображений диафрагм, даваемых оптической системой. Эти изображения будут иметь различные угловые размеры и находиться в различных местах вдоль оптической оси. Диафрагма, ограничивающая пучок лучей, выходящих из осевой точки предмета, называется *апертурной диафрагмой*. Ее параксиальное изображение в пространстве предметов или сама апертурная диафрагма, расположенная в пространстве предметов, является так называемым входным зрачком. Входной зрачок виден из указанной точки наблюдения под наименьшим углом.

Наблюдая оптическую систему из сопряженной плоскости изображения, также можно установить диафрагму, видимую под наименьшим углом. Эта диафрагма является выходным зрачком — параксиальным изображением апертурной диафрагмы в пространстве изображений, или сама апертурная диафрагма в пространстве изображений. Круглые диафрагмы характеризуются диаметрами, при этом используют понятия диаметров входного и выходного зрачков. Отношение диаметра входного зрачка D к заднему фокусному расстоянию системы f' называют *относительным отверстием*. Часто используют и обратную величину — *диафрагменное число* $k = f'/D$.

Действующая диафрагма, входной и выходной зрачки сопряжены друг с другом. Входной зрачок является изображением апертурной диафрагмы в пространстве предметов, выходной — изображением апертурной диафрагмы в пространстве изображений. Лучи, проходящие через центр апертурной диафрагмы и соответственно через центры входного и выходного зрачков, называют *главными лучами*.

В оптической системе всегда присутствует диафрагма, ограничивающая изображаемое пространство. Эта диафрагма, расположенная в одной из плоскостей, сопряженных с плоскостью предмета, или в частном случае в плоскости предмета и ограничивающая размер линейного поля оптической системы в пространстве изображений, называется *полевой диафрагмой*. Под *линейным полем оптической системы в пространстве предметов* понимают наибольший размер изображаемой части плоскости предмета, расположенный на конечном расстоянии, а под *линейным полем оптической системы в пространстве изображений* — наибольший размер изображения.

Поскольку расстояние до плоскости предмета может изменяться, то изменяются и размеры линейного поля в пространстве предметов. Неизменным остается размер углового поля. Под *угловым полем оптической системы в пространстве предметов* $2W$ понимают абсолютное значение удвоенного угла между оптической осью и лучом в пространстве предметов, проходящим через центр апертурной диафрагмы и край полевой диафрагмы. *Угловое поле оптической системы в пространстве изображений* $2W'$ — это абсолютное значение удвоенного угла между оптической осью и лучом в пространстве изображений, проходящим через центр апертурной диафрагмы и край полевой диафрагмы.

В ОЭС роль полевой диафрагмы часто выполняет чувствительная площадка приемника излучения, которая может иметь не только круглую, но и прямоугольную или квадратную форму. В соответствии с этим линейные поля идентифицируются с элементами разложения в пространстве предметов и пространстве изображений, причем элемент разложения в пространстве изображений определяется собственно чувствительной площадкой приемника излучения. Размеры угловых и линейных полей по ортогональным осям в случае прямоугольной диафрагмы будут, очевидно, неодинаковы.

Для характеристики способности оптической системы собирать энергию излучения используют понятия апертурных углов в пространстве предметов и изображений, числовой апертуры и геометрической светосилы.

Апертурным углом в пространстве предметов α_A называют угол между оптической осью и лучом, выходящим из осевой точки предмета и идущим на край апертурной диафрагмы. *Апертурным углом в пространстве изображений* α'_A называют угол между оптической

осью и лучом, проходящим через осевую точку изображения и край апертурной диафрагмы. Числовая апертура в пространстве предметов A — это произведение показателя преломления пространства предметов на абсолютное значение синуса апертурного угла, т. е. $A = n |\sin \sigma_A|$. Квадрат числовой апертуры A^2 называют также *светосилой системы*, а квадрат относительного отверстия $(D/f')^2$ — *геометрической светосилой*.

8.2. Аберрации оптических систем

Аберрация — это погрешность изображения, даваемого оптической системой, связанная с отклонением хода лучей в сравнении с идеальной оптической системой или в сравнении с ходом лучей в параксиальной области.

Реальные оптические системы должны давать изображение определенного качества от точек объектов, достаточно удаленных от оптической оси, широкими пучками лучей, падающих под различными углами.

При расчете оптических систем аберрации устраняются до определенного установленного предела или сводятся к возможному минимуму. Аберрации принято разделять на две большие группы: хроматические и монохроматические. Хроматические аберрации возникают в результате дисперсии излучения. Для определения хроматических аберраций необходимо сопоставлять ход лучей для излучения с различными длинами волн. Монохроматические аберрации вычисляются на основе сравнения хода лучей с одной длиной волны, например с такой длиной волны, для которой приемник излучения обладает наибольшей чувствительностью.

В реальных оптических системах, как мы уже отмечали, гомоцентрическому пучку в пространстве предметов не соответствует гомоцентрический пучок в пространстве изображений. В пространстве изображений гомоцентрический пучок получает сложное строение. Для изучения структуры выходного пучка его пересекают различными плоскостями, важнейшими из которых являются меридиональная, проходящая через оптическую ось и плоскость чертежа, и перпендикулярная к меридиональной сагиттальная плоскость. Сечения выходного пучка этими плоскостями образуют так называемую *каустическую кривую*. Кроме меридиональ-

ной и сагиттальной плоскостей как секущие выступают плоскости, перпендикулярные к оптической оси, в частности *гауссовская плоскость* — плоскость изображения, даваемого идеальной оптической системой. Аберрации могут рассматриваться и в других плоскостях, перпендикулярных к оптической оси, но не совпадающих с гауссовской плоскостью. Эти плоскости называют *плоскостями установки*. Пересечение плоскости установки с выходным пучком, соответствующим входному гомоцентрическому пучку, дает так называемое пятно или кружок рассеяния.

Рассмотрим теперь, в чем состоит геометрический смысл аберраций. Начнем с **монохроматических аберраций**. К ним относятся сферическая аберрация, кома, астигматизм, кривизна поля и дисторсия.

Сферическая аберрация. Рассмотрим ход лучей от точки A , лежащей на оптической оси реальной оптической системы, представленной на рис. 2.3 первой и последней поверхностями, а также входным и выходным зрачками, изображенными в виде диафрагм. Выходящий из оптической системы k -й луч пересечет оптическую ось в точке A'_k , отличающейся от точки A'_0 пересечения оптической оси луча в идеальной оптической системе. Через точку A'_0 проходит гауссовская плоскость (ГП). Продольная сферическая аберрация характеризуется величиной отрезка $\delta s'_k = s'_k - s'_0$, отсчитанного вдоль оптической оси от главной плоскости до точки A'_k . В данном примере продольная сферическая аберрация отрицательна. Она будет положительной, если точка A'_k окажется справа от гауссовской плоскости. Из теории аберраций известно, что продольная сферическая аберрация пропорциональна квадрату относительного отверстия оптической системы. Поперечная сферическая аберрация характеризуется величиной $\delta l'_k$, которая может рассматриваться

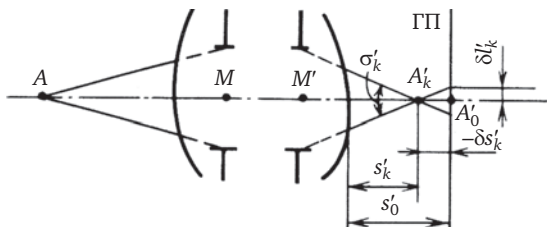


Рис. 2.3. К определению сферической аберрации

как радиус кружка рассеяния. Поперечная сферическая аберрация выражается через продольную как

$$\delta l'_k = \delta s'_k \operatorname{tg} \frac{\sigma'_k}{2}.$$

Как известно, поперечная сферическая аберрация или радиус кружка рассеяния вследствие сферической аберрации пропорциональны кубу относительного отверстия оптической системы.

Сферическая аберрация существует и для внеосевых точек. Однако в чистом виде она проявляется именно для точек на оптической оси, поскольку в этом случае все другие монохроматические аберрации равны нулю.

Кома. Рассмотрим теперь ход лучей в реальной оптической системе, аналогичной предыдущей, но от внеосевой точки А (рис. 2.4). Если рассмотреть меридиональное сечение выходного пучка, то можно установить, что симметрия крайних лучей относительно главного луча в нем в общем случае нарушается. В этом и состоит смысл меридиональной комы. Количественно меридиональная кома оценивается величиной

$$K = \frac{l'_1 + l'_2}{2} - l'_0,$$

где l'_1 и l'_2 — высоты точек пересечения верхнего и нижнего (относительно главного) лучей гауссовской плоскости соответственно, l'_0 — высота пересечения главного луча гауссовской плоскости.

Нарушается симметрия лучей, взятых и в других плоскостях, проходящих через главный луч. Вследствие этого кружок рассеяния имеет сложную форму, часто в виде пятна с хвостом, напоминающим знак «запятая». Отсюда и название аберрации: кома

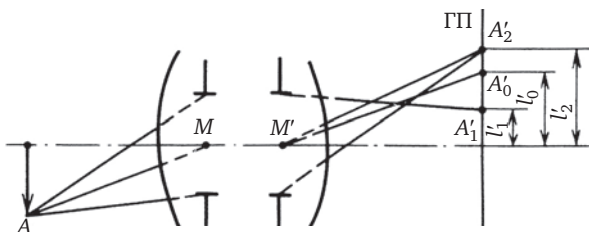


Рис. 2.4. К определению комы

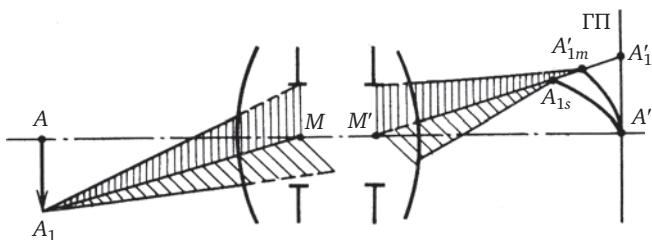


Рис. 2.5. К определению кривизны поля и астигматизма

в переводе — «запятая». Из теории aberrации известно, что кома пропорциональна квадрату относительного отверстия и первой степени углового поля оптической системы.

Кривизна поля и астигматизм. Рассмотрим ход лучей в реальной оптической системе от внеосевой точки A_1 в двух плоскостях — меридиональной и сагиттальной (рис. 2.5). В меридиональной плоскости изображение будет находиться в точке A'_{1m} , в общем случае не совпадающей с точкой A'_{1s} изображения в сагиттальной плоскости. Идеальное изображение в гауссовской плоскости пусть будет в точке A'_1 . Меридиональная кривизна характеризуется отрезком $A'_1A'_{1m}$, отсчитанным от гауссовской плоскости по главному лучу, а сагиттальная кривизна — аналогичным отрезком $A'_1A'_{1s}$. Для осевой точки A меридиональное и сагиттальное изображения совпадают в точке A' . Таким образом, изображения отрезка AA в меридиональной и сагиттальной плоскостях не совпадают и будут по-разному искривлены.

Если оптическая система изображает плоскость, перпендикулярную к оптической оси, то изображение будет иметь вид двух поверхностей вращения сложной формы, соприкасающихся в точке A' . Поверхность, занимающая среднее положение, называется *поверхностью средней кривизны*.

С искривлением изображения связана также aberrация, называемая *астигматизмом*. Астигматизм характеризуется отрезком $A'_{1m}A'_{1s}$, называемым астигматической разностью.

Радиусы кружков рассеяния, возникающих из-за кривизны поля и астигматизма, пропорциональны первой степени относительно отверстия и квадрату углового поля оптической системы.

Дисторсия. Рассмотренные выше монохроматические aberrации приводят к уменьшению резкости или контраста в изображе-

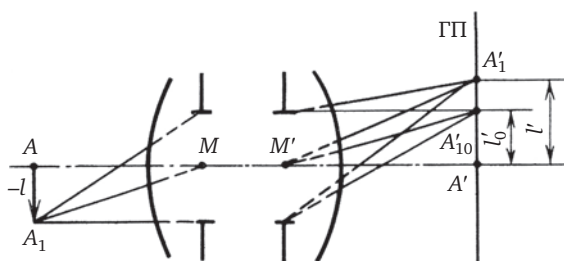


Рис. 2.6. К определению дисторсии

нии. Другой характер имеет дисторсия, приводящая к искажению подобия предмета и его изображения. Подобие теряется вследствие непостоянства увеличения, даваемого оптической системой.

Рассмотрим ход лучей в оптической системе, имеющей дисторсию (рис. 2.6), от внеосевой точки A_1 . Идеальное изображение точки A_1 , даваемое главным лучом, пусть будет в точке A'_{10} . Этому изображению соответствует длина отрезка l_0 . Реальное изображение в общем случае займет положение A'_1 в гауссовской плоскости, чему соответствует длина отрезка l' .

Оптическая дисторсия оценивается величиной $\delta l' = l' - l_0$, или в относительной мере (относительная дисторсия) $v = \delta l' / l_0$.

Используют и другие меры дисторсии, выражая ее через линейное увеличение (для систем, работающих на конечном расстоянии до объекта), фокусное расстояние (для фотообъективов), угловое увеличение (для телескопических систем).

Очевидно, что дисторсия имеет особенное значение в таких системах, в которых изображение используется для координатных измерений, поскольку координата, определенная по изображению, искаженному дисторсией, будет ошибочна.

Теория аберрации устанавливает, что дисторсия пропорциональна кубу углового поля и не зависит от относительного отверстия оптической системы.

Перейдем к хроматическим аберрациям.

При преломлении излучения на границах раздела оптических поверхностей деталей, составляющих оптическую систему, происходит разложение излучения на спектральные составляющие—дисперсия. Каждая монохроматическая составляющая дает свое изображение, причем эти изображения могут располагаться в раз-

личных плоскостях и иметь различные размеры. Накладываясь друг на друга, изображения, полученные излучением с различной длиной волны, создают размытую картину. В видимой области спектра это приводит к окраске изображения. Это явление потери резкости изображения и его окраски вследствие дисперсии называют *хроматизмом*, или *хроматической aberrацией*. В отличие от монохроматических хроматические aberrации проявляются уже в параксиальной области. Различают хроматические aberrации первого и второго порядков. Основными хроматическими aberrациями являются aberrации первого порядка. К ним относятся хроматическая aberrация положения изображения и хроматическая aberrация увеличения. К хроматическим aberrациям второго порядка относятся хроматические разности монохроматических aberrаций и так называемый вторичный спектр. Рассмотрим основные хроматические aberrации.

Хроматическая aberrация положения изображения. Допустим, на оптическую систему, заданную на рис. 2.7 первой и последней поверхностями, из осевой точки A падает пучок полихроматических лучей в параксиальной области. Вследствие дисперсии излучения из-за различий в показателях преломления материалов оптической системы по отношению к излучению с различной длиной волны происходит образование как бы множества изображений точки A . Так, например, излучение с длиной волны, соответствующей синему цвету (синяя линия с длиной волны $\lambda = 0,486$ мкм обозначается буквой F), дает изображение в точке A'_F , а излучение с длиной волны $\lambda = 0,656$ мкм (красная линия спектра обозначается буквой C), даст изображение в точке A'_C . Хроматическая aberrация положения характеризуется отрезком $ds' = s'_F - s'_C$.

В приведенном примере хроматическая aberrация положения отрицательна. Спектральные линии F и C выбирают для харак-

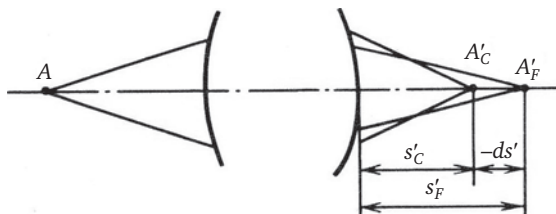


Рис. 2.7. К определению хроматизма положения

теристики хроматизма оптических систем, работающих в видимой области, в основном визуальных. Для других систем в зависимости от диапазона их работы могут выбираться другие длины волн. При расчете оптической системы стремятся получить нулевую продольную хроматическую аберрацию (ахроматизовать систему) для двух выбранных длин волн, т. е. как бы соединить изображения, получаемые на этих длинах волн. Для других длин волн хроматизм остается, образуя так называемый вторичный спектр — хроматическую аберрацию второго порядка. В теории аберраций показано, что хроматизм положения пропорционален первой степени относительного отверстия оптической системы.

Хроматическая аберрация увеличения. Для устранения хроматизма точки A_1 , лежащей вне оптической оси, недостаточно исправить хроматическую аберрацию положения, поскольку изображения внеосевой точки излучением с различной длиной волны будут получены с различным увеличением. На рис. 2.8 показано, что изображения, полученные излучением спектральных линий F и C , отличаются по размерам (продольный хроматизм не учтен). Это явление возникает вследствие хроматической аберрации увеличения. Эта аберрация характеризуется отрезком

$$dl' = l'_F - l'_C$$

или в относительной мере

$$\frac{dl'}{l'} = \frac{l'_F - l'_C}{l'_D},$$

где l'_D — величина изображения для желтого цвета (спектральная линия D , которой соответствует $\lambda = 0,589$ мкм).

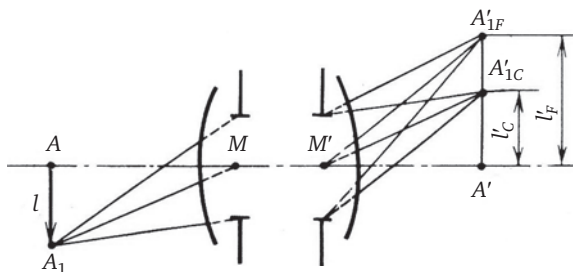


Рис. 2.8. К определению хроматизма увеличения

Линия D является основной для визуальных систем и лежит между линиями F и C . Как и в случае хроматизма положения, хроматизм увеличения должен учитываться для других длин волн в не-визуальных системах.

Из теории аберраций следует, что хроматизм увеличения пропорционален первой степени углового поля оптической системы.

Из рассмотрения сущности хроматизма становится ясно, что избежать его можно применением зеркальных оптических систем, практически не имеющих хроматизма, и работой в узких спектральных зонах, в которых хроматизм мал. Это часто и реализуется в ОЭС дистанционного зондирования.

8.3. Критерии качества оптической системы. Оптическая система как линейный фильтр

В геометрической оптике под идеальным изображением точечного объекта понимают точечное изображение — точку. Отступление от точечного изображения рассматривается как погрешности — аберрации, которые таким образом, естественно, становятся критериями качества изображения. Критерием качества, очевидно, может служить и радиус аберрационного кружка рассеяния.

В физической (волновой) оптике предполагается, что излучение имеет волновой характер, при этом все точки поверхности волны имеют одинаковую фазу электромагнитных колебаний. В частности, излучение источника, находящегося на достаточно удаленном расстоянии (теоретически в бесконечности), характеризуется плоским волновым фронтом, а излучение источников, находящихся на конечном расстоянии, — сферическим волновым фронтом. Плоский волновой фронт соответствует параллельному пучку лучей, сферический — сходящемуся в точку или выходящему из точки пучку. Нарушения плоскостности или сферичности поверхности волнового фронта, происходящие при прохождении излучения через оптическую систему, рассматриваются как волновые аберрации.

С позиций волновой теории идеальное точечное изображение может быть получено лишь при отсутствии ограничения волнового фронта какими-либо диафрагмами. В реальных оптических системах это ограничение всегда имеет место, в результате чего изобра-

жение получается дифракционным. Если, например, на входной зрачок оптической системы падает плоская волновая поверхность, а оптическая система не имеет аберраций, то эта плоская волновая поверхность преобразуется в сферическую с центром в точке заднего фокуса системы. В фокальной плоскости образуется дифракционное изображение точки, имеющее вид центрального пятна, окруженного кольцами.

Радиус центрального пятна, как известно,

$$r_d = \frac{1,22\lambda}{D} f',$$

где D — диаметр входного зрачка; f' — заднее фокусное расстояние оптической системы. Таким образом, даже безабберационная система не дает идеального точечного изображения точечного объекта. Это изображение всегда имеет конечные размеры, ограниченные в системе без аберраций дифракционным кружком, а в системе, обладающей аберрациями, — аберрационным кружком рассеяния. Поскольку аберрации присутствуют практически всегда, будем понимать под кружком рассеяния геометрическую фигуру, полученную сечением изображения точечного объекта плоскостью, перпендикулярной к оптической оси, с учетом как дифракции, так и аберраций. Радиус кружка рассеяния как параметр, характеризующий качество оптической системы, не вполне корректен, поскольку кружок рассеяния может быть и не круглым. Кроме того, границы кружка не вполне определены, и здесь существенным оказывается распределение энергии излучения или облученности в этом кружке. Функция (закон) распределения облученности в кружке рассеяния оказывается одной из наиболее исчерпывающих характеристик качества оптической системы. Эта характеристика позволяет рассматривать оптическую систему как линейный фильтр и ввести в связи с этим другие, важные на практике характеристики. Рассмотрим их.

Прежде всего напомним, что импульсная характеристика — это функция, описывающая выходной сигнал, если входным является воздействие, описываемое δ -функцией. Входные оптические сигналы могут описываться двумерными функциями распределения яркости в пространстве предметов, а выходные — двумерными функциями распределения освещенности в пространстве изобра-

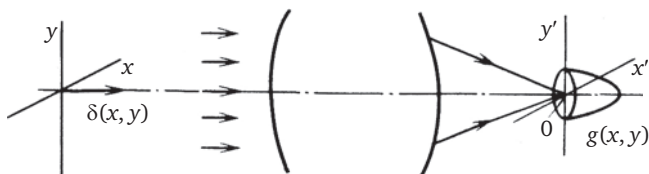


Рис. 2.9. К определению импульсной характеристики оптической системы

жений. Что может явиться физической моделью пространственной δ -функции как очень короткого в пространстве по ортогональным осям воздействия? Очевидно, точечный источник излучения. Тогда в соответствии с определением импульсной характеристики распределение облученности в изображении точечного источника (выходной сигнал оптической системы) будет представлять импульсную характеристику оптической системы (рис. 2.9). За импульсную характеристику принимают нормализованное распределение освещенности в изображении точечного источника, даваемого оптической системой.

Преобразование Фурье импульсной характеристики дает так называемую *пространственно-частотную характеристику* оптической системы. Эта характеристика определяет, как передаются оптической системой составляющие входного сигнала с различными пространственными частотами.

Остановимся на физическом смысле пространственно-частотной характеристики. Ее модуль называют *контрастно-частотной характеристикой*, или функцией передачи модуляции, а аргумент — *фазово-частотной характеристикой*. Рассмотрим изображения двух близко расположенных точечных источников излучения (их сечения плоскостью, проходящей через ось координат при $y = 0$), т. е. соответствующие одномерные функции, показанные на рис. 2.10, а. Очевидно, что если изображения накладываются, то теряется контраст $K = \Delta E / E_m$, и при достаточно малом расстоянии между изображениями Δx они становятся не различимыми в отдельности. Интервал между изображениями Δx можно рассматривать как величину, отображающую пространственный период, а обратную величину — как пространственную частоту $\omega_x \approx 1/\Delta x$. Тогда можно установить зависимость контраста в изображении от пространственной частоты. Эта зависимость и называется контрастно-частотной характеристикой оптической системы. Строго

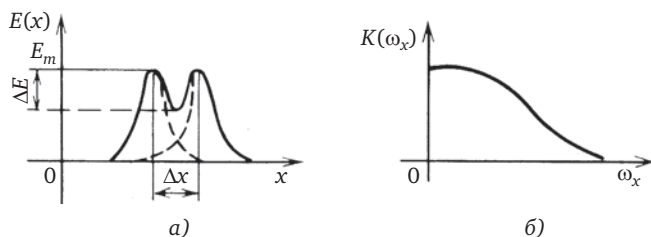


Рис. 2.10. К определению контрастно-частотной характеристики:

а — изображения двух точечных источников;

б — типовой вид контрастно-частотной характеристики

говоря, она должна определяться по тест-объекту с синусоидальной прозрачностью, представляющему пространственный гармонический сигнал (гармонику), тогда данная характеристика показывает амплитуду реакции на этот тест-объект. Здесь может быть проведена аналогия, например, с частотной характеристикой электрических фильтров, также показывающих амплитуду реакции на синусоидальное воздействие с различной частотой. Отсюда ясно, почему контрастно-частотную характеристику называют иногда функцией передачи модуляции, хотя это название не вполне корректно.

Типовой вид контрастно-частотной характеристики оптической системы показан на рис. 2.10, б. Такой вид характерен для фильтров низких частот. Поэтому реальные оптические системы рассматриваются как фильтры низких пространственных частот.

Из приведенных рассуждений ясно, что контраст уменьшается с увеличением пространственной частоты. Можно отметить и влияние вида функции $g(x, y)$: чем уже эта характеристика и острее ее пик, т. е. меньше кружок рассеяния, тем при заданной пространственной частоте выше контраст. Размеры кружка рассеяния (радиус) могут быть определены по функции $g(x, y)$ с оговоркой, по какому уровню определяется этот кружок. Наиболее часто эти размеры определяются по уровню $1/e$ от максимума, где e — основание натурального логарифма.

Импульсную характеристику $g(x, y)$ иногда называют функцией рассеяния точки. Определение $g(x, y)$ имеет известные трудности, связанные как с большим объемом вычислений, так и со сложностью экспериментальной аппаратуры. В некоторых случаях доста-

точно знать одномерные аналоги импульсной и пространственно-частотной характеристик оптической системы. Если в качестве входного воздействия использовать одномерную пространственную δ -функцию $\delta(x)$ (см. табл. 4), физической моделью которой является объект в виде узкой щели, то нормализованное распределение в изображении этой щели называют *функцией рассеяния линии*. Преобразование Фурье от этой функции дает соответствующую одномерную пространственно-частотную характеристику.

Поскольку определены характеристики оптической системы с точки зрения представления ее как фильтра пространственных частот, то, очевидно, становится возможным применение положений теории линейной фильтрации к оптическим системам, в частности, к описанию прохождения оптических сигналов через линейные звенья. Здесь необходимо сделать важную оговорку относительно представления оптических систем линейными звеньями: это возможно только при допущении неизменности вида функции $g(x, y)$ в пределах всего углового или линейного поля оптической системы, т.е. если считать оптическую систему изопланатической. Тогда, если входной сигнал задать распределением яркости в пространстве предметов, т.е. функцией $L(x, y)$, можно получить функцию распределения облученности в изображении $E(x', y')$ как свертку функции $L(x, y)$ и импульсной характеристики $g(x, y)$. Здесь, однако, следует учитывать два важных обстоятельства: переход от координат x, y в плоскости объекта к координатам x', y' в плоскости изображения должен осуществляться с учетом линейного увеличения β , даваемого оптической системой, а переход от яркости к облученности — с учетом соотношения

$$E = \pi L \tau_0 \sin^2 \sigma',$$

где τ_0 — пропускание оптической системы; σ' — задний апертурный угол. С учетом этого можно записать:

$$E(x', y') = \pi \tau_0 \sin^2 \sigma' \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} L(x', y') g(x' - \Delta x', y' - \Delta y') dx' dy',$$

где $x' = x\beta$.

Пространственно-частотный спектр изображения определяется как

$$E(j\omega_x, j\omega_y) = \pi\tau_0 \sin^2 \sigma' L(j\omega_x, j\omega_y) G(j\omega_x, j\omega_y),$$

где $L(j\omega_x, j\omega_y)$ — пространственно-частотный спектр яркости объекта, а $G(j\omega_x, j\omega_y)$ — пространственно-частотная характеристика оптической системы, определяемая прямым преобразованием Фурье импульсной характеристики, т.е.

$$G(j\omega_x, j\omega_y) = \int \int_{-\infty}^{\infty} g(x', y') \exp[-j(\omega_x x' + \omega_y y')] dx' dy'.$$

Еще раз отметим, что функции $L(j\omega_x, j\omega_y)$ и $G(j\omega_x, j\omega_y)$ должны быть записаны в координатах изображения.

Для характеристики качества оптической системы широко используют также критерий «разрешающая способность». Этим критерием удобно пользоваться при экспериментальной оценке качества оптических систем, работающих в видимом диапазоне спектра. Разрешающая способность оптических систем измеряется обычно в задней фокальной плоскости, определяется как способность оптической системы давать раздельное изображение точек или линий, находящихся на возможно близком расстоянии друг от друга. Разрешающая способность оценивается в угловой или линейной мере, а для объективов часто — числом линий на 1 мм, т.е. числом, обратным разрешающему линейному интервалу.

8.4. Объективы

Основным назначением объективов в ОЭС является сбор достаточного количества потока излучения от объекта и построение изображения требуемого качества.

Объектив характеризуют геометрико-оптическими параметрами (фокусное расстояние, диаметр входного зрачка, относительное отверстие, угловое поле), параметрами и характеристиками качества (импульсная характеристика, кружок рассеяния, пространственно-частотная характеристика, разрешающая способность), а также спектральной характеристикой или спектральным диапазоном работы, конструктивными параметрами (габариты, масса), эксплуатационными особенностями. Все эти параметры и характеристики в значительной мере определяются оптической схемой и конструк-

цией объектива. В зависимости от оптической схемы и конструкции все объективы можно разделить на зеркальные, линзовые и зеркально-линзовые.

Линзовые состоят из нескольких линз с различными радиусами поверхностей и из различных оптических материалов. Чем больше число оптических поверхностей и больший выбор оптических материалов, из которых изготавливаются линзы, тем больше и возможность для исправления аберраций. Одиночные линзы, как правило, не могут использоваться в качестве объективов из-за значительных аберраций. Чем больше требуется угловое поле и относительное отверстие и выше требуемое качество изображения, тем больше линз содержит объектив. Основными достоинствами линзовых объективов является возможность получения изображения высокого качества в широких угловых полях, технологичность линз как оптических деталей, сравнительная простота сборки и контроля. Однако линзовые объективы в ОЭС дистанционного зондирования имеют ограниченное применение, прежде всего из-за селективности поглощения излучения материалами оптических деталей. Следствием этого является ограниченный спектральный диапазон работы и трудности в подборе материалов оптических деталей. Кроме того, оптические материалы, работающие в ИК-области спектра, как, например, оптические кристаллы, часто не удовлетворяют требованиям к механической прочности.

По этим причинам в ОЭС дистанционного зондирования широко применяются зеркальные объективы.

Схемы основных типов зеркальных объективов, используемых в ОЭС, приведены на рис. 2.11. Часто объективы космических приборов называют телескопами, поскольку многие их схемы разрабатывались для телескопических наблюдений в астрономии. Первый зеркальный телескоп был изобретен И.Ньютоном, считавшим, что в линзовых системах невозможно избавиться от хроматических аберраций. По сей день схема телескопа Ньютона (рис. 2.11, а) широко используется в любительской астрономии благодаря своей простоте. Используется она и в ОЭС ДЗЗ, например в спектрометре спутника ОСО (см. разд. 12).

Классическими схемами зеркальных объективов являются оптические системы (схемы) Кассегрена (рис. 2.11, б) и Грегори (рис. 2.11, в). Эти объективы состоят из двух зеркал — большого

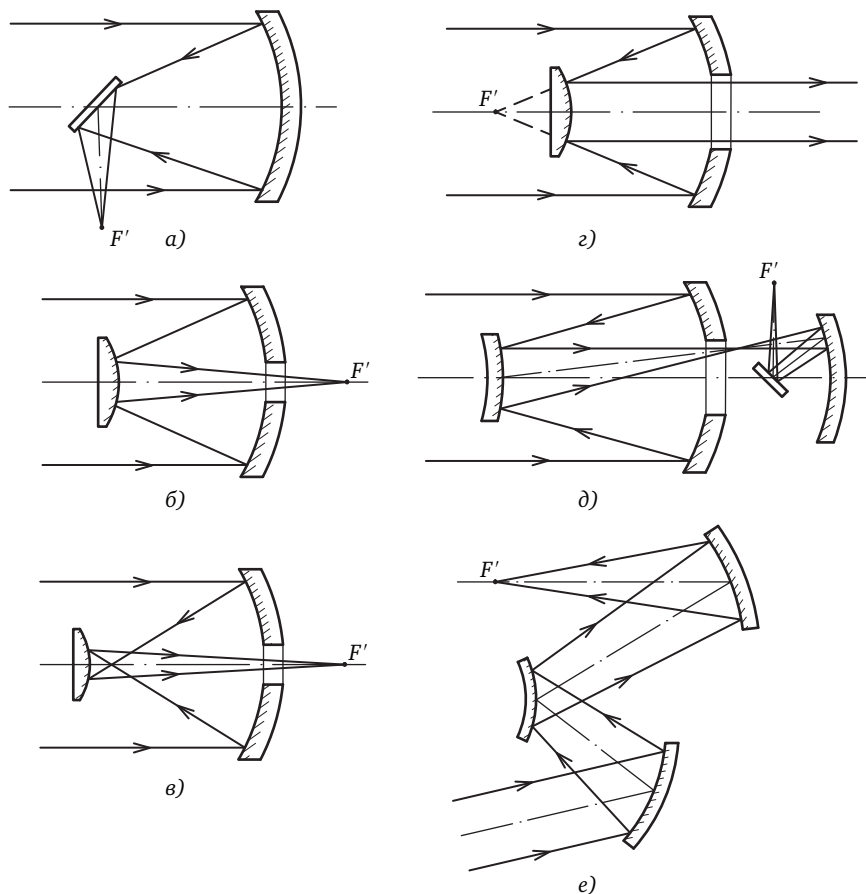


Рис. 2.11. Схемы зеркальных объективов:

а — Ньютон; б — Кассегрена; в — Грегори; г — Мерсенна;
 д — Корша; е — зеркальный триплет

(первичного) и малого (вторичного). В классическом варианте этих объективов первичное зеркало является параболическим, а вторичное зеркало в объективе Кассегрена — выпуклое гиперболическое, в объективе Грегори — вогнутое эллиптическое. Из хода оптических лучей видно, что фокусное расстояние систем Грегори и Кассегрена значительно превышает продольные конструктивные размеры объективов, поскольку задняя главная плоскость оказывается впереди зеркал. Особенно этот выигрыш проявляется в си-

системе Кассегрена. В обеих схемах происходит срезание (экранирование) входных пучков вторичным зеркалом, поэтому входной зрачок этих объективов имеет форму кольца с нерабочим центральным участком («слепым» пятном). Эффективное относительное отверстие при наличии «слепого» пятна вычисляется как

$$\left(\frac{D}{f'}\right)_{\text{эф}} = \frac{D_1}{f'} \sqrt{1 - \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^2},$$

где D_1 и D_2 — диаметры первичного и вторичного зеркал соответственно; f' — заднее фокусное расстояние объектива.

Система Кассегрена получила большее распространение, чем система Грегори, поскольку она обеспечивает меньшие продольные габариты объектива и меньшее «слепое» пятно. В модифицированном варианте вторичное зеркало делают сферическим, а первичное — асферическим. Этот вариант проще с точки зрения технологии изготовления зеркал, но в ущерб качеству изображения. В многоканальных ОЭС поток, экранируемый вторичным зеркалом, отводят плоским зеркалом, организуя дополнительный оптический канал, в котором используют свой объектив, зеркальный или линзовый.

В схеме Мерсенна (рис. 2.11, з) точки фокусов главного (первичного) и вторичного зеркал совпадают. Оба зеркала обычно являются параболическими. Параллельный пучок лучей, попадающий на первичное зеркало, оказывается параллельным на выходе из вторичного зеркала (телецентрический ход лучей). Такая схема используется, например в мультиспектральных сканерах для формирования спектральных каналов, поскольку параллельный ход лучей позволяет последовательно расположить спектроделительные оптические элементы, работающие в параллельных пучках.

Схема Корша (рис. 2.11, д) включает три асферических зеркала, причем третье зеркало используется для коррекции полевых аберраций. В конструкцию объектива обычно включаются и плоские зеркала, служащие для оптимизации компоновки системы и выноса фокальной плоскости.

Зеркальные триплеты (рис. 2.11, е) могут обеспечивать сравнительно большое угловое поле (до 10...12°) при весьма малой дисторсии (менее 0,1 %). Однако технологически зеркальные триплеты

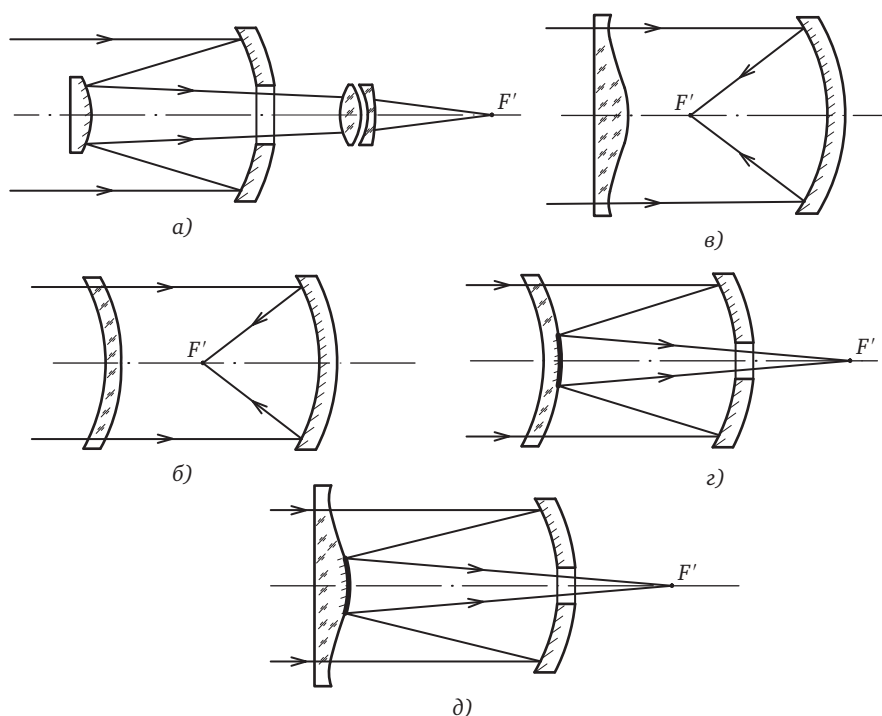


Рис. 2.12. Схемы зеркально-линзовых объективов:
 а — Ричи-Кретьена; б — Максутова; в — Шмидта;
 г — Максутова—Кассегрена; д — Шмидта—Кассегрена

сложны, в них используются внеосевые зеркала. Различные варианты триплетов применяются в мультиспектральных и панхроматических сканерах, предназначенных для топографической съемки с высоким пространственным разрешением.

Основными достоинствами зеркальных объективов являются широкий спектральный диапазон работы, отсутствие хроматизма, малые габаритные размеры. Как на недостатки можно указать на наличие «слепого» пятна и некоторую технологическую усложненность. Зеркальные объективы имеют, как правило, малые угловые поля.

Расширить угловое поле при высоком качестве изображения и малых продольных габаритах позволяют зеркально-линзовые объективы.

Схемы наиболее распространенных типов зеркально-линзовых систем показаны на рис. 2.12. Схема Ричи — Кретьена (рис. 2.12, а) технологична, проста, но требует значительной по длине бленды, располагаемой перед объективом. Для коррекции полевых aberrаций в телескопе Ричи — Кретьена используется двухлинзовая система, что ограничивает спектральный диапазон работы.

В системах Максудова (рис. 2.12, б) и Шмидта (рис. 2.12, в) главное зеркало является сферическим, а для исправления aberrаций используется мениск (в системе Максудова) или корректирующая линза-пластинка специальной сложной формы (центральная ее часть в системе Шмидта действует как слабая положительная линза, внешняя — как слабая отрицательная). Объективы Максудова и Шмидта характеризуются большим относительным отверстием (близким 1:1), поэтому диаметр главных зеркал в них не превышает 50...70 см. Объективы Максудова более технологичны, имеют, как правило, меньшие продольные габариты, чем объективы Шмидта при сопоставимых параметрах. Для увеличения фокусного расстояния и выноса точки фокуса за главное зеркало в системах Максудова и Шмидта центральную часть первого (линзового) компонента делают зеркальной. Такие объективы по существу являются комбинацией системы Кассегрена с системами Максудова и Шмидта (рис. 2.12, г, д).

8.5. Конденсоры

В ОЭС дистанционного зондирования в фокальной плоскости объектива, как правило, устанавливается диафрагма поля. В качестве такой диафрагмы может выступать как специально вводимая оптическая диафрагма в виде малоразмерного прозрачного отверстия, так и чувствительная площадка приемника излучения, прозрачная ячейка модулятора, торец волоконно-оптического световода.

Использование чувствительной площадки приемника излучения в качестве диафрагмы поля во многих случаях невозможно по ряду причин. Во-первых, потому, что диафрагма поля формирует элемент разложения, геометрия которого часто задана, а это накладывает дополнительные требования к такому и без того сложному узлу, каким является приемник излучения. Во-вторых, размеры

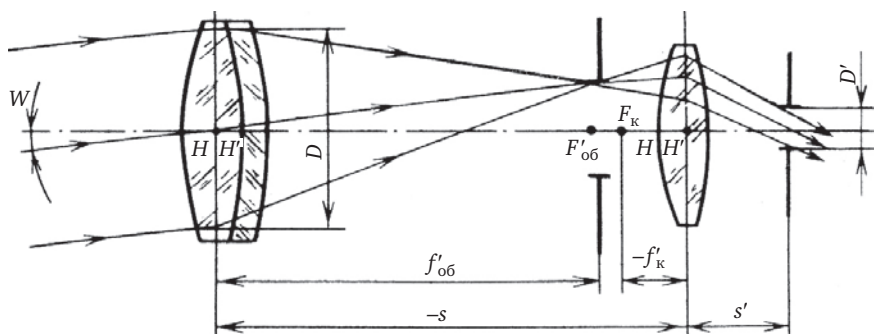


Рис. 2.13. Ход лучей в оптической системе с конденсором

диафрагмы поля могут оказаться значительными, и чтобы перекрыть эти размеры, необходима большая чувствительная площадка приемника излучения. Это ведет к увеличению шумов приемника излучения (см. разд. 9.2) и увеличению габаритов и мощности системы охлаждения приемника (когда эта система применяется). Поэтому и в случаях размещения диафрагмы поля в фокальной плоскости объектива для передачи энергии излучения из плоскости изображения на чувствительную площадку приемника излучения применяют оптические конденсоры. Конденсор дает изображение входного зрачка, причем размеры этого изображения могут быть значительно меньше размеров диафрагмы поля.

Ход лучей в оптической системе, состоящей из объектива, диафрагмы поля и конденсора, показан на рис. 2.13. Диафрагма поля установлена в фокальной плоскости объектива. Объектив и конденсор будем для простоты считать тонкими компонентами (главные точки H и H' в тонких компонентах совпадают). Главный луч, идущий под углом W , проходит через край диафрагмы поля. Передний фокус конденсора F_K не совпадает с задним фокусом объектива $F'_{об}$, а располагается несколько дальше по направлению распространения излучения. Входным зрачком оптической системы является оправа объектива диаметром D . Выходным зрачком будет изображение входного зрачка, даваемое конденсором. Положение и диаметр D' выходного зрачка определяется также построением хода пучка лучей, проходящих через край диафрагмы поля (этот ход показан на рис. 2.13). Главный луч дает положение выходного зрачка на оптической оси, а крайние определяют его диаметр. Он равен $D' = Ds'/s$.

В плоскость выходного зрачка помещают чувствительную площадку приемника излучения. Поскольку конденсор дает изображение не объекта, а входного зрачка, распределение потока излучения в плоскости чувствительной площадки будет равномерным. Это определяет еще одно преимущество схем с конденсорами — равномерная засветка исключает возникновение помех из-за неравномерности распределения чувствительности приемника излучения по площадке.

8.6. Волоконно-оптические элементы

Для передачи потока излучения, например из плоскости изображения на чувствительную площадку приемника излучения, могут использоваться оптические волокна. Оптическое волокно представляет собой структуру с уменьшающимся показателем преломления от сердцевины к краю вдоль радиуса волокна. Существуют оптические волокна со ступенчатым и плавным изменением показателя преломления. Оптические волокна со ступенчатым изменением показателя преломления представляют собой двухслойную структуру — сердечник и оболочку (рис. 2.14, а). Это изменение показателя преломления от центра к краю вдоль радиуса показано на рисунке слева. Поскольку показатель преломления оболочки больше показателя преломления сердечника, излучение испытывает полное внутреннее отражение внутри сердечника и распространяется вдоль волокна.

В градиентных волокнах внутри сердечника показатель преломления плавно уменьшается от центра к периферии пропорционально квадрату расстояния, а показатель преломления оболочки постоянен (рис. 2.14, б). Излучение, проходя через сердечник, периодически

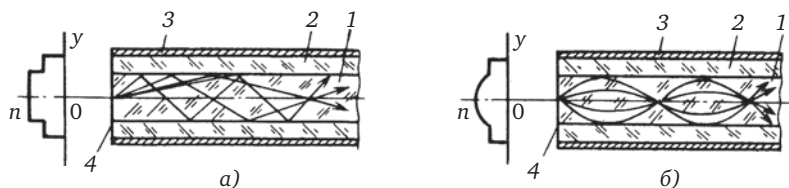


Рис. 14. Оптические волокна:

а — ступенчатое; б — градиентное; 1 — сердечник; 2 — оболочка;
3 — покрытие; 4 — входной торец

фокусируется в точках на оптической оси, проходя как бы через ряд линз. Диаметр сердечника составляет 50...100 мкм. В специальных волокнах со ступенчатым изменением показателя преломления диаметр сердечника может быть уменьшен до 3...10 мкм. Такие волокна используют в линиях передачи оптической информации. Потери излучения в волокнах обусловлены рассеянием Релея и поглощением излучения. Рассеяние Релея возникает на малых длинах волн в основном в видимой области спектра. В ИК-области спектра потери обусловлены поглощением.

Основным материалом сердечников оптического волокна долгое время является кварц SiO_2 , пропускающий излучение на длине волны до 2 мкм. В последние годы созданы новые оптические материалы — щелочно-галогидные и халькогенные стекла, позволяющие снизить потери в оптических волокнах и работать в ИК-области на длинах волн до 10...12 мкм. Оптические волокна собирают в жгуты, что позволяет передавать изображения значительных размеров. Жгуты оптических волокон оказываются гибкими, что позволяет передавать излучение по криволинейному пути. Очевидно, при передаче изображения волокна в жгутах должны быть упорядочены. Входной торец жгута представляет собой монолитную конструкцию. Если волокна во входном торце жгута упорядочены, то изображение, сфокусированное на этот торец, может быть разделено на зоны (фрагменты). Часть жгута, соответствующая фрагменту, может передаваться, например, на соответствующий отдельный приемник излучения (рис. 2.15). Используя приемники излучения, работающие в различных спектральных зонах, в сочетании со ска-

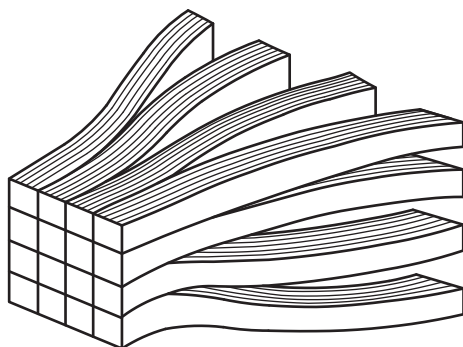


Рис. 2.15. Волоконно-оптический жгут с разделенными выходными торцами

нированием, можно осуществить спектрозональную съемку (см. разд. 6.4). Разделяя на зоны пространственно-частотный спектр (дифракционную картину), можно реализовать структурно-зональную съемку (см. разд. 6.5).

Таким образом, волоконно-оптические жгуты позволяют совместить функции диафрагмы поля и конденсора. Структура входного торца жгута формирует структуру углового поля. Такой принцип формирования поля реализуется, например, в многоспектральном сканере ИСЗ серии «Landsat» или в отечественном сканере «Фрагмент».

8.7. Оптические модуляторы-обтюраторы

В ОЭС необходима обтюрация потока с целью создания несущей частоты сигнала. Эту функцию выполняют оптические модуляторы-обтюраторы. В распространенном случае такой модулятор представляет собой металлический диск с прорезями или диск из оптического материала, например, стекла, с нанесенными прозрачными и непрозрачными штрихами (растром), вращающийся вокруг оси O (рис. 2.16, a). Пучок лучей, сечение которого в плоскости модулятора имеет диаметр d_n , при вращении модулятора попеременно проходит через прорези (ячейки) и прерывается непрозрачными участками. Частота модуляции

$$f_{\text{мод}} = n m,$$

где m — число ячеек; n — частота вращения, с^{-1} .

Размеры сечения пучка должны быть меньше размеров ячейки, т. е. пучок должен «вписываться» в ячейку растра модулятора. В противном случае глубина модуляции не будет равна 100%, т. е. пучок не будет полностью передаваться, при этом мощность переменной составляющей уменьшается. Ширина прозрачного и непрозрачного участков растра, как правило, одинакова. Скважность сигнала (отношение периода к длительности импульса) в этом случае равна $\gamma = 2$ и мощность первой гармоники максимальна. В этом можно убедиться, рассмотрев амплитудный спектр модулированного сигнала (см. разд. 6.7). Частота модуляции, достигаемая с помощью таких модуляторов, не превышает обычно 5 кГц. Эта частота ограничена размерами ячейки, которые не могут быть меньше

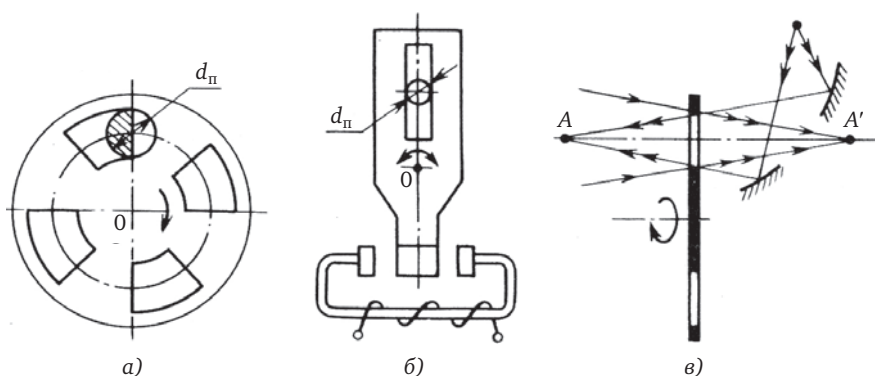


Рис. 2.16. Модуляторы-обтюраторы:

a — дисковый; *б* — электромеханический; *в* — коммутатор

размеров сечения пучка, и ограничениями по механической прочности конструкции.

Меньшие габаритные размеры по сравнению с вращающимися модуляторами в ряде случаев имеют модуляторы с колебательным движением, реализуемым при помощи электромагнитного привода (рис. 2.16, б). Пластина с модулирующей ячейкой закреплена на оси вращения O и помещена между полюсами электромагнита, запитываемого переменным напряжением. При изменении полярности напряжения пластинка колеблется от полюса к полюсу, попеременно открывая и перекрывая пучок лучей. По аналогичной схеме может быть построен модулятор с пьезоэлектрическим приводом, который обладает меньшей инерционностью по сравнению с электромагнитным. Электромеханический привод обеспечивает частоты модуляции обычно до 20 кГц, пьезоэлектрический — до 50...100 кГц. Недостатком таких модуляторов является невозможность модуляции широких пучков из-за малой амплитуды колебаний. Кроме того, для модуляции излучения со скважностью $\gamma = 2$ необходимо, чтобы амплитуда колебаний (отклонение от центрального положения) была равна ширине ячейки. В противном случае теряется мощность первой гармоники.

Модуляторы-обтюраторы могут выполнять одновременно функции коммутаторов оптических пучков, переключаящих оптические каналы. Например, если в плоскость модулятора сфокусировать два пучка таким образом, что при определенном положении

один пучок полностью перекрывается (находится в центре непрозрачного участка), а другой полностью открыт (находится в центре ячейки), то при вращении модулятора происходит коммутация оптических каналов, причем фазы сигналов в этих каналах будут сдвинуты на 180° . Очевидно, можно установить и другую разность фаз, а также коммутировать таким же образом несколько каналов.

Непрозрачные участки раstra могут иметь зеркальное покрытие. Этим обеспечивается работа модулятора на отражение потока, что также может использоваться для коммутации каналов. Такой пример показан на рис. 2.16, в. На один и тот же рабочий участок модулятора сфокусированы два пучка — идущий слева, например сходящийся за объективом, и сфокусированный зеркалом от внутреннего источника излучения. Прозрачная ячейка раstra пропускает пучки, которые фокусируются в точках A и A' . Зеркальное покрытие обычно устанавливается с одной стороны, а именно с той, где находится приемник излучения, допустим, справа в точке A' . Тогда это покрытие будет непрозрачным для излучения слева, но поток излучения от внутреннего источника отразится от зеркального покрытия и при соответствующих параметрах зеркала также сфокусируется в точке A' . Таким образом, в точку A' попеременно будут попадать два различных коммутируемых пучка. Такая коммутация реализуется, например, в оптико-электронных радиометрах (см. разд. 10.2).

Модуляторы-обтюраторы могут быть использованы и для формирования спектральных каналов. Для этого ячейку модулятора делают из оптических фильтров с заданной спектральной характеристикой.

8.8. Оптические фильтры

Оптические фильтры — это элементы оптической системы, изменяемые для формирования спектрального диапазона работы ОЭС в целом или спектральных каналов (зон) в целях спектральной фильтрации (см. разд. 6.4). Основной характеристикой оптических фильтров является спектральная характеристика — зависимость коэффициента пропускания фильтра τ_λ от длины волны. Для фильтров, работающих на отражение, в качестве спектральной характеристики может рассматриваться зависимость коэффициента отражения от длины волны.

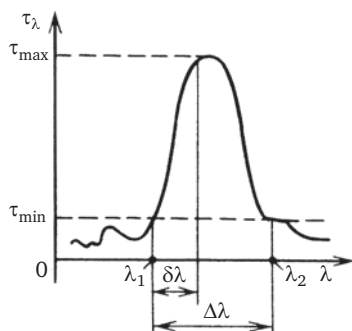


Рис. 2.17. Спектральная характеристика оптического фильтра и связанные с ней параметры

Со спектральной характеристикой (рис. 2.17) связывают и определенные параметры: коротковолновую и длинноволновую границы пропускания λ_1 и λ_2 , определяемые по установленному уровню $\tau_{\min}$, крутизну характеристики $\delta\lambda$, полосу пропускания $\Delta\lambda$, контрастность $\tau_{\max}/\tau_{\min}$, плотность $D_\lambda = \lg(1/\tau_\lambda)$.

В основе селективности пропускания могут лежать эффекты избирательного поглощения в оптической среде, избирательного рассеяния на частицах, многолучевая интерференция и некоторые другие явления.

В ОЭС дистанционного зондирования применяют в основном два типа оптических фильтров — фильтры, основанные на избирательном поглощении (абсорбционные), и интерференционные фильтры. Кроме того, роль своеобразных оптических фильтров могут играть селективные приемники излучения.

Абсорбционные фильтры, как правило, используются для формирования широкой спектральной полосы пропускания или как отсекающие коротковолновое или длинноволновое излучение. Такими фильтрами могут быть пластины из Ge, PbS, цветное стекло и др.

Явление интерференции, возникающее при отражении от специальных слоев, нанесенных на оптические поверхности, позволяет создавать фильтры, обладающие узкой полосой пропускания и высокой крутизной характеристики, а также увеличивать коэффициент пропускания оптических деталей.

Рассмотрим процесс отражения излучения от поверхности стекла, на которую нанесен слой диэлектрика толщиной l , при этом

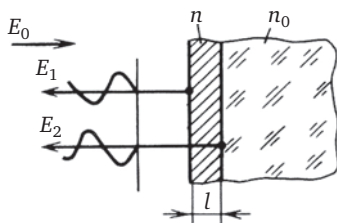


Рис. 2.18. Противофазное отражение от оптической поверхности и диэлектрика

$nl = \lambda/4$ (произведение nl называют оптической толщиной). Пусть показатель преломления стекла будет равен n_0 , а показатель преломления диэлектрика — n , причем $n < n_0$ (рис. 2.18).

При нормальном падении волн на границу раздела двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 амплитуда отраженной волны определяется как

$$E = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} E_0, \quad (8.1)$$

где E_0 — амплитуда падающей волны.

Когда излучение отражается от более плотной среды $n_1 < n_2$, амплитуда E приобретает знак «минус», что указывает на то, что отраженная волна будет в противофазе по отношению к падающей (разность фаз равна $\pi/2$ или, как говорят, происходит «потеря полуволны» при отражении). В нашем случае при обоих отражениях теряется полуволна ($n > 1$, система в воздухе), что само по себе не вносит фазового сдвига, однако за счет оптической толщины диэлектрического слоя $nl = \lambda/4$ оптическая разность хода составит $\lambda/4 + \lambda/4 = \lambda/2$, поэтому волны с амплитудами E_1 и E_2 , отраженные от передней и задней поверхностей диэлектрического слоя, будут в противофазе и ослабят друг друга в результате интерференции, если $E_1 = E_2$. Пренебрегая поглощением в диэлектрике и считая показатель преломления внешней среды (воздуха) равным $n_v = 1$, запишем условие равенства амплитуд E_1 и E_2 в виде, вытекающем из выражения (8.1), $(n-1)/(n+1) = (n_0-1)/(n_0+1)$.

Из этого соотношения следует, что условием противофазности отраженных волн является $n = \sqrt{n}$.

Таким образом, покрытие оптической поверхности пленкой с показателем преломления n и определенной толщиной обеспечит

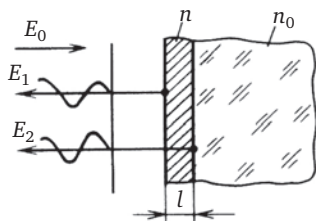


Рис. 2.19. Синфазное отражение от оптической поверхности и диэлектрика

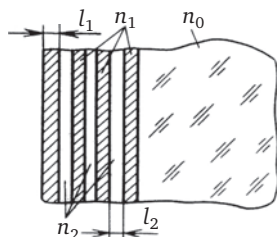


Рис. 2.20. Многослойное отражающее покрытие

минимальное отражение от оптической поверхности, т. е. работу на наибольшее пропускание. Этот эффект носит название «просветление оптики». Условие просветления выполняется при однослойном покрытии, строго говоря, только для монохроматического излучения, поскольку показатель преломления зависит от длины волны. Многослойные покрытия обеспечивают просветление в широком спектральном диапазоне.

Рассмотрим теперь отражение от оптической поверхности, покрытой диэлектрическим слоем, когда $n > n_0$, но оптическая толщина диэлектрика также равна $nl = \lambda/4$.

В этом случае «потеря полуволны» происходит только на первой (передней) поверхности диэлектрика, и волны, отраженные от первой и второй поверхностей диэлектрика, будут синфазны и усилят друг друга, поскольку разность хода между ними составит $\lambda/4 + \lambda/4 + \lambda/2 = \lambda$ (рис. 2.19). На практике для получения отражающих покрытий с высоким коэффициентом отражения в узком спектральном диапазоне используют многослойные отражающие покрытия (рис. 2.20). На стекло наносят перемежающиеся пленки с различными показателями преломления n_1 и n_2 и толщиной, причем $n_1 > n_2$, но $n_1 l_1 = n_2 l_2$. В этом случае все отраженные волны синфазны и усиливают друг друга. Для спектрального диапазона $\Delta\lambda$, вблизи длины волны, для которой выполняется условие синфазности, наблюдается максимум в зависимости коэффициента отражения от длины волны. Чем больше слоев, тем выше коэффициент отражения и уже $\Delta\lambda$.

Таким образом, излучение в узком спектральном диапазоне отразится от такого оптического фильтра, а остальная часть пройдет через него. Такие зеркала-фильтры называют двоичными. Если

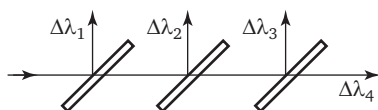


Рис. 2.21. Спектральное разделение потока излучения с помощью дихроичных зеркал

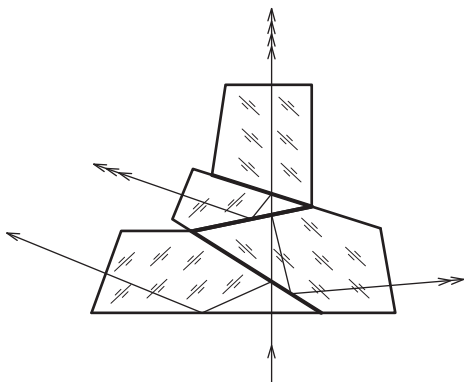


Рис. 2.22. Спектральное разделение потока излучения с помощью блока призм с дихроичными покрытиями

последовательно по ходу лучей поставить подобные оптические фильтры, но отражающие излучение в другом диапазоне, можно таким образом разделить излучение на узкие спектральные каналы (рис. 2.21). Дихроичные покрытия могут наноситься и на поверхности оптических призм, составляющих спектроделительные блоки (рис. 2.22).

Интерференционный фильтр, работающий на пропускание излучения, по сути своей аналогичен интерферометру Фабри — Перо. Он, как известно, может представлять собой плоскопараллельную стеклянную пластину, на обе поверхности которой нанесены отражающие слои (рис. 2.23). За счет этих слоев обеспечивается многократное прохождение излучения в пластине, но при каждом отражении часть излучения выходит из пластины. Пучки лучей усилят друг друга вследствие интерференции, если разность хода между ними равна целому числу волн, т. е.

$$2nl/\cos\varphi = m\lambda, \quad (8.2)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$

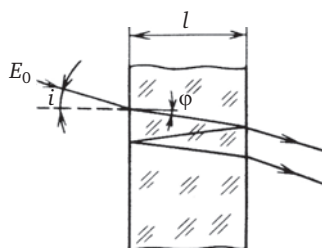


Рис. 2.23. Схема интерференционного фильтра

В интерференционных фильтрах величина nl мала (до нескольких длин волн λ). При падении на интерференционный фильтр излучения с широким спектральным составом через него пройдет только его часть, для которой выполняется условие (8.2), а при малых φ $2nl = m\lambda$.

Отсюда следует, что для заданной длины волны λ толщина

$$l = \frac{m \lambda}{n 2}.$$

Поскольку условие синфазности выполняется для ряда длин волн, то в спектральной характеристике будут наблюдаться побочные максимумы (полосы пропускания), расстояние между которыми при $\varphi = 0$ равно $\Delta\lambda = \lambda/m$.

Для устранения этих полос совместно с интерференционными фильтрами применяют отсекающие абсорбционные фильтры.

В качестве отражающих покрытий в интерференционных фильтрах, работающих на пропускание, так же, как и в фильтрах, работающих на отражение, используют многослойные диэлектрические покрытия.

8.9. Диспергирующие элементы

Диспергирующие элементы служат для разложения излучения в спектр по длинам волн. Если оптические фильтры выделяют какую-либо часть спектра, то диспергирующие элементы дают непрерывный спектр, т.е. применяются при исследовании спектрального распределения потока излучения. Основными типами диспергирующих элементов являются спектральные призмы и дифракционные решетки. И в том и другом случае действие диспергирующего

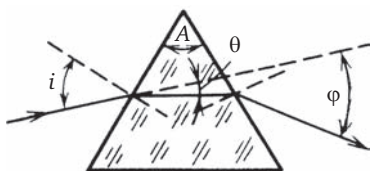


Рис. 2.24. Простая спектральная призма

элемента сводится к разведению под различными углами φ излучения в зависимости от длины волны. Величину $D_\varphi = d\varphi/d\lambda$ называют *угловой дисперсией*.

Угловое отклонение преобразуется в линейное смещение спектральных составляющих с помощью объективов, дающих изображение спектра. Для оценки разделения спектральных составляющих в плоскости изображения используют *линейную дисперсию* $D_l = dl/d\lambda$.

Для получения изображения спектра и выделения из этого спектра узких спектральных интервалов используются специальные оптические системы, которые в совокупности с диспергирующим элементом называются монохроматорами и полихроматорами.

Рассмотрим основные свойства диспергирующих элементов и их устройство.

Использование преломляющей призмы как диспергирующего элемента основано на зависимости угла отклонения призмой падающего луча от длины волны. Наиболее часто используется симметричная установка призмы, при которой при прохождении внутри призмы лучи параллельны ее основанию (рис. 2.24). Угол θ между падающим и преломленным первой гранью лучами в этом случае минимален. В общем случае угловая дисперсия призмы зависит от угла падения, ср, угла призмы A , показателя преломления материала призмы n и дисперсии материала призмы $dn/d\lambda$. При симметричной установке призмы угловая дисперсия

$$D_\varphi = \frac{2 \sin(A/2)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2(A/2)}} \frac{dn}{d\lambda}.$$

Угол A составляет около 60° . При больших углах A может наступить полное внутреннее отражение. Материалом призм, используемых в видимой области спектра, является оптическое стекло

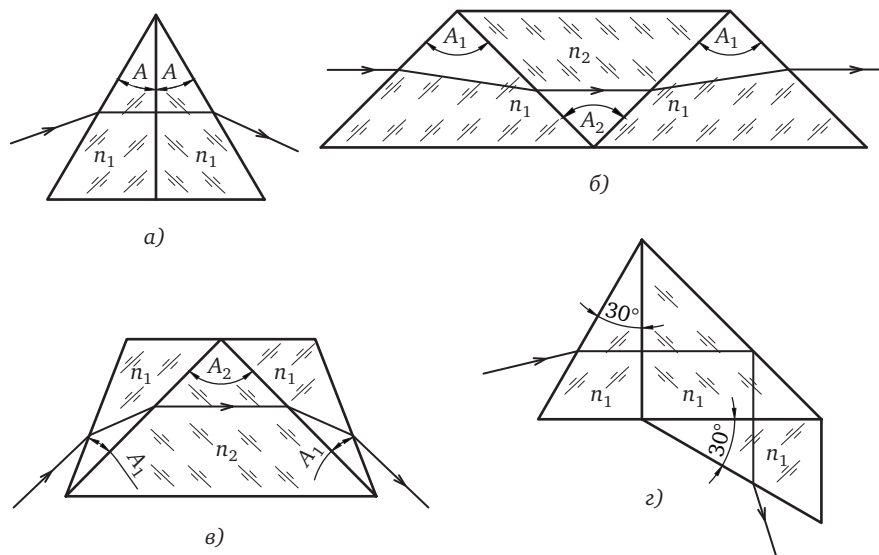


Рис. 2.25. Составные спектральные призмы:

а — Корню; б — Амичи; в — Резерфорда—Броуvinга; з — Аббе

с большим показателем преломления (флинт). При работе в ИК-области спектра используют оптические кристаллы — фтористый литий, хлористобромистый таллий и др.

При прохождении излучения через спектральные призмы, состоящие из оптически активных веществ, в частности из кварца, возникает эффект двулучепреломления, ухудшающий качество спектральной картины. Во избежание этого эффекта кварцевые спектральные призмы делают составными, склеенными из двух призм: одна из кристалла кварца, вращающего плоскость поляризации падающего излучения влево, другая — из правовращающего кристалла кварца. Такие призмы называют призмами Корню (рис. 2.25, а). В результате такого сочетания призм вращение плоскости поляризации оказывается скомпенсированным, и двулучепреломления не возникает.

Оптические призмы в общем случае вносят излом оптической оси, что усложняет компоновку конструкции прибора.

В призме Амичи (рис. 2.25, б), состоящей из трех или более склеенных трехгранных призм, для определенной длины волны угол отклонения луча может быть равен нулю при определенных прелом-

ляющих углах призм и показателях преломления их материалов. Среднюю призму изготавливают из материала с большим показателем преломления, чем боковые призмы ($n_2 > n_1$). В призме Резерфорда — Броуинга (рис. 2.25, в) боковые призмы имеют малые преломляющие углы ($A_1 \approx 25^\circ$) и показатель преломления $n_2 > n_1$. Такая призма вносит значительный излом оптической оси, но ее преломляющий угол A_2 может достигать 100° за счет того, что боковая призма уменьшает угол падения лучей на первую грань центральной призмы. Дисперсия при этом увеличивается в 1,5—2 раза по сравнению с дисперсией одиночной преломляющей призмы. Призма Аббе (рис. 2.25, г) состоит из трех призм: прямоугольной равнобедренной призмы и двух приклеенных к ее катетам прямоугольных призм с преломляющим углом 30° . Все призмы изготавливают из одного материала, поэтому равнобедренную прямоугольную призму можно рассматривать как плоскопараллельную пластинку, не влияющую на дисперсию. Дисперсия возникает на гранях боковых призм, действие которых эквивалентно действию призмы с преломляющим углом 60° . Входной и выходной лучи всегда будут составлять между собой угол 90° .

Использование спектральных призм не позволяет работать в широком спектральном диапазоне из-за поглощения излучения в призме и ограничений в выборе материала призмы для работы в ИК-области спектра. Кроме того, дисперсия призмы сильно зависит от длины волны излучения.

Дифракционные решетки обеспечивают более широкий диапазон работы. Действие дифракционной решетки как диспергирующего элемента основано на образовании максимумов в дифракционной картине в различных направлениях или точках в зависимости от длины волны излучения.

Рассмотрим действие дифракционной решетки, работающей на пропускание излучения (рис. 2.26, а). Она состоит из прозрачных узких одинаковых штрихов, чередующихся с линейным периодом d . При нормальном падении фронта излучения (перпендикулярно к поверхности) разность хода лучей, идущих от соответствующих точек отверстий (штрихов), например от крайних A_1 и A_2 , равна $AB = d \sin \varphi$.

Эта разность хода будет такой же для любых других соответствующих точек.

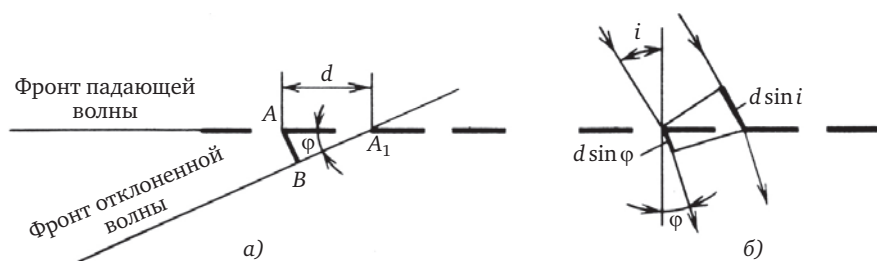


Рис. 2.26. Действие дифракционной решетки:

а — при нормальном падении лучей; б — при косом падении лучей

Для того чтобы наблюдались максимумы дифракционной картины, необходимо выполнение условия синфазности волн, т. е.

$$d \sin \varphi = m\lambda, \quad (8.3)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Таким образом, углы дифракции, соответствующие максимумам, определяются соотношением $\sin \varphi = m\lambda/d$. Отсюда следует, что для различных длин волн λ направления на максимумы различны, угол отклонения зависит от периода решетки d и увеличивается с уменьшением d . Кроме того, дифракционная картина будет более четкой, если лучи, падающие на дифракционную решетку, будут параллельны, так как угол падения, один и тот же для всех лучей, не вызовет дополнительной разности хода.

В общем случае, когда угол падения равен i (косое падение), уравнение дифракционной решетки, работающей на пропускание (рис. 2.26, б):

$$d(\sin \varphi - \sin i) = m\lambda. \quad (8.4)$$

Для дифракционных решеток, работающих на пропускание, распределение интенсивности в дифракционной картине в m максимуме I_m описывается квадратом функции отсчетов:

$$I_m = I_0 N^2 S a^2 \left(\frac{m\pi a}{d} \right),$$

где I_0 — интенсивность нулевого максимума; a — ширина штриха; N — число штрихов.

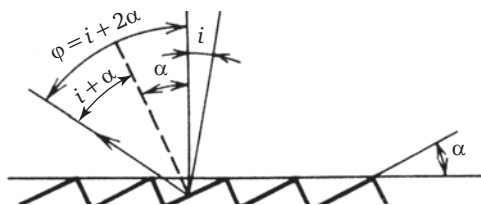


Рис. 2.27. Профиль эшелетта

Такое распределение объясняется тем, что в прямоугольной функции пропускания штриха распределение амплитуд в дифракционной картине описывается функцией отсчетов, а интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды.

Дифракционные решетки могут работать на отражение. В этом случае они представляют собой зеркальные поверхности, на которые резцом нанесены штрихи. Эти штрихи идентичны непрозрачным участкам, так как рассеивают падающее излучение. Зеркальные участки работают аналогично прозрачным штрихам.

Профиль штриха в отражательных решетках существенно влияет на фазовые соотношения в дифрагированном излучении. В результате этого при неизменном пространственном положении максимумов происходит перераспределение энергии в дифракционной картине. В решетках со ступенчатым профилем (рис. 2.27) удастся сосредоточить основную энергию дифрагированного излучения в направлении зеркального отражения от пологой грани штриха. Когда ширина рабочей грани a занимает практически весь период d , дифрагированное излучение может быть сконцентрировано в одном порядке максимума (рис. 2.28). Такие дифракционные решетки называют *эшелеттом*, или *фазовой решеткой*. Угол наклона пологой грани к поверхности решетки (ее касательной) называют *углом блеска* α . Распределение интенсивности в дифракционной картине, даваемой эшелеттом, как бы сдвинуто относительно рас-

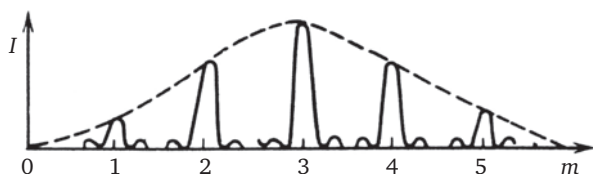


Рис. 2.28. Распределение интенсивности в дифракционной картине

пределения для пропускающей решетки с такими же параметрами a , d и N на некоторую величину. Определим эту величину.

Уравнение (8.4) справедливо и для отражательной дифракционной решетки, с учетом того, что углы падения i и дифракции φ необходимо отсчитывать в противоположных направлениях от нормали. Из выражения (8.4) с учетом того, что $\varphi = i + 2\alpha$, для малых углов i , α и φ получим $2d\alpha = m\lambda$.

Таким образом, при угле блеска $\alpha = m\lambda/2d$ направление зеркального отражения совпадает с направлением на m максимум, т.е. основная энергия будет сконцентрирована в этом максимуме. На рис. 2.28 показан случай, когда $m = 3$. С другой стороны, длина волны, на которую приходится максимум концентрации энергии при автоколлимационной установке решетки,

$$\lambda_0 = 2\alpha d/m.$$

Можно показать, что при косом падении на эшелетт длина волны, на которую приходится максимум концентрации энергии в дифракционной картине, $\lambda_{m,k} = \lambda_0 \cos(i + \alpha)$.

Отсюда следует, что с увеличением угла падения максимум концентрации смещается в сторону более коротких волн.

В спектрометрической аппаратуре с высоким спектральным разрешением используют голографические дифракционные решетки, которые представляют собой записанную фотопутем интерференционную картину с высокой пространственной частотой максимумов. Эта картина образуется при интерференции двух пространственно-когерентных лазерных пучков. Такой вид записи интерференционной картины аналогичен записи голограмм, отсюда и название таких решеток.

Плотность штрихов (пространственная частота) в голографических дифракционных решетках может достигать 6000 1/мм, при этом пространственное расположение штрихов имеет более высокую точность, чем у нарезных решеток. Классические голографические дифракционные решетки имеют квазисинусоидальный профиль штрихов, но возможно получение и решеток с углом блеска.

Голографическая запись позволяет также создавать фокусирующие дифракционные решетки, расположенные на сферических и асферических поверхностях. Такие решетки совмещают функции объектива и диспергирующего элемента. При записи профиля фо-

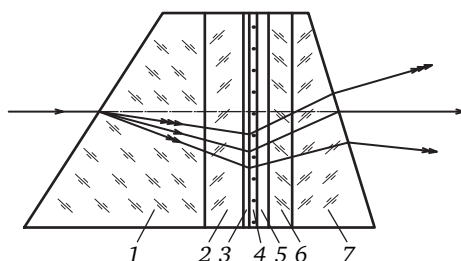


Рис. 2.29. Диспергирующий элемент, построенный по схеме «призма—дифракционная решетка-призма»:

1, 7 — призмы; 2 — длинноволновый оптический фильтр; 3 — защитное стекло; 4 — дифракционная решетка; 5 — подложка; 6 — коротковолновый оптический фильтр

кусирующей дифракционной решетки возможна абберационная коррекция путем использования асферических подложек и негомцентрических пучков лучей.

Известны гибридные диспергирующие элементы, в которых конструктивно совмещены спектральные призмы и дифракционные решетки (рис. 2.29), линзы и дифракционные решетки (рис. 2.30).

В первом случае дифракционная решетка, работающая на пропускание, располагается между двумя призмами. В конструкцию включены также коротковолновый и длинноволновый оптические фильтры, формирующие спектральный диапазон работы диспергирующего элемента и подавляющие фоновое излучение. Такая конструкция диспергирующего элемента позволяет получить прямую оптическую ось системы, как и при использовании призмы Амичи, но при значительно большей дисперсии.

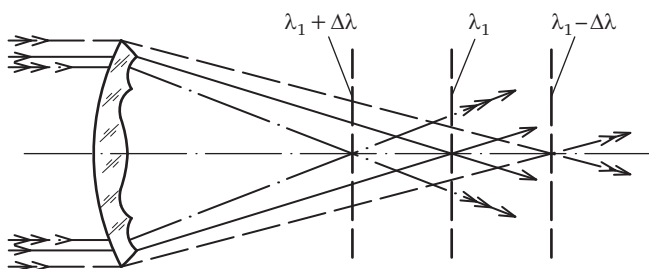


Рис. 2.30. Диспергирующий элемент на основе совмещения линзы и дифракционной решетки

При совмещении линзы и дифракционной решетки линза профиль дифракционной поверхности линзы рассчитывается так, чтобы для различных длин волн изображения занимали различные плоскости, расположенные вдоль оптической оси. Линза и создает изображение, и обеспечивает дифракцию, что позволяет получать компактные конструкции спектральных приборов. Однако, при использовании таких диспергирующих элементов возникают проблемы, связанные с возникновением фона в плоскости анализа изображения, создаваемого излучением с большей и меньшей длиной волны, нежели анализируемая. Кроме того, поскольку фокусное расстояние линзы зависит от длины волны, переменным будет и увеличение системы.

Своеобразными диспергирующими элементами выступают так называемые акустооптические фильтры. Спектральная характеристика такого фильтра управляется электрическим путем, что в принципе позволяет создавать перестраиваемые (адаптивные) по спектру ОЭС. Принцип действия акустооптических фильтров состоит в следующем. Ультразвуковая волна, распространяющаяся в анизотропном двулучепреломляющем кристалле, создает в нем локальные механические напряжения и, как следствие, локальные изменения показателя преломления кристалла. В кристалле создается как бы дифракционная решетка с периодом, равным длине ультразвуковой волны. Излучение, проходящее через кристалл, дифрагирует (дифракция Брэгга). Схема акустооптического фильтра показана на рис. 2.31. Ультразвуковые волны, возбуждаемые в монокристалле генератором высокочастотных колебаний и пьезопреобразователем, распространяются поперек кристалла и абсор-

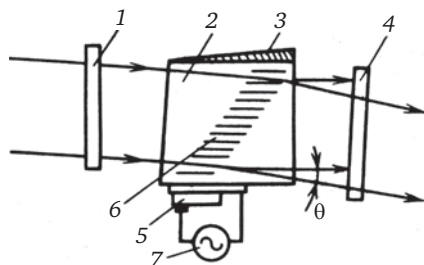


Рис. 2.31. Схема акустооптического фильтра:

- 1 — поляризатор; 2 — монокристалл; 3 — поглотитель; 4 — анализатор;
5 — пьезопреобразователь; 6 — ультразвуковые волны; 7 — генератор

бируются в поглотителе. Часть падающего излучения дифрагирует и отклоняется на некоторый угол θ . Недифрагированное излучение не отклоняется от первоначального направления распространения. Направления поляризации дифрагированного и недифрагированного излучений взаимно ортогональны. Это позволяет подавить недифрагированное излучение с помощью анализатора. Спектральная характеристика акустооптического фильтра описывается соотношением

$$\tau(\lambda) = \tau_0 \operatorname{sinc}^2 \left[L(\lambda_0 - \lambda) / \lambda_0^2 \right],$$

где L — длина акустического взаимодействия; τ_0 — пропускание на длине волны λ_0 , на которой интенсивность дифракции максимальна. Значение λ_0 зависит от частоты акустических колебаний. Эта зависимость близка к обратно пропорциональной. Таким образом, перестраивая частоту генератора, можно получать различное спектральное пропускание фильтра.

Используя модуляцию электрического сигнала генератора по частоте и амплитуде, можно сформировать требуемую спектральную характеристику акустооптического фильтра.

Материалы кристаллов, которые могут применяться в акустооптических фильтрах, перекрывают широкий диапазон длин волн, включающий видимую, ближнюю и среднюю ИК-область спектра. Диапазон сканирования по спектру известных сегодня акустооптических фильтров может составлять десятки доли микрометра при ширине полосы пропускания порядка 10 нм.

8.10. Поляризационные призмы

При дистанционном зондировании атмосферы и определенных типов земной поверхности информативным параметром может быть состояние поляризации входного излучения. Наиболее часто состояние поляризации описывают параметрами Стокса I , Q , U , V , представляющими вид поляризационного эллипса. Напомним, что в электромагнитном излучении векторы напряженности электрического и магнитного полей расположены в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения излучения. Если излучение монохроматическое, то векторы электрического и магнитного

полей колеблются с постоянной частотой и постоянной разностью фаз. Если разность фаз колебаний по ортогональным направлениям равна нулю или πn , $n = 1, 2, 3, \dots$, то суммарный вектор электрического или магнитного поля колеблется в одной плоскости. В таком случае излучение является линейно поляризованным. При разности фаз, равной $(2n - 1)\pi/2$, возникает круговая поляризация, когда конец вектора (обычно рассматривается вектор электрического поля $\vec{E}$) описывает в пространстве цилиндр. В общем случае конец вектора электрического поля монохроматического излучения описывает в пространстве эллиптический цилиндр, а поляризация называется при этом эллиптической. Параметр Q представляет составляющую горизонтальной поляризации поляризационного эллипса, параметр U — составляющую поляризации под углом 45° , параметр V — правоциркулярную поляризацию, $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$. Независимыми являются три из четырех параметров. Если амплитуды изменения вектора $\vec{E}$ по двум ортогональным осям равны E_1 и E_2 , то

$$I = E_1^2 + E_2^2;$$

$$Q = E_1^2 - E_2^2;$$

$$U = 2E_1E_2\cos\delta;$$

$$V = 2E_1E_2\sin\delta;$$

где δ — разность фаз колебаний по ортогональным осям.

Для измерения состояния поляризации используют поляризационные приборы, в состав которых входят поляризационные компоненты, такие как поляроиды, деполаризаторы, фазовые пластинки, поляризационные призмы и др. Поляризационные призмы могут служить как для получения поляризованного излучения (функция поляризатора), так и для измерения состояния поляризации излучения (функция анализатора). Конструкция поляризационных призм предусматривает существование внутри призмы границы раздела двух сред, на которой условия преломления для составляющих падающего потока излучения, поляризованных в ортогональных плоскостях, резко различаются. В поляризационных призмах-поляризаторах для одной из компонент создаются условия

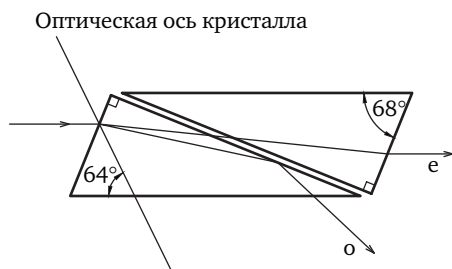


Рис. 2.32. Поляризационная призма Николя

полного внутреннего отражения на границе раздела сред, поэтому через поляризационную призму проходит лишь другая линейно-поляризованная компонента. Классическим примером такой призмы является призма Николя, изобретенная в начале 19 в., и ставшая первым эффективным линейным поляризатором. Призма Николя представляет собой две одинаковые треугольные призмы из кристаллов исландского шпата, склеенные тонким слоем канадского бальзама (рис. 2.32). Входной торец скошен под углом 68° , склеиваемые стороны составляют прямой угол с торцами, оптическая ось кристалла составляет угол 64° с направлением падения излучения. При прохождении излучения с произвольной поляризацией через торец призмы возникает эффект двулучепреломления, т.е. излучение разделяется на две составляющие — обыкновенный луч (о) и необыкновенный луч (е). Обыкновенный луч имеет горизонтальную плоскость поляризации, необыкновенный — вертикальную. Обыкновенный луч испытывает полное внутреннее отражение от плоскости склеивания и выходит через боковую поверхность, а необыкновенный луч выходит из призмы через противоположный торец. Таким образом, при прохождении излучения через призму Николя сохраняется одна поляризационная компонента из двух, поэтому такие поляризационные призмы называют однолучевыми. К ним относятся призмы Фуко, Фюсснера, Глана и др.

Как анализаторы обычно используются двухлучевые поляризационные призмы, пропускающие обе взаимно перпендикулярные линейно поляризованные компоненты входного излучения. Наиболее распространенными типами двухлучевых поляризационных призм являются призмы Рошона и Волластона (рис. 2.33). В призмах Рошона обыкновенный луч не изменяет своего направления,

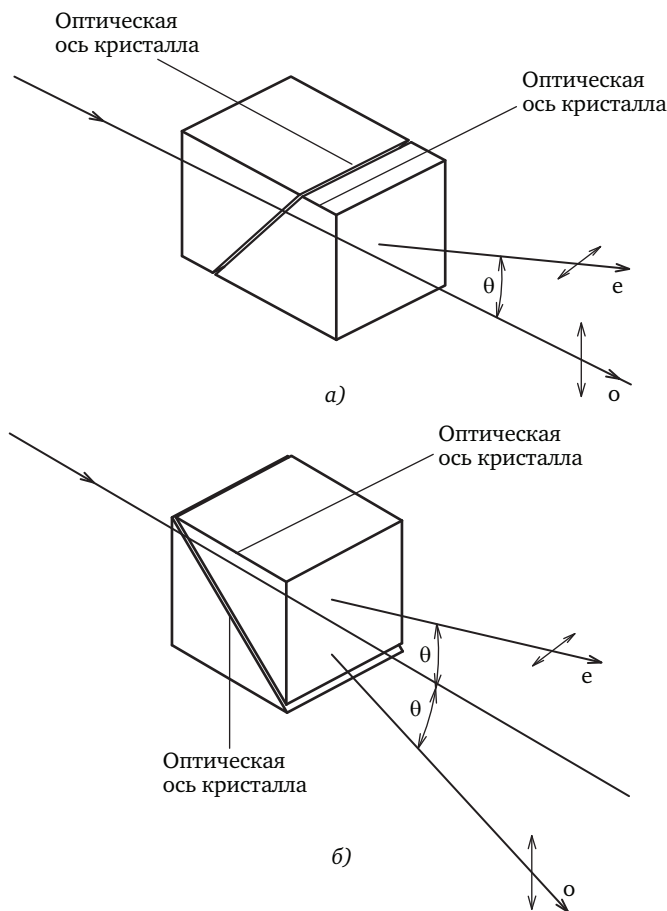


Рис. 2.33. Двухлучевые поляризационные призмы:
а — Рошона; б — Волластона

а необыкновенный отклоняется на угол около $\theta \approx 5^\circ$. В призме Волластона обыкновенный и необыкновенный лучи отклоняются симметрично и на выходе из призмы составляют угол 2θ порядка 10° . В качестве материалов призм Рошона используется сочетание кальцита с кварцем, стеклом или обе части призмы изготавливают из кальцита. Призмы Волластона изготавливают из исландского шпата или кристаллического кварца.

8.11. Пространственно-временные модуляторы и преобразователи некогерентного изображения в когерентное

Использование когерентного излучения позволяет применять весьма эффективные методы преобразования сигналов, в частности, преобразование Фурье, пространственную фильтрацию и структурозональную фильтрацию. Однако при этом возникает серьезное осложнение — первичное изображение, получаемое при дистанционном зондировании, не является когерентным. Не удобны во многих случаях и пространственные фильтры-транспаранты, структура которых постоянна, например фотонегативы.

В связи с этим, естественно, возникает идея использования таких устройств, которые обеспечили бы сравнительно быструю оптическую запись и стирание некогерентного изображения на некотором носителе и получение когерентного сигнала путем облучения записанного изображения когерентным пучком. Такие устройства, получившие название *пространственные, или пространственно-временные модуляторы света, или динамические транспаранты*, в настоящее время интенсивно разрабатываются, поскольку потребность в них имеется в самых различных отраслях техники.

Динамические транспаранты являются основой специальных узлов ОЭС — преобразователей некогерентного изображения в когерентное.

Принцип действия динамических транспарантов основан на осуществлении цепочки преобразований, которые можно разделить на два этапа: запись некогерентного изображения и считывание записанного изображения когерентным излучением. При записи происходит изменение оптических свойств некоторой модулирующей среды в соответствии с распределением освещенности в изображении. При считывании происходит облучение модулирующей среды, на которой записано изображение, когерентным пучком лучей, при этом проходящее когерентное излучение модулируется по амплитуде, фазе или состоянию поляризации по сечению пучка в соответствии с распределением изменения оптических свойств среды, а следовательно, и в соответствии с распределением освещенности записанного изображения.

Рассмотрим эти процессы более подробно. В качестве модулирующих сред используют анизотропные среды, т. е. такие, которые обладают неодинаковым показателем преломления в различных направлениях. При прохождении излучения через анизотропную среду наблюдается явление двойного лучепреломления. Если на вещество, обладающее двойным лучепреломлением, падает излучение под некоторым углом к оптической оси, то луч в этом веществе, как известно, разделяется на два — обыкновенный, не изменяющий своего направления, и необыкновенный — отклоняющийся в сторону. Анизотропия, порождающая двойное лучепреломление, может создаваться в некоторых так называемых электро-оптических средах электрическим полем. Изменение напряжения электрического поля может создаваться специальным образом при облучении, при этом картина распределения напряжения может повторять картину распределения облученности. Таким образом, цепочка преобразований оптического сигнала при записи изображения выглядит следующим образом: облучение некоторой поверхности, создающее распределение электрического поля в плоскости облучения, соответствующее распределению облученности → создание анизотропии в модулирующей среде → создание условий двулучепреломления.

Перейдем к процессу считывания. Двойное лучепреломление, как известно, изменяет поляризацию падающего излучения. Если на среду, обладающую двойным лучепреломлением, падает линейно-поляризованное излучение, то после прохождения излучения через это вещество излучение становится эллиптически-поляризованным, поскольку скорости распространения излучения соответствующих векторов будут различны. Форма эллипса будет меняться в зависимости от приложенного напряжения и соответственно в зависимости от облученности.

Если на пути излучения, прошедшего модулирующую среду, поставить выходной поляризатор (анализатор), пропускающий излучение с поляризацией только в одной плоскости, то на выходе анализатора распределение интенсивности излучения по сечению пучка повторит картину распределения облученности записанного изображения. Таким образом, цепочка преобразования сигнала при считывании: когерентное линейно-поляризованное излучение → преобразование линейной поляризации в эллиптическую

в соответствии с профилем двулучепреломления в модулирующей среде → распределение интенсивности прошедшего через анализатор излучения в соответствии с записанным изображением.

Рассмотрим теперь конкретные примеры устройства динамических транспарантов (рис. 2.34). В динамическом транспаранте, показанном на рис. 2.34, а, в качестве модулирующей среды используется мелкозернистая керамика состава цирконат — титанат свинца с присадкой лантана (ЦТСЛ-керамика). На слой керамики нанесена фотопроводящая пленка. При записи под воздействием падающего излучения в соответствии с распределением освещенности в плоскости фотопроводящей пленки изменяется распределение напряжения, поданного на электроды. Под воздействием этого напряжения возникает поляризация доменов ЦТСЛ-керамики и двойное лучепреломление. Распределение двулучепреломления соответствует распределению напряжения и, следовательно, распределению облученности. Считывание осуществляется с помощью линейно-поляризованного излучения, проходящего через динамический транспарант и анализатор. Распределение интенсивности прошедшего через анализатор потока соответствует распределению облученности записанного изображения.

Одними из наиболее распространенных в настоящее время динамических транспарантов являются пространственно-временные

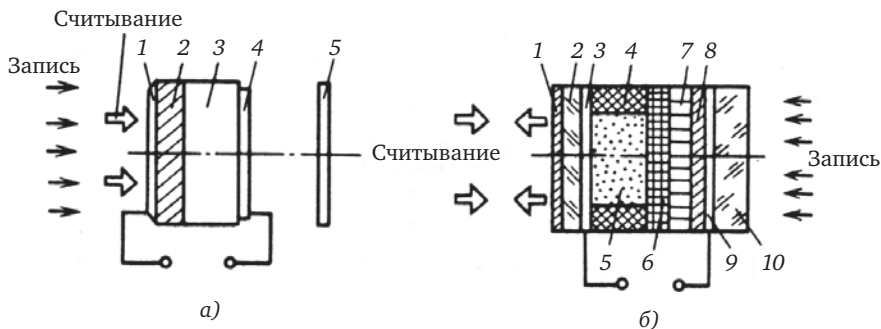


Рис. 2.34. Схемы динамических транспарантов:

а — транспарант на ЦТСЛ-керамике (1, 4 — прозрачные электроды; 2 — фотопроводящий слой; 3 — ЦТСЛ-керамика; 5 — анализатор); б — транспарант на жидком кристалле: 1 — просветляющее покрытие; 2, 10 — стеклянные подложки; 3, 9 — прозрачные электроды; 4 — прокладка; 5 — диэлектрическое зеркало; 7 — светопоглощающий слой; 8 — фотопроводящий слой

модуляторы света на жидких кристаллах. Жидкие кристаллы представляют собой тягучую вязкоупругую диэлектрическую среду, изменение двулучепреломления в которой обусловлено переориентацией молекул жидкого кристалла. Молекулы в жидком кристалле изначально упорядочены (как в кристалле). Они имеют удлиненную форму, близкую к цилиндрической. В связи с упорядочением структуры таких молекул возникает анизотропия оптических свойств. Под воздействием приложенного напряжения молекулы жидкого кристалла легко переориентируются. Схема динамического транспаранта на жидком кристалле показана на рис. 2.34, б. Считывание в нем производится в отраженном излучении, причем со стороны, противоположной стороне, с которой осуществляется запись. При записи изображения фотопроводящая пленка создает в жидком кристалле распределение напряженности поля, соответствующее распределению облученности в изображении. В соответствии с этим ориентируются и молекулы жидкого кристалла. Выходящее отраженное излучение, пройдя через анализатор, отобразит записанное изображение. Развязка между считывающим и записывающим излучениями достигается введением диэлектрического зеркала и светопоглощающего слоя.

Конструкции динамических транспарантов непрерывно совершенствуются, отыскиваются новые пути построения пространственно-временных модуляторов света. В частности, наметилась тенденция к созданию интегральных структур на основе многоэлементных приемников излучения и жидких кристаллов (см. разд. 9.8). Разработанные в настоящее время динамические транспаранты работают в основном в видимой области спектра, что снижает диапазон их применений в ОЭС дистанционного зондирования.

8.12. Оптические элементы сканирующих систем

Действие оптических элементов сканирующих систем основано на отражении или преломлении оптических пучков, при этом положение мгновенного углового поля определяется положением одного или нескольких подвижных элементов сканирующей системы, совершающих чаще всего вращательное или колебательное движение. Оптические элементы, непосредственно отклоняю-

щие излучение, часто называют *дефлекторами*. Рассмотрим работу оптико-механических дефлекторов, наиболее часто используемых в сканирующих системах. К ним относятся: качающиеся и вращающиеся плоские зеркала, зеркальные пирамиды, зеркальные барабаны, вращающиеся преломляющие призмы и клинья.

Плоские зеркала. Плоское качающееся зеркало может использоваться для сканирования как в параллельном, так и в сходящемся пучке лучей.

При сканировании в параллельном пучке лучей зеркало устанавливается часто перед объективом (рис. 2.35 а). Сканирование в этом случае осуществляется в пространстве предметов качанием зеркала вокруг центра O на углы $\pm\Delta\gamma$. Если начальный угол, образованный плоскостью зеркала с оптической осью (угол установки), равен γ_0 , при повороте зеркала на некоторый угол $\Delta\gamma = \gamma - \gamma_0$ происходит отклонение луча на вдвое больший угол

$$\varphi = 2\Delta\gamma. \quad (8.5)$$

Из равенства (8.5) следует взаимосвязь между углами установки зеркала γ при сканировании в параллельном пучке лучей в пространстве предметов с полем обзора $\omega_{\text{обз}}$, являющимся наибольшим значением угла 2φ :

$$\gamma = \gamma_0 \pm \frac{\omega_{\text{обз}}}{4}.$$

Размеры сканирующего зеркала определяются в общем случае требуемыми углами установки, диаметром входного зрачка оптической системы, полем обзора, расстоянием от входного зрачка оптической системы до оси качания зеркала. При больших углах обзора они могут оказаться значительными. Размеры зеркала при сканировании в параллельном пучке лучей могут быть существенно уменьшены, если на входе оптической системы установить телескопическую систему, состоящую из двух оптических компонентов — объектива и окуляра, причем задний фокус объектива F'_1 совпадает с передним фокусом окуляра F_2 . Пучок лучей на выходе телескопической системы остается параллельным (рис. 2.35, б). В этом случае сканирование происходит не непосредственно в пространстве предметов, а вблизи выходного зрачка телескопической системы. Она позволяет также уменьшить габаритные размеры

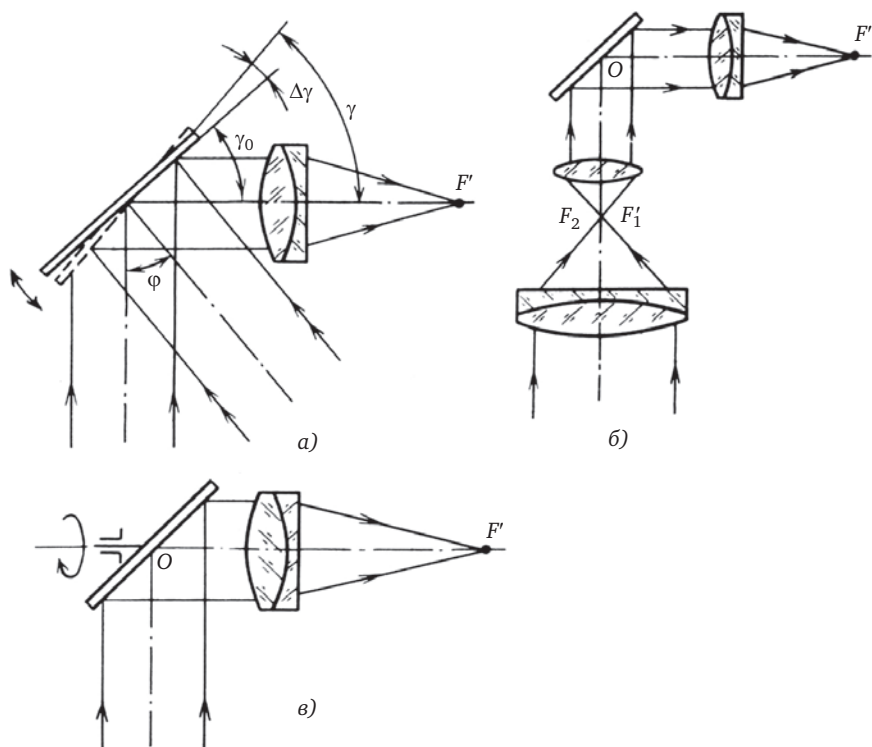


Рис. 2.35. Сканирование плоскими зеркалами:

а — качающееся плоское зеркало перед объективом; *б* — качающееся плоское зеркало за телескопической системой; *в* — вращающееся зеркало

объектива и приемника излучения. Диаметр пучка на выходе телескопической системы будет в Γ раз меньше диаметра пучка на входе, где $\Gamma = f'_1/f'_2$ — видимое увеличение телескопической системы, f'_1 и f'_2 — фокусные расстояния объектива и окуляра соответственно. Угловому отклонению пучка лучей на выходе телескопической системы соответствует в Γ раз меньшее угловое отклонение на ее входе, поэтому очевидно, что для обеспечения одного и того же поля обзора, что и в случае, когда телескопическая система не применяется, потребуется в Γ раз большая угловая амплитуда качания зеркала $\Delta\gamma$.

Габариты зеркала могут быть также уменьшены при его установке в сходящемся пучке за объективом. Это, однако, приводит

к расфокусировке изображения и поэтому используется только при малых полях обзора.

Привод зеркала можно существенно упростить, если использовать при сканировании не колебательное движение зеркала (качание), а вращение. Зеркало в этом случае устанавливают перед объективом (рис. 2.35, в) на оси вращения, совпадающей с оптической осью объектива. При вращении ось сканирования описывает в пространстве окружность с центром в точке O , лежащую в плоскости, перпендикулярной к чертежу. При использовании такого сканирования только часть из этой траектории является рабочим участком и составляет активную часть периода сканирования T_a , в течение которого осуществляется просмотр пространства (поля обзора). Другая часть, составляющая пассивную часть периода сканирования T_p , обычно используется для ввода в угловое поле объектива калибрационных или опорных источников излучения. Таким образом, при сканировании вращающимся зеркалом КПД сканирования $\eta_c = T_p/T_a$ оказывается мал.

Для увеличения частоты и КПД сканирования используют комбинации плоских зеркал, составляющих зеркальные многогранники.

Зеркальные многогранники. Зеркальные многогранники конструктивно могут иметь вид пирамид или призм, грани которых составляют плоские зеркала (рис. 2.36). Как правило, зеркальные многогранники устанавливают в параллельных пучках лучей перед объективом. Установка в сходящихся пучках приводит к значительным расфокусировкам изображения. Ось вращения зеркальной пирамиды (рис. 2.36, а) лежит в плоскости, параллельной той, которую определяют оси падающего и отраженного пучков. Оптическая ось объектива и ось вращения пирамиды параллельны, но не совпадают, поскольку рабочий участок пирамиды прилегает к ее основанию. Верхняя часть пирамиды является нерабочей и, как правило, усекается. Поворот пирамиды на угол α соответствует отклонению входного пучка на угол $\varphi = \alpha$. Направление сканирования в пространстве объектов перпендикулярно к направлению полета.

Зеркальные призмы (рис. 2.36, б) вращаются при сканировании вокруг оси, лежащей в плоскости, перпендикулярной к той, которую определяют оси падающего и отраженного пучков лучей.

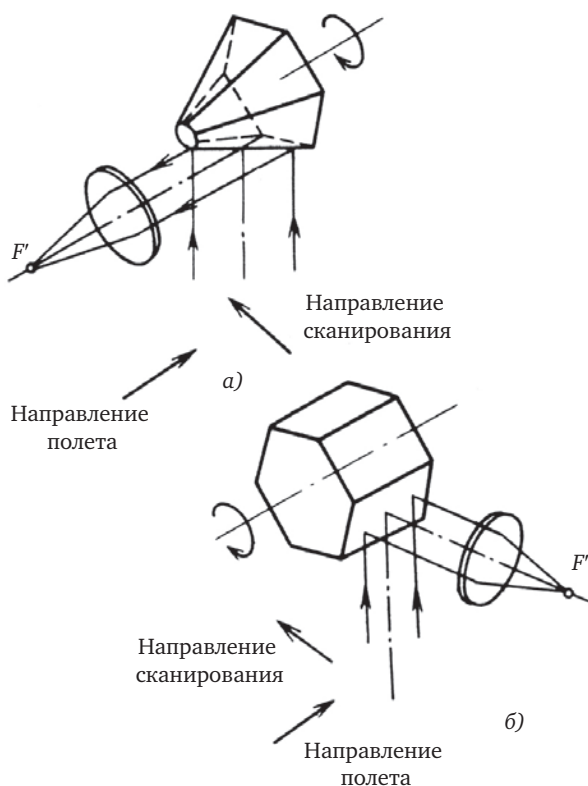


Рис. 2.36. Сканирование зеркальными многогранниками:
 а — зеркальная пирамида; б — зеркальная призма

При повороте призмы на угол α входной пучок отклоняется на угол $\varphi = 2\alpha$. Направление полета, как и в предыдущем случае, перпендикулярно к направлению сканирования.

Частота сканирования зеркальными многогранниками

$$f_c = nt,$$

где t — число граней; n — частота вращения, с^{-1} .

Существенный недостаток сканирующих систем с зеркальными многогранниками — срезание пучков. Вследствие этого заметно уменьшается поле обзора и увеличиваются габаритные размеры системы, поскольку активной частью периода сканирования будет та, в течение которой входной зрачок системы «вписывается» в

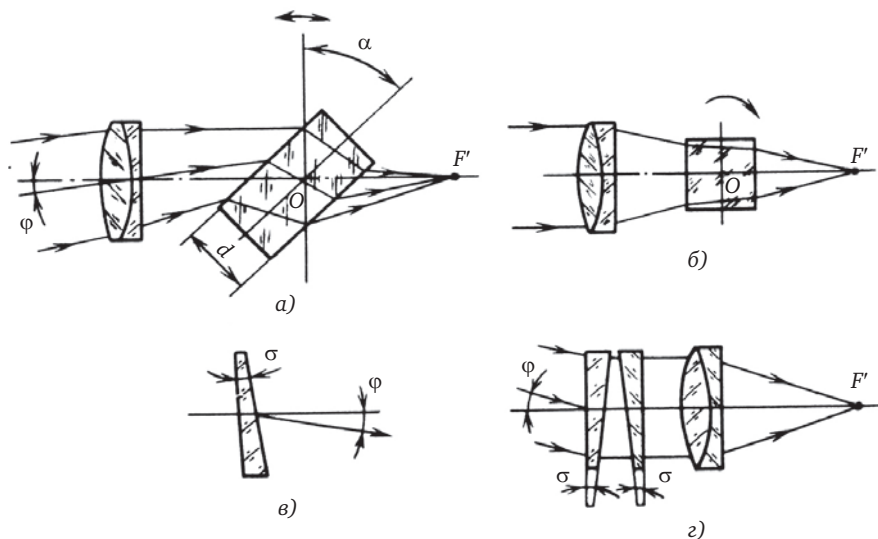


Рис. 2.37. Сканирование преломляющими элементами:

а — плоскопараллельной пластинкой; *б* — преломляющей призмой;

в — одиночным клином; *г* — парой клиньев

грань. С целью уменьшения габаритов зеркальные многогранники могут устанавливаться за телескопической системой.

Преломляющие элементы сканирующих систем. Как дефлекторы оптического излучения в сканирующих системах могут использоваться элементы, действие которых основано на преломлении излучения. К таким элементам относятся плоскопараллельные пластинки, преломляющие призмы и клинья.

Плоскопараллельные пластинки устанавливают в сходящихся пучках лучей за объективом (рис. 2.37, *а*). При сканировании плоскопараллельная пластинка осуществляет колебательное движение вокруг точки *О*, лежащей на оптической оси. Такое движение обеспечивает строчную траекторию сканирования. В общем случае зависимость угла отклонения пучка φ от угла поворота пластинки α имеет сложный характер. Для малых углов φ и α эта зависимость упрощается и имеет вид

$$\varphi = \frac{d}{f'} \left(\frac{n-1}{n} \right) \alpha,$$

где d — толщина пластинки; f' — фокусное расстояние объектива; n — показатель преломления материала пластинки.

Плоскопараллельная пластинка в сходящемся пучке лучей вносит aberrации и расфокусировку. Кроме того, сложен привод качания, ограничивающий частоту сканирования. Увеличить частоту сканирования позволяют преломляющие призмы, параллельные грани которых работают при сканировании как плоскопараллельные пластинки (рис. 2.37, б). Призма при сканировании непрерывно вращается вокруг точки O , лежащей на оптической оси и совпадающей с геометрическим центром призмы.

Основными недостатками систем с преломляющими призмами являются срезание пучков гранями, сравнительно малые углы обзора, нелинейность зависимости угла отклонения пучка φ от угла поворота призмы.

Действие оптических клиньев как дефлекторов основано на отклонении пучка клином на угол

$$\varphi = \sigma(n - 1),$$

где σ — угол при вершине клина; n — показатель преломления материала клина (рис. 2.37, в). При вращении клина вокруг оси, параллельной падающему лучу, выходной луч описывает в пространстве конус с углом при вершине, равным 2φ . Сканирование с такой траекторией называют *коническим*. Сечением конуса плоскостью объектива будет окружность. Часть этой окружности используют как рабочий участок траектории. Одиночный клин вносит значительные хроматические aberrации. При использовании комбинаций клиньев из материалов с различными показателями преломления хроматизм может быть значительно уменьшен.

Для осуществления строчной траектории сканирования применяют пару клиньев с одинаковыми углами α при вершине, вращающихся с одинаковыми скоростями во взаимно противоположных направлениях (рис. 2.37, г).

Угол отклонения φ луча при развороте каждого из клиньев на угол α от положения, при котором вершины клиньев находятся диаметрально противоположно, равен $\varphi = 2\sigma(n - 1)\sin\alpha$.

Очевидно, что $\omega_{\text{обз}} = \varphi_{\text{max}} = 2\alpha(n - 1)$.

С помощью пары оптических клиньев возможно получение различных траекторий сканирования, например, при вращении их

с одинаковой скоростью в одном направлении реализуется круговая траектория, при вращении в одном направлении с разными скоростями — спиральная траектория.

Вращающиеся клинья используют в основном при сканировании в параллельных пучках лучей из-за вносимых ими значительных aberrаций. Коэффициент полезного действия сканирования η_c систем с вращающимися клиньями низок и при строчной траектории сканирования не превышает величины 0,5 из-за синусоидального характера зависимости $\varphi = f(\alpha)$, при котором время обратного хода равно времени активной части периода развертки.

Помимо рассмотренных нами наиболее распространенных типов оптико-механических элементов сканирующих систем, существуют и другие, к числу которых относятся системы с V-образным зеркалом, системы с вращающимися объективами, оптико-механические системы с разверткой в пространстве изображений по типу системы Нипкова и др.

8.13. Аппаратурные источники излучения

В состав ОЭС обычно входят внутренние (аппаратурные) источники излучения, которые могут служить для создания опорного оптического сигнала, необходимого для калибровки данных, для проверки функционирования отдельных каналов ОЭС, осуществления синхронизации и коммутации каналов и других целей. В качестве аппаратурных источников излучения используются модели черного тела, серые тела, лампы накаливания и светодиоды и лазерные диоды (полупроводниковые лазеры).

Классические модели черного тела строятся на основе нагреваемых полостей в виде сферы, конуса или цилиндра (рис. 2.38).

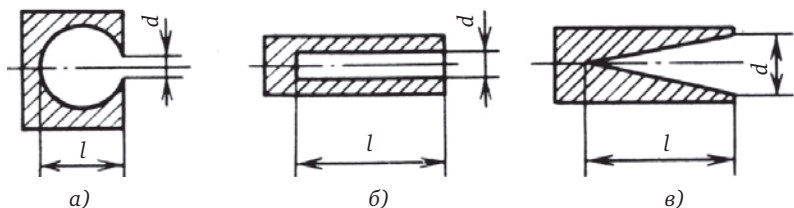


Рис 2.38. Полости моделей черного тела:

а — сферическая; б — цилиндрическая; в — коническая

Использование сферических полостей бывает часто неудобным в конструктивном отношении. Конические полости обеспечивают большие выходные отверстия, но несколько меньший коэффициент излучения. Коэффициент излучения для всех трех типов полостей может быть ориентировочно вычислен как

$$\varepsilon \approx 1 - \rho \left(\frac{d}{2l} \right)^2,$$

где ρ — коэффициент отражения поверхности полости, причем излучателем считается диафрагма d , ограничивающая выходное отверстие полости; l — длина полости. Коэффициент излучения полости (отверстия) всегда больше коэффициента излучения поверхности полости (стенок). Очевидно, что для увеличения ε поверхность делают шероховатой. Конструкции моделей черных тел, используемых для лабораторных калибровок, обычно достаточно сложны и включают системы нагревания, водяного охлаждения, датчики температуры полости, термоизоляцию, сменные диафрагмы для установки диаметра d выходного отверстия. Аппаратурные черные тела обычно значительно проще и могут быть изготовлены в виде специальных ламп накаливания (для высокотемпературных излучателей), вольфрамовые нагреваемые электрическим током пластины и упрощенные полостные излучатели.

Лампы накаливания состоят из стеклянного баллона (колбы), в котором в газовой среде находится тело накала в виде спирали, которые могут иметь различную форму. Телами накала могут быть вольфрамовые пластины, ленты, уголки и т. д. В колбе может быть предусмотрено окно, прозрачное для инфракрасного излучения. Введение в баллон защитного газа (азот или инертные газы) позволяет увеличить температуру накала на 200...400° С по сравнению с вакуумированными лампами.

Разновидностью ламп накаливания являются галогенные лампы. Баллон галогенных ламп изготавливают из кварца, поскольку для обеспечения работы галогенных ламп требуется температура баллона около 500...600 С°. Стекло при такой температуре размягчается. В газовую среду (аргон или ксенон) вводят небольшое количество йода, бромистого метила или бромистого метилена. Испарившиеся с нити накала частицы вольфрама оседают на стен-

ках баллона, образуя соединения вольфрама с бромом или йодом (при температуре $t > 250\text{ }^{\circ}\text{C}$). Это соединение, например йодистый вольфрам, переходит в газообразное состояние и при температуре $t > 1400\text{ }^{\circ}\text{C}$ вблизи нити накала разлагается на вольфрам и йод. Вольфрам оседает на нить накала. Таким образом, испарившийся вольфрам не оседает на стенках колбы. Это оседание имеет место в обычных лампах накаливания и приводит к потемнению колбы.

Принцип действия светодиода основан на явлении инжекционной люминесценции — испускании излучения при инжекции (впрыскивании) носителей заряда в р-п-переход, образованный в полупроводнике. Этот р-п-переход включают в прямом (проводящем ток) направлении, и электроны, впрыснутые в р-область, рекомбинируют с дырками. Избыточная энергия излучается в виде квантов света. Излучательная рекомбинация происходит в результате межзонных переходов, при этом длина волны излучения λ определяется шириной запрещенной зоны ΔE полупроводника:

$$\lambda = 1,24/\Delta E,$$

ΔE — ширина запрещенной зоны полупроводника, эВ.

Ширина запрещенной зоны определяется материалом полупроводника и примеси в нем, и, соответственно, возникает излучение с соответствующей длиной волны (табл. 12).

12. Длины волн и цвета излучения светодиодов

Полупроводник	λ , мкм	Цвет
GaAs	0,95 0,9	Инфракрасное излучение
GaP	0,69 0,55	Красный Зеленый
GaN	0,52 0,44	Зеленый Голубой
$\text{GaAl}_{1-x}\text{P}_x$	0,66 0,61	Красный Янтарный
$\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$	0,80 0,67	Инфракрасное излучение Красный
$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$	0,66 0,62 0,57	Красный Янтарный Желто-зеленый

Светодиоды на основе соединения галлия с мышьяком (GaAs) создают излучение в ИК-диапазоне спектра на длине волны, соответствующем максимальной чувствительности широко распространенных кремниевых приемников излучения (около 0,9 мкм), поэтому GaAs-светодиодам часто отдают предпочтение, если не требуется визуальное восприятие излучения. Для светодиодов характерны малые размеры (обычно менее 3 мм), низкие рабочие напряжения (1,5...3,5 В), малые токи (10...100 мА), большой срок службы (до 100 тыс. ч), возможность внутренней (по цепи питания) модуляции. Светодиод — малогабаритный, твердотельный источник излучения, у которого нет ни стеклянной колбы, ни нити накала как у лампы накаливания, поэтому он стоек к вибрации, ударам. Излучение светодиодов близко по свойствам к монохроматическому (ширина полосы спектра излучения составляет сотые доли мкм), что позволяет эффективно использовать спектральную фильтрацию. Мощность излучения светодиодов невысока и не превышает 100 мВт. Значительная часть мощности излучения светодиода теряется за счет полного внутреннего отражения на границе раздела кристалла с внешней средой. При переходе излучения из среды с показателем преломления n_2 в среду с показателем $n_1 < n_2$ угол полного внутреннего отражения определяется как

$$i = \arcsin \frac{n_1}{n_2}.$$

Кристаллы обладают большим показателем преломления, например для GaAs $n_2 = 3,3$, поэтому лишь узкий конус лучей внутри кристалла с углом при вершине $2i$ выходит из него. Для уменьшения потерь излучения кристалл полупроводника покрывают микролинзой из эпоксидной смолы, имеющей промежуточный показатель преломления между показателями преломления кристалла и воздуха. Типовая схема конструкции светодиода показана на рис. 2.39.

Полупроводниковые лазеры — это твердотельные лазеры, в которых рабочим веществом является полупроводник. Из общей большой группы твердотельных лазеров полупроводниковые лазеры выделяют в особый класс из-за специфичности свойств активной среды этих лазеров и методов накачки. В полупроводниковых лазерах используют следующие методы накачки: инжекцию носи-

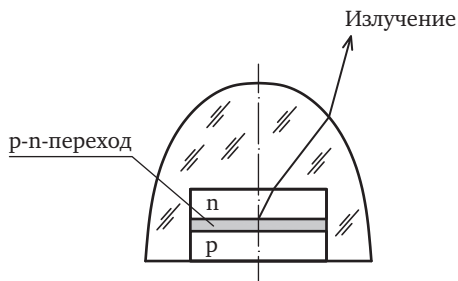


Рис. 2.39. Схема конструкции светодиода

телей заряда в р-п-переход, накачку электронным пучком, оптическую накачку и накачку путем пробоя в электрическом поле. Наибольшее распространение получили полупроводниковые лазеры с накачкой путем инжекции носителей заряда, которые строятся на базе диодов, и поэтому называются часто лазерными диодами. По сравнению со светодиодами, также содержащими р-п-переход, лазерные диоды имеют два основных отличия: встроенный оптический резонатор и значительно большие токи через р-п-переход (токи накачки), что и позволяет получить индуцированное когерентное излучение, обладающее на порядок меньшей шириной полосы спектра излучения, чем у светодиодов (1...2 нм).

Схема конструкции лазерного диода показана на рис. 2.40. Если ток, протекающий через р-п-переход в прямом (проводящем) направлении, больше некоторого порогового значения, то р-п-переход является усиливающей средой для излучения, распространяющегося вдоль р-п-перехода. За счет того, что противоположные грани кристалла полупроводника тщательно отполированы и строго параллельны, кванты света, движущиеся перпендикулярно торцам, многократно проходят через активную область и создают стимулированное когерентное излучение. Две другие грани кристалла имеют шероховатую поверхность и несколько скошенные торцы, чтобы не возникала генерация света при отражении от них. В качестве материалов лазерных диодов используют соединения GaAsP, AlGaAs, InGaAs, GaAs, InAs, InP и др. Длина волн излучения лазерного диода зависит от ширины запрещенной зоны, которая определяется химическим составом полупроводника. В настоящее время серийно выпускаются лазерные диоды, работающие на различных длинах волн в диапазоне от 0,63 до 1,5 мкм. Лазерные ди-

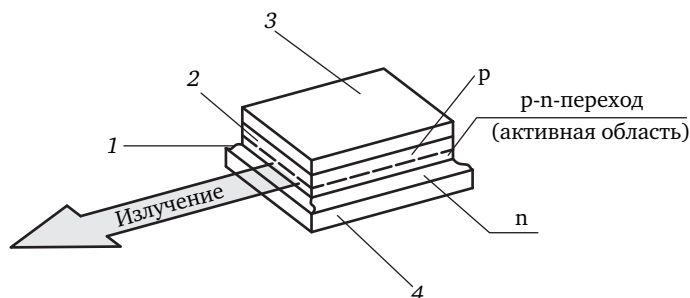


Рис. 2.40. Схема конструкции лазерного диода:

1 — сколотый торец; 2 — полированный торец; 3 — верхний электрод;
4 — нижний электрод

оды миниатюрны, удобны в управлении, поскольку имеют низкие питающие напряжения, могут работать как в непрерывном, так и в импульсном режимах с высокой частотой модуляции. Мощность излучения в непрерывном режиме составляет десятки мВт, в импульсном режиме — сотни мВт. Длительность импульсов может составлять десятки пс при частоте следования в сотни кГц. Угол расходимости лазерного пучка сравнительно большой — десятки градусов. Для уменьшения угла расходимости используются внешние или встроенные линзы-коллиматоры.

Полупроводниковыми лазерами и лазерными диодами иногда называют гибридные лазеры, состоящие из мощного светодиода накачки и наклеенного на него твердотельного активного элемента. Мощность таких лазеров может составлять десятки Вт.

Сопоставимые параметры и характеристики светодиодов и лазерных диодов приведены в табл. 13.

При измерениях параметров и характеристик объектов в области отраженного излучения используют эталонные отражающие поверхности. Идеальным эталонным рассеивателем является ортотропная (диффузная) полностью отражающая поверхность, энергетическая яркость которой одинакова во всех направлениях (см. разд. 2.5). В качестве моделей таких поверхностей используют обычно экраны, покрытые оксидом магния или сульфатом бария, баритовая бумага, молочные или матовые стекла. Наиболее близкими к идеальной ортотропной поверхности являются экраны с покрытиями из оксида магния. Такие экраны из-за их технологической сложности и низкой механической прочности использу-

13. Типовые параметры и характеристики светодиодов и лазерных диодов

Параметр	Лазерный диод	Светодиод
Диапазон возможных длин волн, мкм	0,63...1,5	0,4...1,5
Угол расходимости пучка, град	20...30	20...50
Ширина полосы спектра излучения	Единицы нм	Десятки нм
Состояние поляризации излучения	Поляризованное	Неполяризованное
Монохроматичность излучения	Монохроматическое	Квазимонохроматическое
Когерентность излучения	Когерентное	Некогерентное
Коллимация излучения	Используется	Не используется
Мощность в непрерывном режиме	Десятки мВт	До 10 мВт
Мощность в импульсном режиме	Сотни мВт	Десятки мВт
Длительность импульса	Десятки нс	Десятки мкс

ют только в лабораторных условиях измерений. Наибольшее распространение получили матовые и молочные стекла, работающие на пропускание или на отражение. Они достаточно ортотропны, прочны и стабильны и используются как аппаратурные источники излучения.

Для создания опорного оптического сигнала излучение аппаратурных источников должно быть, как правило, специальным образом сформировано с помощью оптической системы. Как пример рассмотрим оптическую схему внутреннего калибровочного канала многоспектрального сканера «Фрагмент», схема которого показана на рис. 2.41. Лампы накаливания с отражателями, установленные на платах, освещают диффузно отражающий матовый экран. Платы ламп являются одновременно диафрагмами и удалены от матового экрана на различные расстояния, что обеспечивает возможность создания различных по величине опорных сигналов. С помощью объектива и перископической системы зеркал опорный поток излучения $\Phi_{\text{оп}}$ фокусируется в плоскость изображения. В этой же плоскости строится изображение объектов входным объективом (на рисунке не показан), фокусирующим поток от объекта

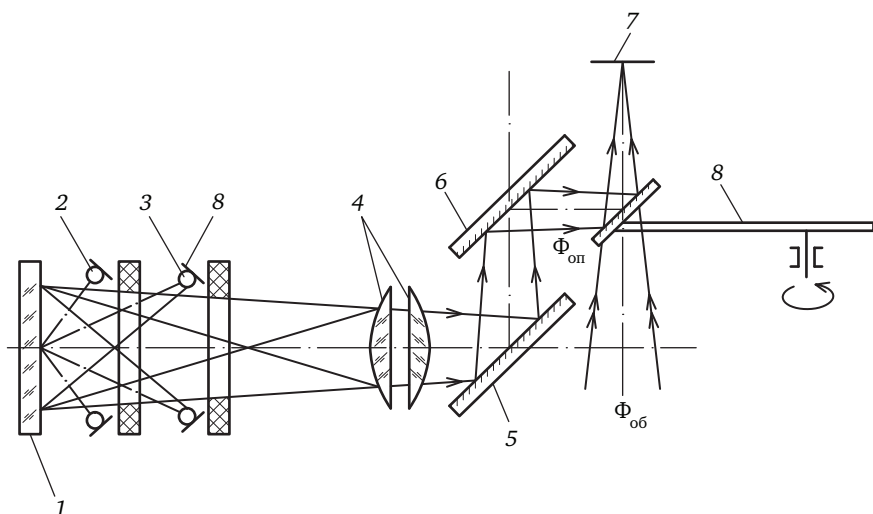


Рис. 2.41. Оптическая схема калибровочного канала:

1 — диффузный отражатель; 2, 3 — лампы накаливания; 4 — объектив; 5 — зеркало перископа; 6 — плоскость изображения; 7 — обтюратор-коммутатор; 8 — отражатели

$\Phi_{об}$. Обтюратор-коммутатор потоков синхронизирован со сканирующей системой. В течение активной части периода через коммутатор проходит поток $\Phi_{об}$. Во время пассивной части периода, соответствующей обратному ходу сканирующего зеркала, в пучок вводится плоское зеркало коммутатора, отражающее опорный поток и экранирующее поток $\Phi_{об}$.

Для калибровки данных в многоспектральных системах могут использоваться несколько излучателей, и в том числе излучение от Солнца. Эти излучатели поочередно вводятся в основной оптический канал во время пассивной части периода сканирования. Необходимость иметь несколько излучателей возникает из-за работы одновременно в нескольких спектральных диапазонах.

8.14. Передающие оптические системы

При работе ОЭС активным методом требуется формирование оптических пучков от источника излучения, облучающего объект. Эту роль выполняют специальные оптические системы, называе-

мые передающими. В большинстве случаев передающие оптические системы ОЭС дистанционного зондирования предназначены для уменьшения расходимости пучка (коллимации), хотя возможны и другие варианты — концентрация энергии излучения на некотором расстоянии, изменение (перестройка) угла расходимости (диаграммы направленности) излучения.

Простейшей коллимирующей системой является передающий объектив, в фокальной плоскости которого помещен источник излучения (рис. 2.42, а). При конечных размерах излучающей поверхности плоский угол расходимости пучка

$$2\theta^\circ = \frac{a}{f'_{об}} \rho^\circ, \quad (8.6)$$

где $f'_{об}$ — фокусное расстояние объектива; a — размер излучающей поверхности; $\rho^\circ = 57,3^\circ$. Объектив изображен в виде одиночной линзы, хотя чаще имеет более сложную конструкцию, необходимую для устранения aberrаций. Aberrационный угол расходимости пучка определяется выражением, аналогичным (8.6), в котором a — размер aberrационного кружка рассеяния объектива. Учет aberrационной расходимости необходим при использовании мало-

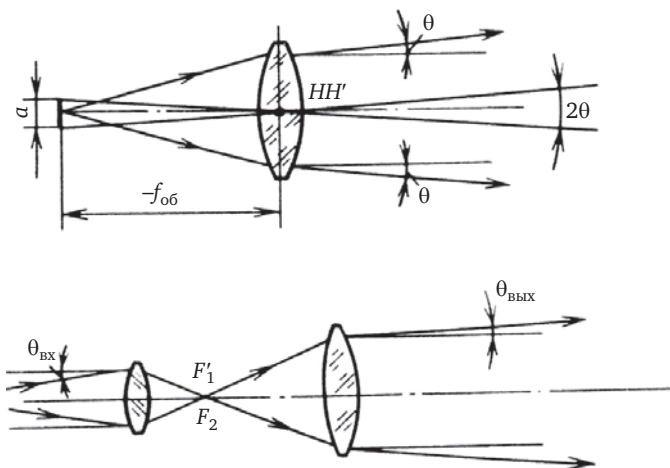


Рис. 2.42. Передающие оптические системы:
а — передающий объектив; б — телескопическая система

размерных излучателей в передающих системах, которыми могут быть светодиоды. Принципиально же угол расходимости пучка не может быть меньше дифракционной расходимости.

При коллимации лазерных пучков используют телескопические или близкие к ним квазителескопические системы. Угловое увеличение телескопической системы

$$\Gamma = \frac{\theta_{\text{ВЫХ}}}{\theta_{\text{ВХ}}} = \frac{f'_2}{f'_1},$$

где f'_1 и f'_2 — фокусное расстояние компонентов, $\theta_{\text{ВЫХ}}$ и $\theta_{\text{ВХ}}$ — расходимости пучков на выходе и входе телескопической системы. На выходе телескопической системы диаметр пучка увеличивается в Γ раз, но и расходимость его уменьшается в Γ раз (рис. 2.42, б).

Квазителескопические системы могут использоваться также для концентрации пучка на сравнительно большое расстояние и для изменения (перестройки) диаграммы направленности пучка. Представление телескопической системы в виде двух одинаковых линз также является упрощенным, поскольку реальные конструкции сложнее из-за необходимости их абберационной коррекции.

Приемники излучения

9.1. Классификация приемников излучения

Приемник излучения является важнейшим звеном оптико-электронной системы и по определению является ее неотъемлемой частью, входящей одновременно в состав и оптической системы, и электронного тракта. В чем состоит важность приемника излучения? Прежде всего, в том, что свойства приемника излучения во многом определяют разрешающую способность и чувствительность системы в целом, ее спектральный диапазон работы, дальность действия, ряд важнейших конструктивных параметров. Варьировать параметрами приемника излучения труднее, чем параметрами оптической системы и электронного тракта, поскольку в распоряжении разработчика системы имеется в большинстве случаев ограниченный выбор приемников излучения, удовлетворяющих поставленным требованиям. Ужесточить требования к параметрам приемника излучения, например по быстродействию или шумам, либо вообще не удастся, либо это достигается перестройкой технологии изготовления и, соответственно, резким повышением стоимости приемника, поскольку в большинстве случаев параметры выпускаемых серийно приемников излучения находятся на пределе существующего уровня технологии. К такому ужесточению прибегают лишь тогда, когда изменением параметров оптической системы и электронного тракта добиться удовлетворения требований технического задания не удастся. На приемник излучения возлагаются в ряде случаев важнейшие функции — спектраль-

ная и пространственная фильтрация, которые им осуществляются совместно с другими звеньями системы. В ряде случаев непосредственно в приемнике излучения осуществляется преобразование двумерной пространственной информации в одномерный электрический сигнал.

Приемники излучения классифицируют по принципу действия, спектральному диапазону чувствительности, конструктивным признакам и др. По принципу действия различают тепловые и фотонные (фотоэлектрические) приемники излучения. Действие тепловых приемников основано на изменении тех или иных его свойств при изменении температуры чувствительного слоя под воздействием падающего на этот слой излучения. Основными типами тепловых приемников являются болометры, термоэлементы и пироэлектрические приемники.

Действие фотонных приемников основано на изменении электронной структуры вещества при его облучении. Основными типами фотонных приемников являются фотоэлементы, фотоумножители, фоторезисторы, фотодиоды, фототранзисторы.

По спектральному диапазону работы различают неселективные приемники излучения, чувствительность которых не зависит от длины волны падающего излучения, и селективные приемники излучения, которые чувствительны к излучению лишь определенных длин волн.

По количеству чувствительных элементов разделяют одноэлементные и многоэлементные приемники излучения. С появлением многоэлементных приемников излучения (фотоматриц) оптико-электронные системы вышли на новый, более высокий конструкторско-технологический уровень, который можно определить как оптико-информационный. Действительно, дискретная матричная структура элементов приемников излучения предполагает использование цифровых методов обработки оптического изображения. Кроме того, преобразование оптического сигнала в электрический, что было основной функцией одноэлементных приемников излучения, дополнилось рядом других важнейших функций, таких как сканирование, интерполирование, выборка, пространственная фильтрация, задержка и интегрирование сигнала, которые могут осуществляться с помощью многоэлементных приемников излучения.

Многоэлементные приемники излучения также можно классифицировать по физическому принципу действия. Так, например, известны фоторезисторные, фотодиодные, пирозлектрические и другие типы многоэлементных приемников излучения. В настоящее время среди многоэлементных приемников излучения большое распространение получили приборы с зарядовой связью (ПЗС, англ. CCD — charge coupled device) и приемники, построенные на основе КМОП-технологии (комплиментарная логика на транзисторах со структурой металл-оксид-полупроводник, англ. CMOS — complementary metal-oxide semiconductor).

9.2. Параметры и характеристики приемников излучения

Для сравнения различных приемников излучения и проведения расчетов параметров оптико-электронных систем при выборе приемника излучения необходимо знание его параметров и характеристик. Практически невозможно установить систему параметров и характеристик приемников излучения, которая была бы единой для всех типов приемников. Это следует, прежде всего, из разнообразия физических принципов, лежащих в основе действия приемников излучения. Задача обобщения параметров и характеристик еще более усложняется при попытке объединить в общую систему параметры и характеристики одноэлементных и многоэлементных приемников излучения. Вместе с тем, можно определить группы параметров, общие для всех типов приемников в соответствии с физической сущностью преобразования сигналов. Такими группами могут быть параметры чувствительности, шумовые параметры и характеристики, спектральные параметры и характеристики, параметры и характеристики быстродействия (инерционности), энергетические характеристики, пространственные характеристики.

Параметры чувствительности. Под чувствительностью в измерительной технике понимают коэффициент преобразования входной величины в выходную величину, или, в дифференциальной форме, как отношение элементарного приращения входной величины к соответственному приращению выходной. Для приемника излучения входной величиной является поток излучения, а выходной — электрический ток или напряжение. В соответствии

с единицами измерения входных и выходных величин могут быть определены различные размерности чувствительности, называемой в общем случае интегральной чувствительностью приемника излучения (В/Вт; В/лм; А/Вт; А/лм)

$$S = \frac{dU_{\text{ВЫХ}}}{d\Phi_{\text{ВХ}}},$$

где $dU_{\text{ВЫХ}}$ — приращение выходного сигнала (напряжения или тока); $d\Phi_{\text{ВХ}}$ — приращение входного потока излучения или светового потока.

Чувствительность может быть определена и по отношению к монохроматическому потоку излучения, и в этом случае называется спектральной чувствительностью приемника излучения.

Для фотонных приемников излучения в качестве параметров чувствительности используют квантовую эффективность и квантовый выход. Под квантовой эффективностью $\eta_{\text{кэ}}$ понимается отношение числа зарегистрированных зарядов к числу фотонов, попавших на чувствительную площадку приемника излучения. Квантовый выход $\eta_{\text{в}}$ — отношение числа фотоэлектронов, образовавшихся в результате фотоэффекта, к числу упавших фотонов. Таким образом, квантовая эффективность меньше квантового выхода в K раз, где K — коэффициент преобразования заряда фотоэлектрона в зарегистрированный полезный сигнал.

Иногда по аналогии с фотографической техникой, под чувствительностью понимают минимальную освещенность объекта (scene illumination), необходимую для различения перехода от черного к белому в изображении, или соответствующую минимальную освещенность приемника излучения (image illumination). Более корректным в этом случае является использование в качестве параметра чувствительности минимальной освещенности на приемнике излучения, чем на объекте, поскольку в этом случае можно не указывать расстояние до объекта, его характеристики отражения, пропускание оптической системы и среды распространения излучения от объекта до приемника излучения.

Шумовые параметры и характеристики. Приемник излучения создает электрический сигнал, пропорциональный падающему на него потоку излучения. Но даже если приемник излучения не облучать, на его выходе всегда будет случайный электрический

сигнал, называемый шумом приемника излучения. Параметрами, связывающими входной и выходной сигналы приемника излучения, являются рассмотренные нами параметры чувствительности. Шумовому сигналу на выходе приемника также можно найти эквивалентный входной поток, или как иногда говорят мощность, эквивалентную шуму — NEP (noise equivalent power).

Укажем основные виды шумов приемников излучения. Их принято разделять на внешние (радиационные) и внутренние шумы. Радиационные шумы возникают из-за дискретности (квантовой структуры) падающего потока излучения. Радиационный шум имеет равномерно распределенную по спектру мощность («белый шум»).

Составляющими внутренних шумов обычно являются тепловой шум, генерационно-рекомбинационный шум, избыточный (токовый) шум и дробовый шум, а также характерные для многоэлементных приемников излучения коммутационные шумы и «геометрический» шум.

Тепловой шум (шум Джонсона) возникает вследствие случайного теплового движения носителей заряда. Тепловой шум увеличивается с увеличением температуры чувствительного слоя приемника излучения и его сопротивления. Этот шум является «белым» и так же, как и радиационный, является принципиально неустраняемым.

Генерационно-рекомбинационный шум вызывается флуктуациями скоростей генерации и рекомбинации носителей заряда в полупроводниках. Этот шум, свойственный только полупроводниковым приемникам излучения, преобладает на частотах до десятков кГц. На более высоких частотах им можно пренебречь по сравнению с тепловыми шумами.

Дробовой шум имеет место в приемниках излучения с внешним фотоэффектом и в полупроводниковых приемниках с р-п-переходами. Он возникает вследствие флуктуаций числа эмиттируемых электронов (в приборах с внешним фотоэффектом) или флуктуаций потока носителей заряда через р-п-переход и зависит от силы тока. Дробовой шум также имеет «белый» спектр.

Токовый (избыточный) шум возникает в связи с недостатками технологии изготовления контактов и обработки чувствительной поверхности приемника излучения. Величина этого шума обратно

пропорциональная частоте f , поэтому его часто называют шумом типа $1/f$. Токовый шум преобладает на низких частотах (обычно до 1 кГц), однако этот шум не является принципиально неустранимым и может быть уменьшен совершенствованием технологии.

В многоэлементных приемниках излучения возникают коммутационные шумы: шум переноса, шум считывания, шум сброса. Шум переноса возникает за счет потерь электронов во время переноса зарядовых пакетов из-за дефектов полупроводникового кристалла и оценивается числом потерянных электронов. Шум считывания возникает при выводе зарядовых пакетов из матрицы. Шум сброса — это тепловой шум детектирующего узла, через который выводится сигнальный заряд.

В ряде случаев в качестве параметров шума многоэлементных приемников излучения указывают неоднородность чувствительности его элементов («геометрический» или «структурный» шум).

Таким образом, источники шума в приемнике излучения многочисленны и разнообразны, поэтому используют обобщающие шумовые параметры. Для одноэлементных приемников излучения таким обобщающим параметром является пороговый поток, который можно трактовать как входной сигнал (поток излучения), вызывающий сигнал на выходе приемника излучения, равной шумовому сигналу. Почему же в качестве шумового параметра не использовать непосредственно величину электрических шумов? Дело в том, что энергетические расчеты оптико-электронной системы производятся в единицах потока излучения. Можно, например, рассчитать поток излучения, приходящий на входной зрачок объектива от определенного источника излучения. Для устойчивой работы системы необходимо, чтобы полученный сигнал превышал уровень шумов в определенное число раз, т. е., чтобы обеспечивалось заданное отношение сигнал/шум (S/N — signal/noise ratio). Для того чтобы рассчитать это отношение, электрические шумы следует выразить в единицах потока излучения, что можно сделать, зная чувствительность приемника излучения, т. е. определить эквивалентный шуму приемника поток излучения

$$\Phi_{\Pi} = \sqrt{\bar{u}_{\Pi}^2} / S,$$

где $\sqrt{\bar{u}_{\Pi}^2}$ — среднеквадратическое значение шума; S — интеграль-

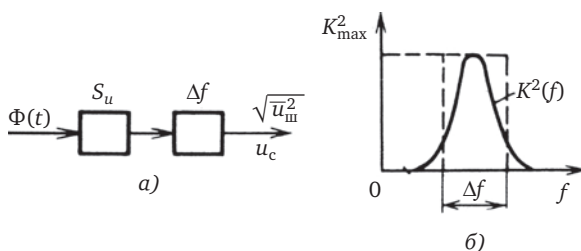


Рис. 2.43. К определению порогового потока:

а — схема измерений; *б* — шумовая полоса

ная чувствительность приемника излучения. Величина Φ_{Π} называется *порогом чувствительности* приемника излучения или его *пороговым потоком*. Измерения параметров одноэлементных приемников излучения, в том числе чувствительности, производят согласно действующим стандартам при модулированном потоке излучения. Поэтому пороговый поток определяется как среднее квадратическое значение первой гармоники действующего на приемник излучения модулированного потока излучения с заданным спектральным распределением, при котором среднее квадратическое значение первой гармоники напряжения (тока) выходного сигнала равно среднему квадратическому значению напряжения (тока) шума в заданной полосе частот на частоте модуляции потока излучения. Полосу частот выбирают, как правило, в пределах 20 % от частот модуляции, так, чтобы изменениями спектральной плотности шума в ее пределах можно было пренебречь.

Таким образом, измерение порогового потока предполагает наличие некоторого устройства, подключенного к выходу приемника излучения, с помощью которого измеряются шумы приемника (рис. 2.43). Обычно таким устройством является измерительный узкополосный усилитель с частотной характеристикой $K(f)$, настроенный на частоту модуляции потока излучения. Шумовая полоса такого усилителя Δf определяется как

$$\Delta f = \Delta f = \int_0^{\infty} K^2(f) df / K_{\max}^2,$$

где $K_{\max}$ — значение коэффициента усиления на резонансной частоте.

Очевидно, что чем больше Δf , тем большее значение будут иметь шумы, т.е. больше будет величина $\sqrt{\bar{u}_{\text{ш}}^2}$. В соответствии с этим и пороговый поток приемника ставится в зависимость от свойств измерительного усилителя или от шумовой полосы Δf , в которой измеряются шумы приемника. Для того чтобы избежать этой зависимости, шумы приемника излучения приводят к единичной полосе частот и определяют пороговый поток в единичной полосе частот ($\text{Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$; $\text{лм} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$) как

$$\Phi_{\text{п1}} = \frac{\sqrt{\bar{u}_{\text{ш}}^2}}{S\sqrt{\Delta f}} = \frac{\Phi_{\text{п}}}{\sqrt{\Delta f}},$$

при этом учтено, что величина $\sqrt{\bar{u}_{\text{ш}}^2}$ растет прямо пропорционально не Δf , а $\sqrt{\Delta f}$.

Установлено также, что шумы приемника излучения увеличиваются прямо пропорционально величине $\sqrt{A_{\text{пи}}}$, где $A_{\text{пи}}$ — площадь чувствительного элемента приемника излучения. Для сравнения шумовых свойств приемников излучения с различными площадками используют понятие «удельный пороговый поток» $\Phi_{\text{п}}^*$ ($\text{Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2} \cdot \text{см}^{-1}$; $\text{лм} \cdot \text{Гц}^{-1/2} \cdot \text{см}^{-1}$), определяемый как

$$\Phi_{\text{п}}^* = \Phi_{\text{п1}} / \sqrt{A_{\text{пи}}}.$$

Часто оперируют величинами, обратными $\Phi_{\text{п1}}$ и $\Phi_{\text{п}}^*$, называемыми обнаружительной способностью ($\text{Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2}$; $\text{лм}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2}$)

$$D = 1/\Phi_{\text{п1}},$$

и удельной обнаружительной способностью ($\text{Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$; $\text{лм}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$) приемника излучения

$$D^* = 1/\Phi_{\text{п}}^*.$$

Поскольку пороговые параметры приемников излучения зависят от условий измерений, важнейшими из которых являются спектральный состав излучения, частота модуляции, полоса частот, эти условия регламентируются соответствующими ГОСТами и указываются в паспорте приемника излучения. При работе приемника в условиях, отличных от условий паспортизации, необходим пересчет его параметров.

Пороговый поток как параметр шума многоэлементного приемника используют редко, в основном по отношению к приемникам, работающим в ИК-диапазоне спектра в режиме произвольной выборки элементов. Для тепловых многоэлементных приемников излучения используют в качестве параметров шума пороговую температуру $T_{\text{п}}$ и температурное разрешение ΔT . Шумовые и пороговые свойства ПЗС и КМОП-матриц, работающих в телевизионном режиме, наиболее часто характеризуют отношением сигнал/шум (S/N), измеряемым в децибелах:

$$S/N = 20 \lg \left(\frac{u_c}{\sqrt{u_{\text{ш}}^2}} \right),$$

где u_c — уровень видеосигнала. При $S/N = 50$ дБ и более изображение воспроизводится на мониторе без видимых признаков шума. При $S/N = 20$ дБ различимы лишь крупные контрастные объекты.

Параметры и характеристики быстродействия. Быстродействие одноэлементного приемника излучения характеризуется постоянной времени $\tau_{\text{пн}}$ — промежутком времени, в течение которого сигнал на выходе приемника излучения уменьшается в e раз после прекращения облучения приемника или возрастает до уровня $(1 - 1/e)$ от его равновесного состояния при облучении, где e — основание натурального логарифма. Допустим, в момент времени t_1 начинается облучение приемника излучения (рис. 2.44). Выходной сигнал $u(t)$ достигает установившегося значения вследствие инерционности приемника излучения не мгновенно, а за определенный промежуток времени. Примем установившееся значение выходного сигнала за единицу. Тогда интервал $t_1 - t_2$ является по-

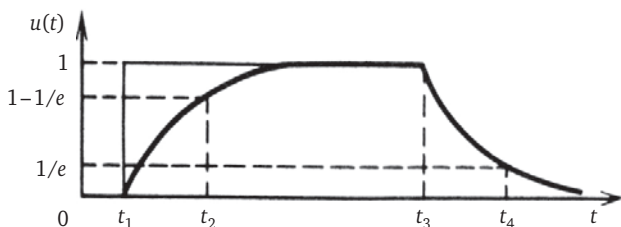


Рис. 2.44. К определению постоянной времени

стоянной времени приемника. Если облучение прекращается в момент t_3 , то постоянной времени будет интервал $t_4 - t_3$. Характеристика, описывающая изменение выходного сигнала при ступенчатом входном воздействии, называется переходной характеристикой.

Для тепловых приемников излучения быстродействие зависит от теплоемкости чувствительного элемента, которая определяет скорость, с которой чувствительный элемент нагревается и охлаждается. Для фотонных приемников быстродействие определяется скоростями генерации и рекомбинации носителей заряда. Если многоэлементный приемник излучения работает в режиме, отличном от стандартного режима развертки (телевизионного стандарта), то для характеристики его быстродействия используют время накопления t_n , частоту коммутации f_k и минимальную (пороговую) экспозицию H_n . Пороговая экспозиция определяется как произведение минимально необходимой для получения требуемого отношения сигнал/шум облученности E_n («чувствительности») на время накопления: $H_n = E_n t_n$, т. е. минимальное время накопления $t_n = H_n / E_n$. Отсюда следует, что быстродействие многоэлементных приемников излучения может характеризоваться максимальным значением тактовой частоты опроса элементов $f_T = 1 / t_n$. Чем больше число элементов приемника, тем выше требуется частота f_T при заданной частоте кадров. В условиях достаточной освещенности частота f_T имеет определенный предел, определяемый инерционностью зарядовых пакетов и их взаимодействием с полупроводником при переносе зарядов. Время накопления в этом случае быстродействия приемника излучения не ограничивает. Напротив, при работе в режиме малых освещенностей на первый план выходит экспозиция, которая и ограничивает быстродействие. Так, например, время считывания кадра, формируемого специальными крупноформатными ПЗС-матрицами, может составить десятки минут. В ряде случаев быстродействие ПЗС- и КМОП-камер определяется не самой матрицей, а схемами преобразования сигнала и быстродействием компьютера.

Спектральная характеристика — это зависимость чувствительности приемника излучения от длины волны. Спектральная характеристика приемника излучения может задаваться либо в абсолютных, либо в относительных единицах. Характеристика относительно спектральной чувствительности вычисляется как

$s_{\lambda}^{\text{отн}} = s_{\lambda}/s_{\lambda m}$ причем $s_{\lambda m}$ — максимальное значение спектральной чувствительности. Спектральная характеристика одноэлементного приемника излучения часто задается как зависимость удельной обнаружительной способности D^* от длины волны. Такое выражение спектральной характеристики, очевидно, более предпочтительно, поскольку оно более полно учитывается свойства приемника излучения. Спектральная характеристика идеального теплового приемника — прямая линия, параллельная оси λ , таким приемником излучение поглощается одинаково на всех длинах волн. В реальных тепловых приемниках на форму спектральной характеристики влияет спектральная характеристика материала защитного окна и поглощающего покрытия чувствительного слоя. Для фотонных приемников вид спектральной характеристики определяется рядом факторов — в первую очередь, материалом чувствительной поверхности, а также толщиной чувствительного элемента, технологией изготовления, охлаждением и др. Однако для конкретного приемника спектральная характеристика в рабочем режиме остается неизменной. Для фотонных приемников характерно наличие длинноволновой границы чувствительности, определяемой значением энергии фотонов падающего излучения, меньше которого ее недостаточно для возбуждения носителей заряда.

Очевидно, что спектральная характеристика источника и приемника излучения должны быть согласованы между собой. Эффективность приема излучения определенного спектрального состава приемником с заданной спектральной характеристикой характеризуется коэффициентом использования излучения приемником, определяемого как

$$\varphi = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_{\lambda}^{\text{отн}} \Phi_{e\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} \Phi_{e\lambda} d\lambda},$$

где $\Phi_{e\lambda}$ — спектральная плотность потока излучения, λ_1 и λ_2 — границы спектральной чувствительности приемника излучения.

Чем больше величина φ , тем в большей степени согласованы спектральные характеристики излучателя и приемника излучения.

Коэффициент использования излучения приемником может служить критерием при выборе селективного приемника излучения по спектральной характеристике. Подчеркнем, что этот коэффициент не является каким-либо абсолютным критерием качества приемника излучения и может быть различным для одного и того же приемника по отношению к излучателям с различным спектром. Знание коэффициента использования излучения приемником важно при пересчете его параметров к условиям работы по реальному излучателю с иным спектром излучения, чем эталонный, по которому параметры приемника указаны в его паспорте.

Энергетическая характеристика и динамический диапазон.

Энергетическая характеристика — это зависимость выходного сигнала приемника от величины падающего потока излучения. Крутизна этой характеристики, определенная в некоторой точке, есть не что иное, как чувствительность приемника излучения (интегральная или спектральная).

Энергетическая характеристика имеет ограниченный диапазон линейности — диапазон значений потока излучения, в котором чувствительность приемника постоянна, т.е. выходной сигнал прямо пропорционален падающему потоку, или число электронов, образующих зарядовый пакет, пропорционально числу падающих фотонов. Диапазон линейности связан с динамическим диапазоном приемника излучения, определяемым как отношение максимально возможного выходного сигнала к уровню шума приемника излучения. Динамический диапазон определяет возможность работы приемника излучения в условиях различной освещенности, а диапазон линейности — фотометрическую точность передачи яркости объекта.

Пространственные параметры и характеристики. Введение пространственных характеристик, определяющих пространственно-частотные свойства приемников излучения, в настоящее время становится при анализе и синтезе оптико-электронных устройств все более неизбежным. Это касается и одноэлементных, и многоэлементных приемников излучения. Но если пространственные характеристики одноэлементных приемников определяются достаточно просто при известной геометрии площадки и распределении чувствительности по ней, то при использовании многоэлементных приемников излучения рассчитать эти характеристики сложнее, но

требуется почти всегда. К пространственным характеристикам относятся пространственно-частотная характеристика, контрастно-частотная характеристика и апертурная характеристика.

Пространственно-частотная характеристика — это комплексная функция, являющаяся преобразованием Фурье от распределения чувствительности элементов приемника излучения. Ее модуль — контрастно-частотная характеристика — имеет физический смысл зависимости глубины модуляции сигнала с выхода приемника излучения от пространственной частоты изображения. Следует отметить, что пространственно-частотная характеристика многоэлементного приемника излучения определяется как геометрическими факторами (размерами чувствительных элементов, зазорами, числом элементов), так и физическими процессами, происходящими в нем (растеканием зарядов, электрическими связями между элементами и др.). Физические процессы в различных типах многоэлементных приемников разнообразны, и поэтому весьма сложно создать общую модель этих составляющих пространственно-частотной характеристики.

Экспериментальное определение пространственно-частотных характеристик приемников излучения имеет известные трудности, связанные, прежде всего, с необходимостью разделения характеристик приемника и используемой аппаратуры. Более предпочтительным в некоторых случаях представляется экспериментальное определение апертурной характеристики — зависимости выходного сигнала от координаты светового зонда, размеры которого гораздо меньше размеров элемента приемника и зазоров между элементами приемника.

Параметром, учитывающим какая часть площадки многоэлементного приемника чувствительна к излучению, является коэффициент заполнения («fill factor»), определяемый как отношение площади чувствительного элемента приемника к общей площади пикселя.

9.3. Тепловые приемники излучения

Наиболее распространенными тепловыми приемниками излучения являются термоэлементы, болометры и пироэлектрические приемники.

Принцип действия термоэлемента заключается в возникновении электродвижущей силы в цепи, состоящей из двух разнородных материалов, находящихся в контакте (имеющих спай) при нагревании места их спаивания. К месту спаивания прикрепляется приемная площадка, воспринимающая падающее излучение и нагреваемая под воздействием этого излучения. Приемная площадка изготавливается из черненной золотой фольги, толщиной около 0,5 мкм. Материалы, образующие спай, выполняются в виде металлических или полупроводниковых проволочек диаметром около 25 мкм и длиной несколько миллиметров. В металлических термоэлементах используются пары висмут — серебро, медь — константан, висмут — сплав висмута с оловом и другие материалы. В полупроводниковых термоэлементах в качестве материалов применяется сурьма, кремний, теллур, селен. Свободные концы проволочек термоэлемента присоединяют к массивному металлическому держателю, который обеспечивает постоянную их температуру. Часто несколько термоэлементов соединяют последовательно, образуя так называемый термостолбик, при этом повышается чувствительность и увеличивается площадь чувствительной поверхности. Интегральная чувствительность термоэлементов может составлять десятки $\text{В} \cdot \text{Вт}^{-1}$, а порог чувствительности около $10^{-9} \dots 10^{-10} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$. Площадь чувствительной площадки термоэлемента обычно составляет около $0,5 \dots 1,5 \text{ мм}^2$.

Термопарные многоэлементные приемники излучения (радиационные термопары) состоят из элементов (пикселей), содержащих по два перехода между металлами или полупроводниками р и n типа. Один переход («горячий») облучается, другой («холодный») экранирован от излучения. Между «горячим» и «холодным» переходами при облучении возникает ЭДС. Типовое число элементов в термопарных матрицах составляет 128×128 , размеры пикселей имеют порядок $128 \text{ мкм} \times 128 \text{ мкм}$. В термопарных линейках размеры пикселей могут быть уменьшены до 50 мкм. Эквивалентная шуму разность температур (NETD) составляет около 0,5 К. Термопарные многоэлементные приемники излучения не требуют охлаждения.

Принцип действия болометров заключается в изменении сопротивления металла или полупроводника под воздействием изменения температуры, происходящего вследствие поглощения

падающего излучения. Относительное изменение сопротивления болометра R_6 при изменении его температуры ΔT в случае, если $\Delta R_6 \ll R_6$, можно представить как

$$\frac{\Delta R_6}{R_6} = \beta_T \Delta T,$$

где β_T — температурный коэффициент сопротивления. Для большинства металлов $\beta_T = 1/T$, а для большинства полупроводников $\beta_T = -300/T^2$. В современных металлических болометрах β_T соответствует около 0,5 %/°C, а в полупроводниковых доходит до 4,2 %/°C.

В так называемых сверхпроводящих болометрах используется явление сверхпроводимости, возникающее при глубоком охлаждении металлов. При этом в некотором переходном к сверхпроводящему состоянию режиме для некоторых сплавов металлов температурный коэффициент сопротивления достигает величин, гораздо больших, чем в неохлаждаемых болометрах. Так, для часто применяемого в сверхпроводящих болометрах нитрида ниобия β_T достигает величины 5000 %/°C.

Болометры обычно включают по мостовой схеме, которая питается постоянным или переменным током (рис. 2.45). В одно из плеч моста включают компенсационный болометр, который служит для устранения влияния температуры окружающей среды на балан-

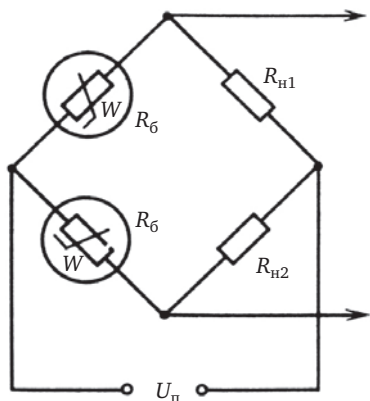


Рис. 2.45. Схема включения болометра

сировку моста. Компенсационный болометр работает в темновом режиме. При изменении температуры окружающей среды оба болометра в одинаковой степени изменяют свое сопротивление и баланс моста сохраняется.

Многоэлементные болометрические приемники излучения (микроболометрические матрицы) в настоящее время широко используются для получения теплового изображения. Их основными достоинствами являются возможность реализации сравнительно длительного накопления сигнала и работа без охлаждения. Основой устройства таких матриц является микроболометрический элемент, имеющий в большинстве типов матриц так называемую мостовую конструкцию. В качестве термочувствительных элементов используются мембраны из оксида ванадия, технологически совместимые с кремниевыми элементами. Микроболометрический элемент представляет собой площадку, чей тепловой и электрический контакт с конструкцией матрицы осуществляется через тонкие электропроводящие опоры высотой 2...3 мкм. Размеры элементов современных болометрических матриц имеют порядок 20 мкм, число элементов в матрице может составлять до 10^5 (типовой формат 320×240). Микроболометрические матрицы являются неохлаждаемыми приемниками излучения, характеризующиеся эквивалентной шуму разностью температур порядка 50 мК.

Принцип действия пироэлектрического приемника заключается в возникновении электрического заряда на обкладках конденсатора, диэлектриком которого служит сигнетоэлектрик — вещество, на поверхности которого появляется электрический заряд при механических деформациях. Эти деформации возникают вследствие неравномерного нагрева обкладок конденсатора.

В пироэлектрических приемниках выходной сигнал пропорционален скорости изменения температуры чувствительного слоя, поэтому они нечувствительны к постоянному потоку, что является существенной особенностью применения таких приемников.

Пироэлектрические приемники излучения не требуют дополнительного источника питания и охлаждения. Пироэлектрическим материалом может служить мелкозернистая керамика титаната бария (BaTiO_3) или трехслойные монокристаллы триглицинсульфата.

В простейшей форме пироэлектрический приемник состоит из пластинки пироэлектрического материала толщиной около десят-

ков микрометров (в случае BaTiO_3) или до 10 мкм (триглицинсульфат) и площадью в несколько квадратных миллиметров. На противоположные стороны пластинки наносятся токопроводящие слои, толщиной около 100 нм, а на облучаемый электрод дополнительно наносят поглощающий слой — золотую чернь.

Удельная обнаружительная способность пироэлектрических приемников составляет порядка $10^9 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$ на частотах до 10 Гц и $10^3 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$ на частотах до 1 кГц.

Многоэлементные пироэлектрические приемники излучения (пироэлектрические матрицы) имеют размеры пикселей порядка 40 мкм при типовом числе элементов 320×240 . Значение эквивалентной шуму разности температур составляет обычно 30...40 мК. Пироэлектрические матрицы не требуют охлаждения.

Оценивая в целом достоинства и недостатки тепловых приемников, следует отметить, что основное их преимущество — чувствительность в широком спектральном диапазоне. Теоретически спектральная характеристика тепловых приемников равномерная. На практике это не выполняется в широком диапазоне длин волн, что связано с тем, что тепловые приемники имеют чернение, обеспечивающее лучшее поглощение падающего излучения, а чернящий слой обладает селективным отражением. Кроме того, приемники излучения могут иметь защитные покрытия (окна). В этом случае спектральная характеристика такого приемника определяется пропусканием окна. В ряде случаев тепловые приемники отличаются высокой чувствительностью, простотой конструкции (одноэлементные термоэлементы, болометры), не требуют охлаждения.

Основной недостаток тепловых приемников излучения — низкое быстродействие, как следствие инерционности тепловых процессов.

9.4. Фотоэлементы, фотоэлектронные умножители и электронно-оптические преобразователи

Явление внешнего фотоэффекта, на котором основано действие фотоэлементов, фотоумножителей и электронно-оптических преобразователей, заключается в испускании электронов с поверхности чувствительного слоя (фотокатода) этих приемников излучения под воздействием падающего излучения. Механизм внешнего

фотоэффекта заключается в поглощении падающего фотона излучения, передаче энергии фотона электрону, диффузии электрона к поверхности металла и прохождении электрона через поверхностный потенциальный барьер в вакуум. Энергия поглощенного фотона должна быть достаточной для того, чтобы возбужденный им электрон смог преодолеть поверхностный потенциальный барьер. Известно, что энергия фотона ε определяется частотой ν или длиной волны λ излучения:

$$\varepsilon = h\nu = hc / \lambda,$$

где h — постоянная Планка. Поэтому существует граничная длина волны $\lambda_{\text{гр}}$, определяющая минимальное значение энергии, при котором внешний фотоэффект наблюдается.

Минимальная энергия фотона, необходимая для возникновения внешнего фотоэффекта, называется работой выхода. Фотоны излучения с длиной волны большей $\lambda_{\text{гр}}$ обладают энергией меньшей, чем работа выхода, и внешнего фотоэффекта вызвать не могут.

В качестве фотокатодов фотоэлементов и фотоэлектронных умножителей используются сложные соединения, такие как Ag—O—Cs , Bi—Ag—O—Cs , Cs_3Sb , многощелочные соединения и др. Современные фотокатоды обеспечивают чувствительность фотоэлементов и фотоэлектронных умножителей в ультрафиолетовой, видимой и ближней ИК-областях спектра.

Фотоэлемент конструктивно представляет собой стеклянный баллон, на внутреннюю поверхность которого нанесен фотокатод. Баллон может быть вакуумированным (в вакуумных фотоэлементах) или наполняться инертным газом (в газонаполненных фотоэлементах). Обычно в центре баллона располагается анод, выполненный в виде металлической пластинки или кольца. Между фотокатодом и анодом проложено питающее напряжение порядка сотен вольт.

Интегральная чувствительность фотоэлементов определяется по световому потоку, поскольку фотоэлементы и фотоэлектронные умножители работают в основном в видимой области спектра. У газонаполненных фотоэлементов интегральная чувствительность выше, чем у вакуумных, и достигает сотен мкА/лм. У вакуумных эта величина в 5—7 раз меньше. Однако инерционность газонаполненных фотоэлементов характеризуется постоянной времени

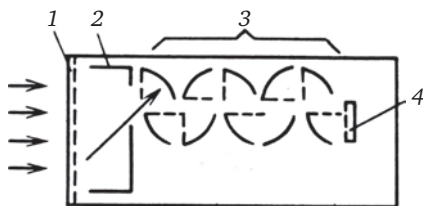


Рис. 2.46. Схема ФЭУ:

1 — фотокатод; 2 — фокусирующий электрод; 3 — диноды; 4 — анод

как минимум на порядок большей, чем у вакуумных фотоэлементов.

В фотоэлектронных умножителях для увеличения чувствительности используется вторичная электронная эмиссия, заключающаяся в испускании вторичных электронов с поверхности специальных электродов (динодов) при бомбардировке этих электродов первичными электронами. Механизм вторичной электронной эмиссии схож с механизмом фотоэлектронной эмиссии. Основное различие состоит в том, что вторичную электронную эмиссию вызывает взаимодействие электронов твердого тела (динодов) с первичными электронами, а не с фотонами излучения. Устройство такого умножителя схематично представлено на рис. 2.46. Электроны, эмиттируемые фотокатодом, направляются формирующим электродом на первый динод, вызывая вторичную электронную эмиссию с поверхности этого динода. Эмиттированные со второго динода электроны направляются на третий динод, имеющий электрический потенциал выше первого, и т. д. В результате образуется лавинообразный процесс усиления тока.

Конструктивно фотоэлектронный умножитель представляет собой стеклянный баллон, внутри которого монтируется катодная камера, система динодов и анодный блок. В современных аналогах применяются как полупрозрачные фотокатоды, работающие «на просвет», так и фотокатоды, работающие «на отражение». Входное окно может располагаться или на торце, или на боковой стенке колбы. Материалами динодов могут служить соединения типа SbO_3 и окисленные сплавы AgMg , AlMg и др. Электроды имеют металлические выводы, расположенные обычно на торце стенок колбы. Баллоны таких умножителей обычно снабжены многоштырьковыми цоколями.

Спектральные характеристики фотоэлементов и фотоэлектронных умножителей определяются, в принципе, типом фотокатода. Однако необходимо учитывать пропускание материала входного окна, особенно со стороны коротких длин волн. Так, например, коротковолновая граница пропускания электровакуумных стекол лежит в области $0,3...0,34$ мкм.

Интегральная чувствительность s_i фотоэлектронного умножителя определяется интегральной чувствительностью фотокатода $s_{i\text{фк}}$ и коэффициентом усиления K , причем $s_i = s_{i\text{фк}}K$.

Коэффициент усиления в свою очередь определяется числом каскадов усиления данного умножителя и сильно зависит от величины питающего напряжения, поэтому интегральная чувствительность его может изменяться в зависимости от режима работы.

В фотоэлектронных умножителях преобладают дробовый и тепловой шум, определяющие его пороговые свойства. Порог чувствительности современных аналогов может достигать величин порядка 10^{-13} лм·Гц $^{-1/2}$, что позволяет регистрировать малые сигналы.

Как внешний фотоэффект, так и вторичная электронная эмиссия — практически безынерционные процессы, поэтому фотоэлементы и фотоэлектронные умножители весьма малоинерционные приемники излучения. Их постоянная времени определяется разбросом времени пролета электронов в межэлектронных промежутках и паразитной емкостью схемы включения и оценивается величинами не более 10^{-7} с (типичное значение 10^{-12} с).

Разработаны специальные конструкции фотоэлектронных умножителей, например со скрещенными полями, обеспечивающие работу на частотах до единиц ГГц.

Размеры их в зависимости от типа измеряются в широких пределах. Малогабаритные умножители имеют баллоны диаметром $15...20$ мм и длиной $75...90$ мм. Диаметр чувствительной площадки около 10 мм. Однако существуют умножители с диаметром чувствительной площадки порядка 100 мм и более.

Оценивая в общем достоинства фотоэлектронных умножителей, необходимо прежде всего отметить их высокую чувствительность и малую инерционность по сравнению с другими типами приемников излучения. Однако факторами, ограничивающими применение фотоэлектронных умножителей в ОЭС дистанцион-

ного зондирования, являются ограниченный диапазон спектральной чувствительности (только видимая и ближняя ИК-области до 1,2 мкм), большие габариты и высокое напряжение питания.

Своеобразными приемниками излучения с внешним фотоэффектом являются электронно-оптические преобразователи, предназначенные для усиления яркости оптического изображения, часто сопровождаемое переносом оптического спектра изображения, получаемого на фотокатоде преобразователя в ультрафиолетовой или ближней ИК-области спектра, в видимое изображение на флуоресцирующем экране. В простейшем случае электронно-оптический преобразователь состоит из стеклянного вакуумированного баллона, на одной стороне которого нанесен полупрозрачный фотокатод, а на другой — флуоресцирующий экран. Между фотокатодом и экраном проложено постоянное высокое питающее напряжение. На фотокатоде строится оптическое изображение. Излучение, попадающее на фотокатод, выбивает с его поверхности электроны, распределение плотности которых соответствует распределению облученности фотокатода. Электрическим полем электроны, выбитые в каждой точке фотокатода, стягиваются в узкий пучок, бомбардирующий экран, вызывая его флуоресценцию, яркость которой зависит от числа выбитых в данной точке электронов и соответственно от облученности соответствующей точки фотокатода.

Применительно к электронно-оптическим преобразователям используют следующие параметры, представляющие их свойства: диаметр кружка рассеяния на флуоресцирующем экране, разрешающая способность в лин/мм, электронно-оптическое увеличение, яркость темного фона, время после свечения экрана, коэффициент преобразования яркости.

Для увеличения разрешающей способности и диаметра кружка рассеяния на экране применяют фокусировку электронных пучков с помощью электростатического и электромагнитного полей, создаваемых специально вводимыми в электронно-оптический преобразователь системами фокусировки.

Время послесвечения может изменяться от единиц микросекунд до нескольких часов и зависит от свойств люминофора экрана. Яркость темного фона определяется термоэлектронной эмиссией фотокатода, током ионов из-за остатков газа в баллоне и некоторыми другими факторами. Темновой ток уменьшается при охлаж-



Рис. 2.47. Схема канала канального усилителя:
1, 2 — электроды; 3 — диэлектрик; 4 — эмитирующий слой

дении фотокатода и при уменьшении напряженности поля вблизи фотокатода. Для увеличения коэффициента преобразования, определяемого как отношение потока на экране $\Phi_{\text{э}}$ к потоку на фотокатоде $\Phi_{\text{к}}$, в электронно-оптических преобразователях первого поколения использовались каскадные (многокамерные) конструкции и усиление фототока с помощью специальных динодов, обладающих вторичной электронной эмиссией «на прострел».

В современных электронно-оптических преобразователях для увеличения коэффициента преобразования используют блоки канальных и микроканальных усилителей.

Канальный усилитель представляет собой трубку из диэлектрика, внутренняя поверхность которой покрыта эмиттирующим слоем толщиной в десятые доли нм (рис. 2.47). Торцы трубок покрывают токопроводящей краской, обеспечивающей электрический контакт с эмиттирующим слоем. Канальные усилители соединяют в блок, имеющий вид шайбы диаметром порядка 25...30 мм. Блок помещают между фотокатодом и экраном. Диаметр каналов канальных усилителей составляет $d = 0,1...0,8$ мм при $l/d = 50...100$. Современные канальные усилители имеют коэффициент усиления порядка 10^5 .

Микроканальные усилители имеют вид плоских шайб, называемых микроканальными пластинами (МКП) содержащих микроканалы с плотностью размещения порядка 5000 на мм^2 и диаметром около 10 мкм.

Наряду с МКП в современных ЭОП широко используются волоконно-оптические пластины (ВОП) в виде плоско-вогнутых шайб с регулярной укладкой волокон.

Схема ЭОП с микроканальными и волоконно-оптическими пластинами показана на рис. 2.48. Изображение проецируется на пло-

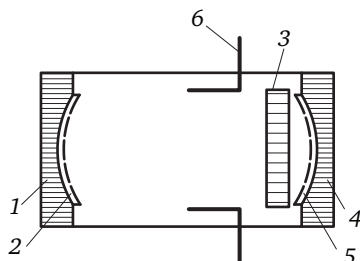


Рис. 2.48. Схема ЭОП:

1 — входная волоконно-оптическая пластина; 2 — фотокатод; 3 — микроканальная пластина; 4 — выходная волоконно-оптическая пластина; 5 — экран; 6 — фокусирующие электроды

скую поверхность ВОП и переходит на ее вогнутую сторону, на которой сформирован фотокатод. Электронной линзой, создаваемой фокусирующими электродами, электронное изображение переносится на экран, совмещенный с вогнутой стороной выходной ВОП. Для усиления фототока используется МКП, расположенная перед экраном. Изображение наблюдается на плоской стороне ВОП. Вогнутая форма фотокатода и экрана позволяет исправить aberrации, в частности, кривизну поля, и перенести изображение с фотокатода на экран с минимальными искажениями. Наряду с развитием ЭОП с электростатической фокусировкой созданы плоские конструкции приборов, в которых перенос изображения с фотокатода на экран осуществляется непосредственно МКП, расположенной вплотную к фотокатоду и экрану. В таких конструкциях ВОП используется только в экранном модуле конструкции.

Известны разработки ЭОП, в которых выходное изображение преобразуется в видеосигнал с помощью интегрированного в конструкцию многоэлементного приемника излучения. В этом случае возможна видеозапись изображения и наблюдение его на удаленном дисплее.

9.5. Фоторезисторы и QWIP-приемники

Действие фоторезисторов основано на эффекте фотопроводимости (внутреннем фотоэффекте). Внутренним фотоэффектом называют процесс взаимодействия излучения с веществом, в результате которого электроны вещества изменяют свое энергетическое

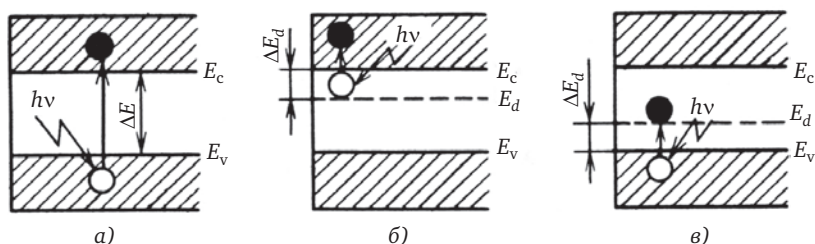


Рис. 2.49. Энергетические диаграммы к описанию механизма фотопроводимости:

а — собственная фотопроводимость; *б* — донорная фотопроводимость;
в — акцепторная фотопроводимость

состояние под воздействием квантов падающего излучения. В приемниках излучения в качестве такого вещества используются полупроводниковые материалы.

Согласно зонной теории полупроводников, для электронов существуют разрешенные и запрещенные энергетические состояния (зоны). Эти зоны обозначаются энергетическими диаграммами. Такие диаграммы показаны на рис. 2.49. Возможные значения энергии связанного электрона образуют валентную зону, а возможные значения энергии свободного электрона — зону проводимости. Эти зоны являются разрешенными. В них можно указать граничные уровни: E_c — минимальная энергия свободного электрона, E_v — максимальное значение энергии связанного электрона. Разность энергий $E_c - E_v = \Delta E$ дает ширину запрещенной зоны.

Различают собственную и примесную фотопроводимости. Собственная фотопроводимость возникает в беспримесных (собственных) полупроводниках. Механизм собственной фотопроводимости заключается в поглощении квантов излучения, возбуждении электронов, находящихся в валентной зоне, под воздействием поглощенной энергии, переходе возбужденных электронов из валентной зоны в зону проводимости и образовании за счет этого свободных носителей заряда — дырок в валентной зоне и электронов в зоне проводимости (рис. 2.49, *а*). Эти свободные носители заряда увеличивают проводимость полупроводника. Для осуществления межзонных переходов энергия возбуждения электрона должна быть больше ширины запрещенной зоны ΔE . Поскольку энергия квантов уменьшается с увеличением длины волны излучения, можно ука-

зять граничную длину волны $\lambda_{\text{гр}}$, мкм, при которой энергия квантов оказывается достаточной для межзонных переходов. Установлено, что эта длина волны

$$\lambda_{\text{гр}} = 1,24/\Delta E,$$

где ΔE — ширина запрещенной зоны, эВ.

При введении в полупроводник специальных примесей (легировании полупроводника) в запрещенной зоне появляются дополнительные разрешенные уровни. Возможны донорная и акцепторная примеси. Донорная примесь отдает электроны в зону проводимости под воздействием квантов излучения. Уровни донорной примеси E_d находятся вблизи зоны проводимости через интервал ΔE (рис. 2.49, б). Акцепторная примесь под действием квантов излучения захватывает электроны из валентной зоны. Уровни акцепторной примеси E_a располагаются вблизи валентной зоны через интервал ΔE_a (рис. 2.49, в). В легированном полупроводнике возникает так называемая примесная фотопроводимость, которая приводит к образованию либо избыточных электронов в зоне проводимости (проводимость n-типа), либо избыточных дырок в валентной зоне (проводимость p-типа). Соответственно и легированные полупроводники называют полупроводниками n-типа и p-типа. Граничная длина волны примесной фотопроводимости определяется соотношением: $\lambda_{\text{гр}} = 1,24/\Delta E_a$ или $\lambda_{\text{гр}} = 1,24/\Delta E_d$.

Для собственных полупроводников при комнатной температуре $\Delta E \geq 0,18$ эВ, поэтому для них $\lambda_{\text{гр}} \leq 7$ мкм. При охлаждении ширина запрещенной зоны, как правило, уменьшается, что приводит к некоторому увеличению $\lambda_{\text{гр}}$.

В примесных полупроводниках интервалы ΔE_a и ΔE_d меньше ширины запрещенной зоны, поэтому величина $\lambda_{\text{гр}}$ в примесных полупроводниках больше. Однако свободные носители заряда в них могут генерироваться не только под воздействием фотонов падающего излучения, но и за счет влияния собственной температуры полупроводника. В связи с этим для полупроводниковых приемников излучения, работающих в средней и дальней ИК-областях (практически на длинах волн, больших 3 мкм), требуется охлаждение, причем чем больше $\lambda_{\text{гр}}$, тем большее требуется охлаждение. Коротковолновая граница чувствительности фоторезисторов определяется процессами поглощения. С ростом энергии фотона $h\nu$ фотопроводимость

должна увеличиваться, однако этого не происходит вследствие того, что с ростом энергии фотона увеличивается коэффициент поглощения и падающее излучение все больше поглощается вблизи поверхности полупроводника, где скорость рекомбинации (частота встреч электрона с дыркой) больше, чем в объеме. Таким образом, время жизни носителей заряда уменьшается, и, соответственно, уменьшается фотопроводимость. Описанные процессы определяют селективность спектральной чувствительности фоторезистора.

Собственными шумами фоторезисторов, определяющими их порог чувствительности, являются тепловой, генерационно-рекомбинационный и токовый ($1/f$ -шум).

Инерционность фоторезисторов определяется временем жизни носителей заряда — чем меньше время жизни, тем большая частота модуляции возможна. Обычно считается, что период модуляции сигнала должен быть меньше или равен времени жизни носителей заряда. Однако чем меньше время жизни носителей заряда, тем хуже чувствительность приемника излучения. Время жизни носителей в определенных пределах может регулироваться технологией изготовления материала приемника излучения, при этом ищется компромиссное решение.

Конструктивно фоторезистор в простейшем случае представляет собой полупроводниковую пластину с двумя омическими контактами. Электрическая схема включения фоторезистора представлена на рис. 2.50. Изменение напряжения Δu , возникающее под воздействием падающего излучения и воспринимаемое как полезный сигнал u_c , определяется как разность

$$\Delta u = u_c = \left(\frac{U_{\Pi}}{R_T - \Delta R + R_H} - \frac{U_{\Pi}}{R_T + R_H} \right) R_H,$$

где R_T — темновое сопротивление фоторезистора; ΔR — изменение сопротивления фоточувствительного слоя под воздействием падающего излучения; U_{Π} — напряжение питания.

Можно показать, что полезный сигнал максимален при $R_H \approx R_T$ и его значение в этом случае

$$u_{cm} = \frac{U_{\Pi}}{4} \frac{\Delta R}{R_T}.$$

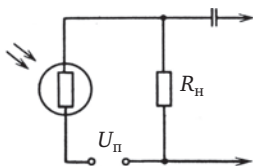


Рис. 2.50. Схема включения фоторезистора

Получили распространенные фоторезисторы собственной фотопроводимостью на основе пленок сульфида кадмия CdS , селенида кадмия CdSe , сульфида свинца PbS , селенида свинца PbSe , теллурида свинца PbTe , монокристаллов антимонида индия InSb , твердых растворов теллурида ртути и кадмия HgCdTe , а также фоторезисторы с примесной проводимостью на основе легированного германия.

Кратко охарактеризуем фоторезисторы каждой из этих групп.

Фоторезисторы на основе CdS и CdSe применяются для работы в видимой и ближней ИК-областях спектра. Они отличаются высокой интегральной чувствительностью, достигающей $5 \dots 10 \text{ А} \cdot \text{лм}^{-1}$ (CdS) и $15 \dots 20 \text{ А} \cdot \text{лм}^{-1}$ (CdSe). Для отдельных типов порог чувствительности может быть уменьшен до $10^{-10} \dots 10^{-11} \text{ лм} \cdot \text{Гц}^{1/2}$. Постоянная времени селенисто-кадмиевых фоторезисторов значительна (около 10^{-2} с), а для менее инерционных селенисто-кадмиевых фоторезисторов может изменяться в широких пределах $5 \cdot 10^{-3} \dots 5 \cdot 10^{-4} \text{ с}$. Рабочее напряжение в зависимости от типа может быть от 10 до 220 В. Темновое сопротивление — $0,1 \dots 10 \text{ МОм}$ (CdS) и $2 \dots 100 \text{ МОм}$ (CdSe). Основные недостатки — большая инерционность, нестабильность характеристик под влиянием изменения температуры.

Фоторезисторы на основе солей свинца (PbS , PbSe и PbTe) применяют при работе в ближней и средней ИК-области спектра. Граничная длина волны PbS — фоторезистора около $3 \dots 4 \text{ мкм}$, а фоторезисторов на основе PbSe и PbTe — $5 \dots 7 \text{ мкм}$ в зависимости от температуры охлаждения. При охлаждении граничная длина волны смещается в область более длинных волн. Значение удельной обнаружительной способности фоторезистора на основе PbS в максимуме спектральной чувствительности может достигать $10^{11} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$. Для фоторезисторов на основе PbSe и PbTe параметр D^* ниже, но граница спектральной чувствительности лежит в области более длинных длин волн. Постоянная времени фото-

резисторов на основе PbS при работе без охлаждения составляет сотни микросекунд и увеличивается с охлаждением до 77 К на порядок. Постоянная времени фоторезисторов на основе PbSe и PbTe значительно меньше — порядка десятков микросекунд. Темновое сопротивление от единиц до десятков и даже сотен (для PbTe) МОм.

Фоторезисторы на основе PbS и PbSe могут работать как при охлаждении, так и без охлаждения. Фоторезисторы на основе PbTe работают с охлаждением.

Фоторезисторы на основе монокристаллов InSb также применяются при работе в ближней и средней ИК-области. В отличие от пленочных (поликристаллических) фоторезисторы на основе монокристаллов отличаются высокой степенью чистоты полупроводникового материала, поэтому их параметрами в процессе производства легче управлять и в настоящее время пороговые параметры этих типов приемников излучения близки к теоретическому пределу. Характерно, что в отличие от фоторезисторов на основе солей свинца при охлаждении граничная длина волны фоторезистора сдвигается в области более коротких длин волн. Удельная обнаружительная способность фоторезисторов на основе InSb в максимуме спектральной чувствительности может достигать величины $10^{11} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$, при охлаждении до 77 К, что близко к теоретическому пределу. Постоянная времени этих фоторезисторов имеет порядок 1 мкс. Темновое сопротивление — десятки кОм, что значительно меньше, чем у фоторезисторов на основе солей свинца.

В последние годы разработкам фоторезисторов на соединении CdHgTe уделяется большое внимание. Разработаны и выпускаются фоторезисторы на основе CdHgTe для спектральных диапазонов 3...5 мкм, 2...12 мкм, 6...7 мкм, 8...13 мкм, 13...16 мкм, 16...18 мкм, 18...21 мкм. В диапазоне 3...5 мкм эти фоторезисторы могут быть как неохлаждаемыми, так и охлаждаемыми. Во всех других диапазонах требуется охлаждение до 77 К. Неохлаждаемые CdHgTe-фоторезисторы имеют D^* до $2 \cdot 10^9 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$. При охлаждении до 77 К D^* увеличивается до $1 \cdot 10^{11} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$.

Фоторезисторы на основе легированного германия применяют при работе в средней и дальней инфракрасной областях спектра на длинах волн до 30 мкм. Легирование золотом позволяет получить область спектральной чувствительности до 10 мкм, ртутью — до 15 мкм, медью — до 30 мкм, цинком — до 40 мкм.

Значение удельной обнаружительной способности в максимуме спектральной характеристики имеет порядок $10^{10} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$. Постоянная времени составляет $10^{-8} \dots 10^{-9}$, темновое сопротивление $10^4 \dots 10^5 \text{ Ом}$. Фоторезисторы из германия, легированные медью и цинком, охлаждают до 4,2 К, легированные золотом — до 77 К, ртутью — до 30 К.

Фоторезисторные многоэлементные приемники излучения могут строиться в виде линеек и матриц с параллельной, последовательной и произвольной выборкой. При использовании фоторезисторных матриц возникают перекрестные связи между элементами приемников. Эти связи приводят к возникновению дополнительных помех и шумов, ухудшающих их пороговые и временные характеристики. Минимальные перекрестные искажения обеспечивают матрицы, собранные на сочетании элементов фоторезистор — диод, причем при опросе фоторезисторного элемента диод должен быть включен в проводящем направлении.

Для линеек многоэлементных приемников излучения достигнуты пороговые характеристики, близкие к теоретическому пределу. Число элементов современных линеек этих фоторезисторных приемников достигает сотен при размерах от сотен мкм до единиц мм. Зазоры обычно составляют 20...100 мкм. Разброс чувствительности элементов при значительном их числе (порядка 100) составляет десятки процентов. При меньшем числе элементов разброс чувствительности уменьшается. Фоторезисторные многоэлементные приемники излучения в последние годы находят ограниченное применение.

Как разновидность фоторезисторов можно рассматривать приемники излучения на внутризонных переходах в квантово-размерных гетероструктурах или QWIP-приемники излучения (Quantum Well Infrared Photo-detector-приемники инфракрасного излучения с квантовыми ямами). Наибольшее распространение получили квантово-размерные гетероструктуры на основе GaAs и его твердых растворов.

Рассмотрим энергетическую диаграмму гетероструктуры GaAs/InGaAs с одной квантовой ямой (рис. 2.51). Квантовая яма образуется путем встраивания тонкой (1...10 нм) прослойки твердого раствора InGaAs в относительно более толстый (~ 1 мкм) слой GaAs. Поскольку ширина запрещенной зоны InGaAs (E_g) меньше ширины

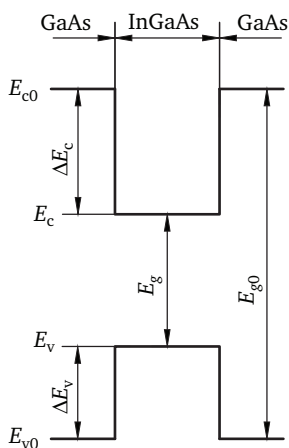


Рис. 2.51. Энергетическая диаграмма квантовой ямы

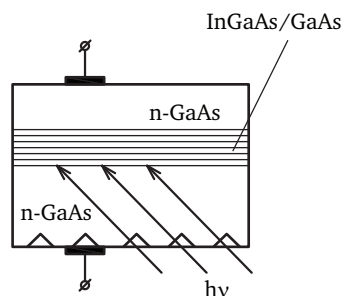


Рис. 2.52. Схема конструкции QWIP-приемника

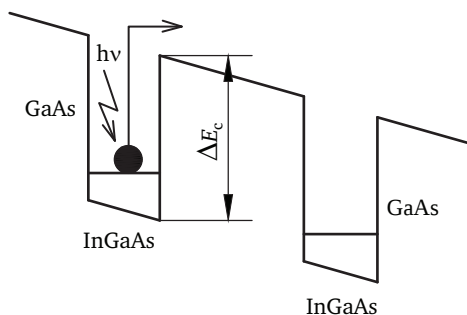


Рис. 2.53. Энергетическая диаграмма зоны проводимости QWIP-приемника

запрещенной зоны GaAs (E_{g0}), на границе материалов образуется гетеропереход. Разрывы зоны проводимости ΔE_c и образуют потенциальную яму для электронов в направлении, перпендикулярном плоскости слоя. Однако квантовая яма не поглощает излучение падающее по нормали к плоскости ямы, поэтому в QWIP-приемниках ввод излучения обычно осуществляется под углом к плоскости квантовой ямы через ямки, получаемые травлением (рис. 2.52). Участок зонной диаграммы гетероструктуры GaAs/InGaAs показан на рис. 2.53. В каждой яме или, как еще говорят, колодце, электрон удерживается до тех пор, пока он не возбудится фотоном опреде-

ленной частоты и энергии $h\nu$ и не перейдет в зону проводимости. Под воздействием напряжения смещения во внешней цепи возникает электрический ток (фототок), интегрируемый зарядовым конденсатором. Максимум спектральная чувствительность QWIP-приемника определяется шириной квантовой ямы и высотой потенциального барьера и может располагаться в диапазоне от 2 до 20 мкм. Основным шумом QWIP-приемников является дробовый шум, определяемый темновым током. У лучших образцов QWIP-приемников эквивалентная шуму разность температур составляет около 10 мК. Число элементов QWIP-матриц достигает 1024×1024 . Типовой размер пикселя равен 20...25 мкм.

9.6. Фотодиоды

К этой большой группе приемников излучения относятся фотодиоды и их разновидности (лавинные фотодиоды, pin-фотодиоды, дрейфовые фотодиоды).

Принцип действия этих приемников излучения основан на фотовольтаическом эффекте, заключающемся в возникновении электродвижущей силы (фото-ЭДС) при разделении двух типов носителей заряда на потенциальном барьере, создаваемом в полупроводнике различными способами, в частности p-n-переходом.

Наиболее распространенными приемниками излучения с p-n-переходами являются фотодиоды. Потенциальный барьер в фотодиодах создается на границе раздела двух областей полупроводника, обладающих различным типом проводимости. При облучении такого полупроводника образуются электронно-дырочные пары, которые разделяются p-n-переходом. В результате образуется фото-ЭДС во внешней цепи, в которую включен p-n-переход.

Фотодиоды могут работать в фотовольтаическом режиме (без внешнего источника питания) и в фотодиодном режиме (с внешним источником питания). Схемы включения фотодиодов показаны на рис. 2.54.

Достоинствами фотодиодного режима работы по сравнению с фотовольтаическим являются большая чувствительность, меньшая инерционность, большая линейность энергетической характеристики. Недостатками — большие шумы и необходимость внешнего источника питания.

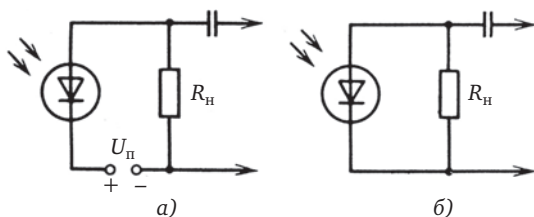


Рис. 2.54. Схемы включения фотодиодов:

а — фотодиодное включение; б — фотовольтаическое включение

Исходными материалами для фотодиодов служат собственные полупроводники: кремний, германий, арсенид индия (InAs), антимонид индия (InSb), тройные соединения — теллурид ртути — кадмия (CdHgTe) и теллурид свинца — олова (PbSnTe), и некоторые другие. Относительные спектральные характеристики фотодиодов определяются материалом полупроводника и идентичны спектральным характеристикам фоторезисторов из соответствующих материалов, однако пороговые свойства и быстродействие фотодиодов и фоторезисторов из одного полупроводникового материала могут существенно различаться и зависят от режима работы фотодиода.

Основными шумами, определяющими пороговые свойства фотодиодов, являются темновой, дробовый и избыточный ($1/f$ -шум).

Инерционность фотодиодов в общем случае определяется временем жизни неравновесных носителей заряда, временем диффузии или дрейфа неравномерных носителей заряда через базу, временем их пролета через область объемного заряда p - n -перехода, постоянной времени входной цепи, определяемой емкостью p - n -перехода и емкостью монтажа, и сопротивлением базы фотодиода.

В фотовольтаическом режиме обычно работают фотодиоды на основе InSb, InAs, CdHgTe, PbSnTe. Фотодиоды на основе тройных соединений и InSb работают лишь при охлаждении до 77 К, InAs-фотодиоды могут работать при комнатной температуре или охлаждаться до 200 К. При охлаждении чувствительной площадки повышается быстродействие приемника излучения, что сводит недостатки этого режима работы фотодиода к минимуму. Рассматриваемые фотодиоды характеризуются удельной обнаружительной способностью близкой к теоретическому пределу — около $10^{11} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$ (для CdHgTe — около $10^{10} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$. Посто-

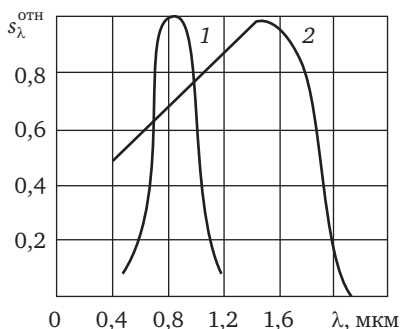


Рис. 2.55. Спектральные характеристики фотодиодов:
1 — кремниевый; 2 — германиевый

янная времени имеет порядок 10^{-6} с (InSb, InAs) и 10^{-9} с (CdHgTe, PbSnTe).

При работе в видимой и ближней ИК-области спектра широкое применение получили кремниевые и германиевые фотодиоды. Характеристики относительной спектральной чувствительности кремния и германия показаны на рис. 2.55. Германиевые фотодиоды захватывают большую часть инфракрасного диапазона спектра до 2 мкм, включающую и окна прозрачности атмосферы 1,1...1,3 и 1,5...1,8 мкм. Интегральная чувствительность германиевых фотодиодов выше, чем кремниевых. Однако кремниевые фотодиоды менее инерционны, имеют более стабильные параметры, более технологичны. По этим причинам номенклатура кремниевых фотодиодов весьма обширна. Выпускаются кремниевые фотодиоды в бескорпусном исполнении, в германиевых корпусах, с оптическими фильтрами, с линзами и в других исполнениях. Размеры чувствительных площадок составляют от единиц до сотен мм^2 . Пороговый поток в единичной полосе может составлять до 10^{-11} $\text{лм} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$. Германиевые фотодиоды также разнообразны по конструкции. Размеры чувствительных площадок — обычно до единиц мм^2 , хотя в последние годы зарубежные фирмы выпускают германиевые фотодиоды с размерами площадок в десятки мм^2 . Германиевые фотодиоды могут быть охлаждаемыми. Известны разработки германиевых фотодиодов, в которых пороговый поток уменьшен до 10^{-13} $\text{Вт} / \text{Гц}^{-1/2}$.

Постоянная времени фотодиодов обычно около $10^{-5} \dots 10^{-6}$ с.

Уменьшение постоянной времени фотодиодов до $10^{-9} \dots 10^{-10}$ с достигается в так называемых фотодиодах с диффузионной базой (дрейфовых фотодиодах). Это осуществляется уменьшением базы до 1...3 мкм (против 50 мкм у обычных и 20...30 мкм у тонкобазных сплавных фотодиодов) путем применения специальной технологии и созданием ускоряющего поля в базе за счет неравномерной концентрации примеси. Высокое быстродействие ($\tau_{\text{пи}} \approx 10^{-8}$) может быть получено в фотодиодах со структурой полупроводник р-типа — собственный полупроводник — полупроводник n-типа (pin-структура). Эти фотодиоды включают две тонкие низкоомные р- и n-области, между которыми расположен достаточно широкий слой собственного полупроводника, обедненный свободными носителями заряда. При обратном смещении pin-структуры генерируемые в i-области падающим излучением носители заряда будут под воздействием сильного поля пролетать i-слой, не успевая рекомбинировать. Достигнутая удельная обнаружительная способность pin-фотодиодов составляет величину порядка $2 \cdot 10^{-12} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2}$ в фотовольтаическом режиме при постоянной времени $\tau_{\text{пи}} = 5 \cdot 10^{-7}$ с.

В приемниках излучения с р-n-переходами возможно внутреннее усиление. К таким приемникам относятся лавинные фотодиоды и фототранзисторы. Усиление сигнала в лавинных фотодиодах происходит за счет образования лавинного процесса (управляемого лавинного пробоя), при котором происходит лавинное размножение генерированных падающим излучением избыточных носителей заряда при столкновении этих носителей с кристаллической решеткой полупроводника в сильном электрическом поле. Достоинствами таких фотодиодов являются малая инерционность и высокая чувствительность, однако температурная и временная нестабильность их характеристик, высокие требования к стабильности питающего напряжения, нелинейность фоновых характеристик ограничивают их применение.

Фототранзистор можно представить состоящим из фотодиода и транзистора, конструктивно объединенных в одном приборе, причем база и коллектор являются общими. Фотодиодом является облучаемая часть перехода база — коллектор, а транзистором область структуры эмиттер — база — коллектор, расположенная под эмиттером.

Несмотря на более высокую интегральную чувствительность (порядка сотен мА/лм^{-1}) фототранзисторы уступают фотодиодам по стабильности характеристик, быстродействию (их постоянная времени порядка 10^{-4} с) и пороговым характеристикам.

Потенциальный барьер может быть создан не только на границе раздела двух областей одного полупроводникового материала, имеющего различные типы проводимости, как это имеет место в рассмотренных выше приемниках излучения. Он может быть создан на границе двух различных полупроводников с различным типом проводимости (такие приемники излучения называются приемниками с гетеропереходами) или непосредственно на поверхности полупроводника (приемники с барьером Шоттки).

В приемниках с барьером Шоттки потенциальный барьер создается нанесением на поверхность полупроводника тонкого слоя (5...10 нм) металла (обычно золото), в результате чего в полупроводнике образуется слой, обедненный носителями заряда (барьер Шоттки). Полупроводниковым материалом приемников излучения чаще всего служит кремний. Область спектральной чувствительности этих приемников излучения может быть расширена до 2...4 мкм. Это объясняется тем, что длинноволновая граница фотоэффекта в приемниках излучения с барьером Шоттки определяется высотой этого барьера, которая может быть меньше, чем ширина запрещенной зоны кремния. Постоянная времени этих приемников может быть порядка 10^{-10} ... 10^{-11} с (это объясняется малым сопротивлением их базы), что создает предпосылки для использования этих приемников в быстродействующей аппаратуре.

Приемники излучения с гетеропереходами в ряде случаев представляются перспективными для работы в ближней ИК-области спектра. В приборах с гетеропереходами возможно получение весьма высокой чувствительности и малой инерционности, поскольку излучение может поглощаться непосредственно в области, обедненной основными носителями заряда. Постоянная времени приемников излучения с гетеропереходами может составить величину порядка 10^{-10} с.

Остановимся коротко на фотодиодных многоэлементных приемниках излучения, которые могут быть в виде линеек и матриц. Фотодиодные многоэлементные приемники могут работать как в режиме постоянного тока, так и в режиме накопления зарядов.

В режиме накопления сигнал с элемента такого приемника считывается путем подачи импульса обратного смещения на р-п-переход. В период накопления внешняя цепь разомкнута и происходит разряд емкости облученного р-п-перехода. Скорость разряда тем больше, чем больше облученность. В процессе считывания токи «дозаряда» емкости р-п-перехода образуют полезный сигнал. В режиме накопления удается получить большую чувствительность, чем в режиме постоянного тока, и улучшить пороговые свойства системы, однако быстродействие при этом уменьшается.

В фотодиодных многоэлементных приемниках излучения возникают коммутационные помехи, обусловленные паразитными связями между элементами. Борьба с этими помехами осуществляется путем усложнения схем коммутации, например, использования дополнительных ключей, схем фотодиод-резистор. Современные аналоги содержат ячейки, представляющие собой фотодиодно-МДП-транзисторную структуру (МДП-фотодиоды).

Материалами фотодиодных многоэлементных приемников излучения являются германий, кремний и соединения GaAs, InAs, InSb, PbS, PbSe, PbTe, CdHgTe, PbSnTe.

Наибольшие успехи достигнуты при изготовлении многоэлементных фотодиодных приемников на базе кремния. Это объясняется тем, что методы изготовления таких приемников базируются на хорошо освоенной планарной технологии. Современные линейки кремниевых фотодиодов могут иметь размеры элементов порядка 20...30 мкм при промежутках в единицы мкм и число элементов порядка сотен и десятков сотен.

В последние годы разработаны высококачественные фотодиодные линейки и матрицы из материалов, работающих в ближней и средней ИК-областях спектра. Среди них к перспективным приемникам излучения следует отнести линейки и матрицы на базе CdHgTe.

Многоэлементные CdHgTe-фотодиоды обычно выпускаются в виде простых линеек и линеек с шахматным расположением элементов, что при сканировании позволяет избежать пропусков строк. Удельная обнаружительная способность линеек обычно $D^* \geq 5 \cdot 10^{10} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$. Типовое число элементов 128 или 256.

Применение различных входных окон позволяет получить спектральные диапазоны работы CdHgTe-фотодиодов в областях 3...10 мкм, 6...15 мкм, 2...16 мкм.

9.7. ПЗС-матрицы

Приборы с зарядовой связью (ПЗС) появились в 1969 г. в Лабораториях Белла (США) как устройства памяти, хранящие заряд в микроконденсаторах, образованных структурой металл—оксид—полупроводник (МОП-конденсаторах). Однако вскоре выяснилось, что МОП-конденсаторы могут получать зарядовый пакет вследствие внутреннего фотоэффекта. В 1970 г. появились первые образцы ПЗС, способные фиксировать изображения, создавая его электронный аналог в виде распределения зарядовых пакетов в МОП-конденсаторах. Масштабное промышленное освоение ПЗС связано с компанией Sony, где под руководством Кадзуо Ивамы был налажен серийный выпуск ПЗС для видеокамер. Ивама считал ПЗС делом своей жизни, и в знак признания его вклада в развитие ПЗС-технологий на его надгробной плите установлена микросхема ПЗС. Изобретатели этого удивительного устройства Уиллард Бойл и Джордж Смит в 2009 г. были удостоены Нобелевской премии по физике.

Принцип работы ПЗС поясняется рис. 2.56. Конструктивно ПЗС состоит из совокупности МОП-конденсаторов. На кремниевой подложке р-типа располагается слой оксида кремния, на которой нанесены металлические электроды. Если к некоторому электроду $\mathcal{E}_1$ приложить положительный относительно подложки потенциал (момент времени t_1), то основные носители заряда в подложке (дырки) будут отталкиваться от электрода и под ним образуется яма для неосновных носителей — электронов. Распространение потенциальной ямы ограничивается специальными областями в подложке, в которых степень легирования полупроводника гораздо выше (области стоп-диффузии), в результате чего на границе оксид-кремний в областях стоп-диффузии поверхностный потенциал близок к нулю и растекание потенциальной ямы не происходит. Потенциальная яма может быть заполнена электронами, которые генерируются в подложке под воздействием падающего излучения, образуя так называемый зарядовый пакет. При достаточной близости электродов $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ зарядовый пакет начнет перемещаться под электрод $\mathcal{E}_2$ из-под электрода $\mathcal{E}_1$, если на него подать такое же или большее напряжение (моменты времени t_2 и t_3). Если напряжение в электроде уменьшить до нуля,

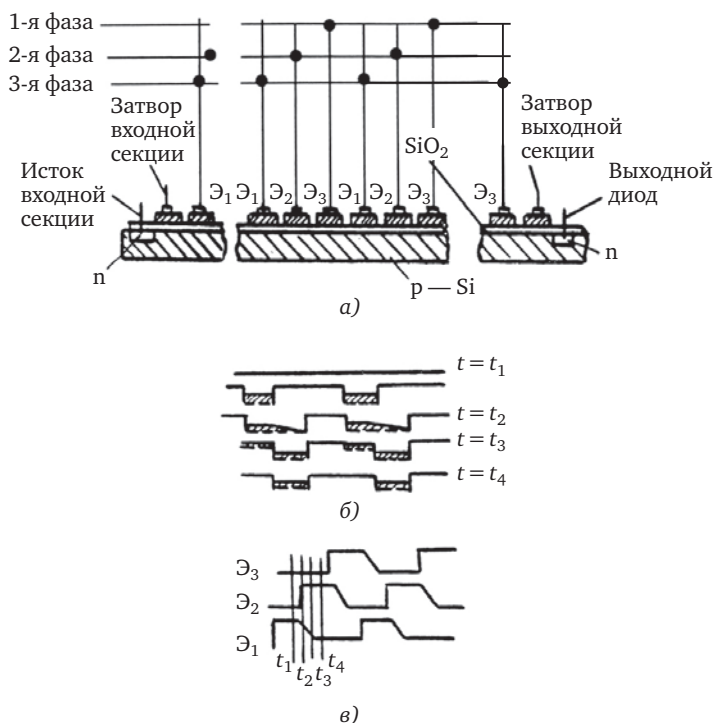


Рис. 2.56. ПЗС:

a — схема; *б* — зарядовые пакеты; *в* — управляющие сигналы

а на электроде $\mathcal{E}_2$ увеличить до определенной величины, равной первоначально действующей на электроде $\mathcal{E}_1$, то зарядовый пакет полностью переместится под электрод $\mathcal{E}_2$ (момент времени t_4). Электроды присоединены к шинам тактовых генераторов, формирующих напряжения, обеспечивающие последовательный перенос зарядовых пакетов от одного электрода к другому и к выходному диоду. Рассматриваемая схема организации ПЗС называется трехфазной (по числу сигналов, управляющих перемещениями зарядовых пакетов — фаз и соответствующему числу токопроводящих шин). Трехфазная система получила наибольшее распространение, хотя существуют и другие (двух- и четырехфазные). Засветка полупроводника возможна как со стороны электродов, так и со стороны подложки (в зависимости от конструкции ПЗС). Вводить зарядовые пакеты можно и без воздействия облучения

через входную секцию, включающую диффузионный поток неосновных носителей (р-п-переход) и затвор (входной ключ). Через входную секцию заряд вводится в первую потенциальную яму под электродом $\mathcal{E}_1$.

В ПЗС зарядовые пакеты детектируются с помощью единственного выходного диода или плавающего затвора, имеющих малую емкость. В других многоэлементных приемниках излучения емкость шин, на которые собираются сигналы с отдельных элементов, значительна. Эта емкость ограничивает отношение сигнал/шум на выходе прибора, поэтому ПЗС обеспечивают большее отношение сигнал/шум и большую однородность изображения.

Процессы накопления и считывания в современных ПЗС обычно разделяют. Такое разделение необходимо из-за того, что в процессе считывания облученных элементов ПЗС неосновные носители заряда продолжают генерироваться под воздействием падающего излучения. В результате этого первоначальное распределение зарядов исказится, что приводит к соответствующему искажению сигнала. Для борьбы с этим явлением могут использоваться механические затворы, обеспечивающие перекрытие падающего потока при считывании. Это, однако, усложняет систему в целом. Более реальной является такая организация прибора, при которой фоточувствительные элементы расположены отдельно от считывающего ПЗС-регистра и связаны с этим регистром затвором переноса. Когда затвор открыт, зарядовые пакеты переносятся одновременно (параллельно) в считывающий ПЗС-регистр, защищенный от падающего излучения. При большом числе элементов в линейке используют два считывающих регистра.

Существуют различные схемы матричной организации ПЗС. В простейшем случае это схемы с выборкой строк. В таких схемах (рис. 2.57, а) зарядовые пакеты из строчных регистров переносятся в вертикальный сдвиговый регистр, защищенный от излучения. Вертикальный сдвиговый регистр выполняет только функции переноса, при этом информация считывается по столбцам. За один такт заряды крайнего правого столбца переносятся в потенциальные ямы выходного сдвигового регистра, а затем в этом регистре будут выведены через выходной диод. После полного освобождения матрицы реализуется новое накопление зарядов в чувствительных ячейках ПЗС.

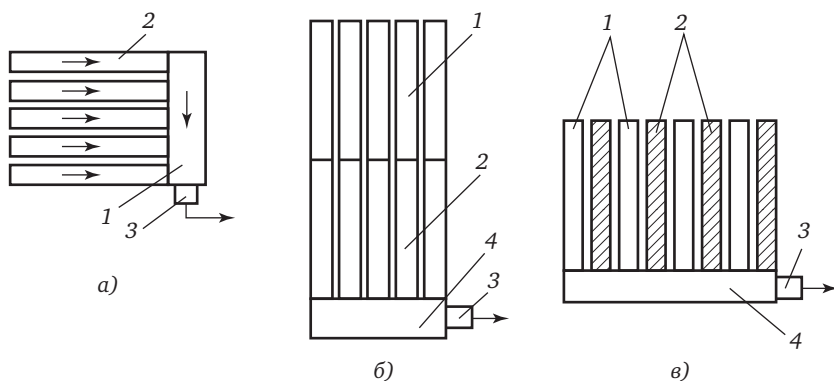


Рис. 2.57. Схемы организации ПЗС-матриц:

а — с выборкой строк: 1 — вертикальный регистр; 2 — строчные регистры; 3 — выходной диод; *б* — с переносом кадра: 1 — секция накопления; 2 — секция хранения; 3 — выходной диод; 4 — сдвиговый регистр; *в* — со строчно-кадровым переносом: 1 — секция накопления; 2 — сдвиговые регистры; 3 — выходной диод; 4 — выходной сдвиговый регистр

На практике наибольшее распространение получили схемы с переносом кадра и схемы со строчно-кадровым переносом.

В приборах с переносом кадра организуется секция хранения зарядов (рис. 2.57, б). Освещаемые каналы переноса расположены вертикально. В режиме накопления в фоточувствительной области формируются зарядовые пакеты. После накопления зарядовые пакеты одновременно сдвигаются в секцию хранения, имеющую такой же объем, что и фоточувствительная область, и экранированную от падающего излучения. После этого начинается новое накопление. В секции хранения все пакеты поочередно сдвигаются на одну строку вниз в выходной сдвиговый регистр. Если ПЗС работает с дисплеем, то перенос кадра из фоточувствительной области в секцию хранения происходит во время обратного хода вертикальной развертки видеоконтрольного устройства, а сдвиг строки хранения во время обратного хода горизонтальной развертки.

В приборах со строчно-кадровым переносом области накопления и защищенные от излучения области хранения перемежаются. На рис. 2.57, в показана схема организации матрицы со строчно-кадровым переносом. После цикла накопления зарядовые пакеты одновременно сдвигаются в соседние ячейки темновых сдвиговых регистров, защищенных от излучения. В то время, пока происхо-

дит следующий цикл накопления, зарядовые пакеты переносятся из регистров в выходной сдвиговой регистр и выводятся через диод. Матрицы со строчно-кадровым переносом технологически сложнее. В них ячейку ПЗС образуют два соседних элемента фоточувствительной области и вертикального сдвигового регистра. Однако эти регистры могут работать с более низкой частотой, чем регистры в матрицах с переносом кадра. В стандартном телевизионном режиме эти частоты лежат в диапазонах 1...2 МГц в матрицах с переносом кадра и 14...15 кГц в матрицах со строчно-кадровым переносом.

Существуют также и другие способы организации считывания.

Если в первые годы после появления ПЗС усилия разработчиков были направлены на увеличение числа элементов ПЗС и уменьшение размеров элементов, то в настоящее время развитие ПЗС идет по пути улучшения их эксплуатационных параметров и характеристик. Направлениями совершенствования являются улучшение структуры ПЗС, снижение неэффективности переноса зарядов, повышение чувствительности, расширение спектрального диапазона работы, снижение уровня шумов. Высококачественные ПЗС изготавливаются в основном на основе кремния. Ведущим производителем ПЗС являются Texas Instruments, Sony, Samsung, Sharp, Fairchild и др. Остановимся на параметрах и характеристиках современных ПЗС.

Число элементов ПЗС, ориентированных на телевизионный стандарт, обычно составляет 768×575 пикселей. Однако известны ПЗС с гораздо большим числом элементов, например 4096×4096 . Для получения крупноформатных ПЗС используют мозаичную архитектуру, при которой отдельные матрицы ПЗС стыкуются друг с другом, образуя единую структуру. Так компания Fairchild изготовила мозаику из восьми ПЗС с числом элементов 2048×4096 общим размером (129×129) мм. Размеры пикселей современных ПЗС могут составлять от 3 до 14 мкм. Матрицы с большими пикселями используются редко.

По квантовой эффективности $\eta_{кэ}$ ПЗС превосходят все иные многоэлементные приемники излучения. Значение $\eta_{кэ}$ может достигать 95% (типовое значение $\eta_{кэ} = 50\%$). Для сравнения отметим, что лучшие фотоэмульсии имеют квантовую эффективность 2...3%, фотоэлектронные умножители — до 20%.

Спектральный диапазон кремневых ПЗС обычно составляет от 0,3 до 1,1 мкм.

Динамический диапазон ПЗС-матриц может достигать 50 000 (более 90 дБ). Лучшие фотоэмulsionи имеют динамический диапазон порядка 100 (20 дБ). По этому параметру ПЗС уступают только человеческому глазу (200 дБ) и фотоэлектронному умножителю (порядка 100 дБ). Отклонение от линейности электрической характеристики ПЗС обычно составляет не более десятых долей процента во всем динамическом диапазоне.

Быстродействие современных ПЗС характеризуется временем накопления около 10^{-6} с.

9.8. КМОП-матрицы

Комплиментарная логика на транзисторах со структурой металл-оксид-полупроводник — это технология построения электронных схем, в которых используются элементы на полевых транзисторах разной полярности: n-канальные и p-канальные. Большинство современных логических микросхем, в частности процессоров, построены по КМОП-технологии.

Основным достоинством схем, построенных на КМОП-технологии, является низкое энергопотребление. Комплиментарная КМОП-ячейка (рис. 2.58) состоит из двух частей, одна из которых построена на n-МОП-структуре, а другая — на p-МОП-структуре. Эти структуры являются взаимодополняющими (комплиментарными). Вход ячейки подключен к затворам полевых транзисторов. В зависимости от уровня напряжения один из транзисторов бывает открыт, другой закрыт, ток в цепи от «+» к «-» отсутствует, поэтому при постоянном сигнале на входе потребляемая мощность незначительна.

Появилась КМОП-технология в 1960-х годах в компании Fairchild, ее изобрел Фрэнк Вонлас. Ячейки памяти на КМОП-структурах строились по строкам и столбцам и были способны воспринимать излу-

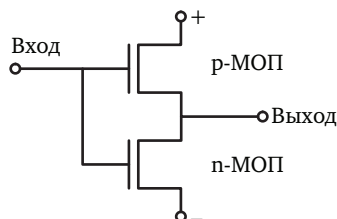


Рис. 2.58. КМОП-ячейка

чение, но их чувствительность была крайне низкой.

От ячеек памяти до современных фоточувствительных КМОП-матриц пройден огромный путь длиной в тридцать с лишним лет. С конца 20 века КМОП-матрицы стали реально конкурировать с ПЗС. Первым шагом по созданию КМОП-матриц была установка фотодиода в каждую ячейку памяти. Но качество таких фотоматриц было значительно хуже, чем качество ПЗС. Вторым важнейшим шагом был переход от пассивной ячейки к активной, когда в нее добавлялись транзистор усиления и транзистор сброса. Далее успехи КМОП-технологии позволили разместить на том же кристалле еще и дополнительные схемы, включая аналого-цифровой преобразователь (АЦП). Затем появился электронный затвор, позволяющий уравнивать время накопления заряда для всех элементов матрицы, была увеличена полезная площадь поверхности матрицы (уменьшены зазоры между пикселями), разработаны цветные фотоматрицы.

Схема ячейки КМОП-матрицы приведена на рис. 2.59. Перед засветкой матрицы на ячейки через транзистор подается сигнал сброса, который освобождает емкость фотодиода от носителей заряда. В качестве фотодиода может использоваться МОП-конденсатор или обедненная область р-п-перехода, включенного в фотодиодном режиме. При облучении матрицы емкость фотодиода заполняется

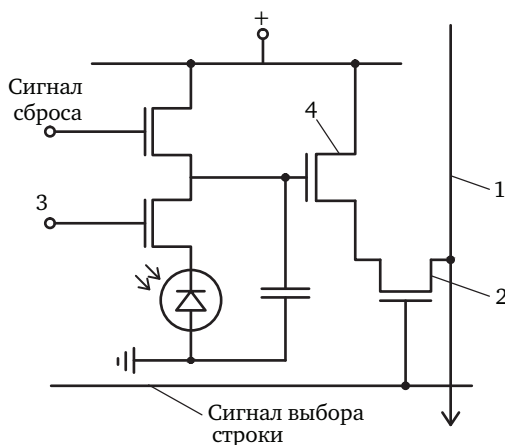


Рис. 2.59. Схема ячейки КМОП-матрицы:

1 — вертикальная шина; 2 — транзистор адресации; 3 — затвор;
4 — усиленный транзистор

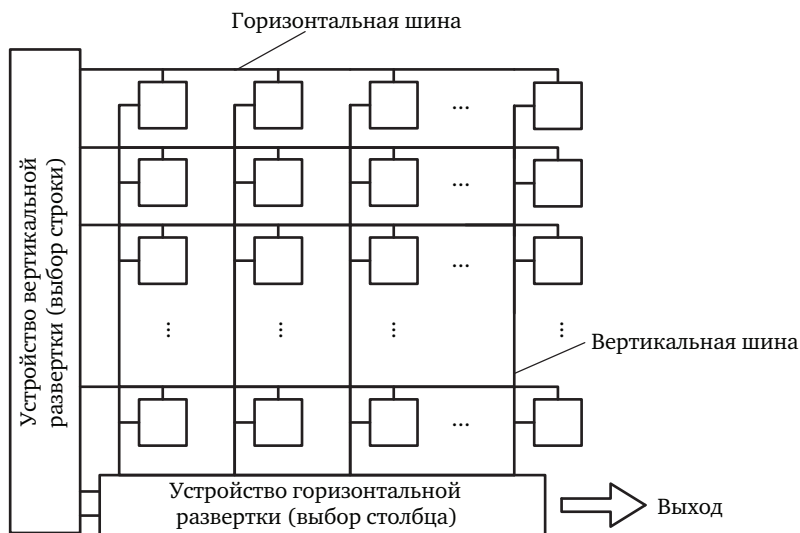


Рис. 2.60. Схема считывания сигнала в КМОП-матрице

электронами, генерированными излучением. Зарядовый пакет выводится через усилительный транзистор, преобразующий его в напряжение. Считывание сигнала с матрицы происходит с помощью координатной адресации через транзистор адресации, при этом подается сигнал на выбранную строку, начиная с первой, а затем поочередно опрашиваются столбцы матрицы (рис. 2.60). Устройство горизонтальной развертки поочередно принимает сигнал с ячеек выбранной строки.

При одновременном начале экспонирования матрицы и считывании сигнала по строкам оказывается, что время накопления сигнала последующих строк больше, чем первой, поскольку пока считывается первая строка все последующие строки, продолжают накапливать зарядовые пакеты, и время накопления увеличивается в соответствии с номером строки. Эта проблема решается использованием затвора, получившего название Rolling Shutter (скользящий затвор). Его суть состоит в том, что момент сигнала экспозиции устанавливается разным для различных строк. Начало экспозиции устанавливается через соответствующий транзистор.

В современных КМОП-матрицах используют и более сложную структуру ячеек с большим числом транзисторов. В общем случае

в КМОП-матрице могут присутствовать также АЦП и оперативные запоминающиеся устройства, необходимые, например, для коррекции дефектов пикселей. Таким образом, КМОП-технология позволяет создавать цифровые телевизионные камеры на одном кристалле полупроводника.

КМОП-матрицы имеют определенные преимущества перед ПЗС-матрицами. Мы уже отмечали одно из важнейших — низкое энергопотребление. Другим является высокая технологичность. В отличие от ПЗС-технологии КМОП-технология позволяет получить число пикселей порядка 10^7 достаточно простыми средствами, а значит, и сравнительно дешево. При большом числе элементов формат матрицы может соответствовать размеру кадра стандартной фото пленки. При большом формате ПЗС-матриц возникает технологический риск получить неработоспособную матрицу из-за дефекта одного единственного пикселя, поскольку при срочном перемещении заряда из-за одного дефектного пикселя выпадает вся строка. В КМОП-матрице возможна произвольная выборка ячеек, поэтому эффект потери строки из-за дефекта одного пикселя не угрожает. Процент выхода бездефектных КМОП-матриц выше, чем ПЗС-матриц, а значит и стоимость их меньше.

С помощью произвольной выборки элементов КМОП-матрицы можно осуществлять считывание отдельных групп пикселей, например, уменьшить окно считывания и за счет этого увеличить скорость считывания, можно просматривать часть кадра, объединять пиксели в группы и т. д. И, наконец, как уже отмечалось, КМОП-технология позволяет разместить на одном кристалле дополнительные устройства.

В основе недостатков КМОП-матриц лежит низкий коэффициент заполнения — «fill factor». В КМОП-матрицах коэффициент заполнения не превышает 75% из-за необходимости размещения в каждом пикселе схему усиления, коммутации и другие элементы. Из-за малого коэффициента заполнения КМОП-матрицы имеют сравнительно низкие уровни пороговой экспозиции («чувствительности»). Высокий уровень шума также является недостатком КМОП-матриц. Шумы КМОП-матриц вызываются, прежде всего, разбросом параметров транзисторных схем усиления и темновым током. Из-за разброса чувствительности возникает значительный «геометрический шум», особенно заметный при низких освещенностях.

Сопоставляя параметры и характеристики современных КМОП и ПЗС-матриц, можно отметить следующие. Большинство параметров и характеристик КМОП-матриц, отвечающих за качество изображения (уровень шума, динамический диапазон, пространственное разрешение), хуже, чем у ПЗС, но сопоставимы с ними. Однако эксплуатационные параметры (энергопотребление, формат матрицы, низкие питающие напряжения, наличие дополнительных функций, высокий уровень интеграции) обеспечивает высокую конкурентоспособность КМОП-матриц.

Отметим, что преимущества координатной адресации свойственны ПЗИ — приборам с зарядовой инжекцией (Charge Injection Device, CID), которые также выдвигались как альтернатива ПЗС. Однако низкая чувствительность, высокий уровень флукуационного и геометрического шума так и не позволили ПЗИ конструировать ПЗС, в то время как в рамках КМОП-технологии эти же проблемы в значительной мере преодолены.

9.9. Гибридные, монокристалльные и многоцветные приемники излучения

Стремление расширить спектральный диапазон работы системы в сочетании с преимуществами фотоэлектронного сканирования, осуществляемого в ПЗС, привело к созданию гибридных приемников излучения, в которых приемники излучения и устройства считывания изготовлены из разных полупроводниковых материалов, но конструктивно объединены в общий модуль. Устройством считывания выступает, как правило, кремниевый ПЗС. В качестве первичных приемников излучения могут использоваться различные, обычно фотодиодные структуры. Существуют и так называемые монокристалльные структуры, в которых и первичные приемники и система считывания (ПЗС или МОП-ключи) размещены на одном полупроводниковом кристалле. В настоящее время наибольшее распространение получили гибридные приемники с кремниевыми ПЗС, хотя считается, что будущее принадлежит монокристалльным структурам.

Лидирующее положение в разработках матриц для ИК-области спектра занимают CdHgTe-матрицы с ПЗС-регистрами считывания. Их основные достоинства — возможность работы в двух важ-

нейших окнах прозрачности атмосферы 3...5 и 8...13 мкм, высокие характеристики, близкие к теоретическому пределу, возможность работы с использованием термоэлектрического охлаждения в диапазоне 3...5 мкм.

Как альтернативные CdHgTe-матрицам в настоящее время рассматриваются монокристаллические матрицы с барьерами Шоттки на основе соединения PtSi. Разработчиков таких матриц привлекает стандартная кремниевая технология, применяемая при их изготовлении, высокая однородность чувствительности (неоднородность чувствительности элементов CdHgTe-матриц в сотни раз выше), возможность получения значительно большего числа элементов в матрице. Как результат этих особенностей, цены PtSi-матриц значительно ниже, чем цены CdHgTe-матриц. Наиболее существенным недостатком матриц на PtSi с барьером Шоттки является низкая чувствительность, связанная с низким квантовым выходом внешнего фотоэффекта в твердом теле. Спектральный диапазон работы PtSi-матриц составляет 3...5 мкм. Ведутся разработки матриц с барьером Шоттки на соединениях IrSi и PdSi, имеющих длинноволновую границу чувствительности 8,8 мкм (PdSi) и 10,0 мкм (IrSi). В настоящее время разработаны матрицы на PtSi с числом элементов 256×256 , 256×512 , 512×512 . Считывание в них осуществляется кремниевыми ПЗС.

Гибридные структуры могут создаваться при использовании в качестве первичных приемников излучения пироэлектрических приемников. Использование таких приемников обеспечивает два важных преимущества — работу без охлаждения и в широком спектральном диапазоне. Для первичной обработки сигнала в гибридных МПИ с пироэлектриками могут также использоваться кремниевые ПЗС. При реализации метода накопления в гибридных МПИ с пироэлектриками могут использоваться как ПЗС-резисторы, так и полевые транзисторы, работающие в режиме ключей.

Пироэлектрические матрицы в отношении чувствительности в настоящее время неконкурентоспособны квантовым приемникам, их чувствительность на несколько порядков ниже.

Все большее внимание уделяется разработке так называемых многоцветных приемников излучения, обладающих чувствительностью в различных спектральных зонах. В ранних разработках многоцветных приемников излучения преобладали «сэндвич-

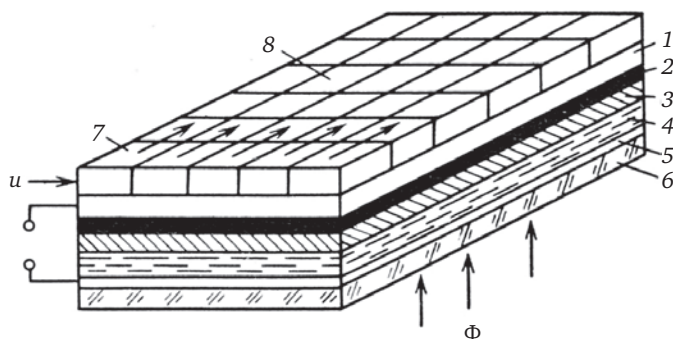


Рис. 2.61. Схема ПВМС, управляемого ПЗС:

1 — полупроводниковая пластина с каналами управления ПЗС; 2 — светопоглощающий слой; 3 — зеркало; 4 — жидкий кристалл; 5 — прозрачный электрод; 6 — подложка; 7 — регистр последовательного сдвига; 8 — параллельная ПЗС-структура

структуры» — комбинации приемников с различными зонами чувствительности, при которых приемники располагаются как бы последовательно друг под другом, причем каждый коротковолновый приемник одновременно служит для более длинноволновых фильтром, отсекающим коротковолновую область. Увеличение числа элементов таких МПИ ограничено трудностями коммутации элементов. Решение этой проблемы привело к созданию гибридных многоцветных МПИ, в которых на одной подложке размещаются и чувствительные элементы, и схемы обработки сигналов на ПЗС.

Приборы с зарядовой связью могут использоваться для ввода изображения в ПВМС, при этом ПЗС и динамический транспарант конструктивно объединены в один узел ОЭС. Схема такого ПВМС показана на рис. 2.61. Изображение вводится в параллельную ПЗС-структуру построчно через последовательный регистр. В этот регистр вводятся зарядовые пакеты, соответствующие распределению потока в изображении по строке. Эти зарядовые пакеты заполняют последовательный регистр, а затем параллельно переносятся в параллельную ПЗС-структуру. Затем в последовательный регистр вводится следующая строка, а первая в параллельном регистре сдвигается на один ряд и т.д. Таким образом заполняется вся параллельная ПЗС-структура. После ввода изображения в параллельную ПЗС-структуру подается управляющее напряжение на электрод, и сформированный зарядовый рельеф переносится

на границу жидкого кристалла. Считывание изображения производится в отраженном свете. Физика этого процесса рассмотрена нами в разд. 8.10.

9.10. Охлаждение приемников излучения

Собственно техника охлаждения приемников излучения — сложный специальный вопрос, который выходит за рамки учебника. Мы рассмотрим этот вопрос лишь в аспекте, касающемся влияния охлаждения на параметры приемника излучения.

Существуют приемники излучения, которые принципиально могут работать лишь при охлаждении. Это большинство фотонных приемников, работающих в ИК-области спектра, изготовляемых из узкозонных собственных полупроводников и легированных полупроводников.

В третьем атмосферном окне из неохлаждаемых приемников, которые могут использоваться в ОЭС дистанционного зондирования, можно назвать лишь пироэлектрические приемники и полупроводниковые болометры. Существенно, что при охлаждении чувствительного слоя приемника излучения уменьшаются шумы, что приводит к улучшению его пороговых характеристик. Нами выше приводились таблицы параметров приемника излучения, охлаждаемого до различных температур, из которых ясно виден рост удельной обнаружительной способности при уменьшении температуры.

Для приемников излучения на базе солей свинца охлаждение расширяет диапазон спектральной чувствительности в сторону более длинных волн, что иногда существенно и желательно. При охлаждении приемников увеличивается их темновое сопротивление. В ряде случаев это дает положительный эффект, как, например, для фотодиодов, работающих в фотовольтаическом режиме, возможно применение большего сопротивления нагрузки, что дает возможность получить более высокую вольтовую чувствительность.

С другой стороны, применение охлаждения приемников ведет к увеличению габаритов и массы аппаратуры, значительно удорожает ее, уменьшает время автономной работы ОЭС. В ряде случаев существенно увеличивается инерционность приемников. Особые проблемы возникают при охлаждении матриц и линеек приемников излучения, имеющих сравнительно большие размеры.

Приведем рабочие температуры, К, наиболее часто используемых хладагентов при давлении 760 мм рт. ст.:

Лед (температура плавления)	273,3
Твердая углекислота (температура сублимации)	104,6
Жидкий кислород (температура кипения)	90,2
Жидкий аргон (температура кипения)	87,3
Жидкий азот (температура кипения)	77,3
Жидкий неон (температура кипения)	27,1
Жидкий водород (температура кипения)	20,4
Жидкий гелий (температура кипения)	4,2

Охлаждаемый приемник обычно помещают в сосуд Дьюара, внутренний стакан которого образует холодильную камеру. Защитное окно, расположенное перед чувствительным элементом, должно иметь соответствующую спектральную характеристику пропускания. В конструкции холодильника предусматриваются меры против вибрации и электрических наводок. Наиболее часто используется прямое испарение хладагента, залитого в сосуд Дьюара, эффект Джоуля — Томсона (адиабатическое расширение газа), эффект Пельтье (поглощение тепла при протекании тока по цепи, содержащей два разнородных металла).

По цикличности работы холодильники могут быть с разомкнутым циклом, в которых не производится повторного использования хладагента, и холодильники с замкнутым циклом, в которых хладагент неоднократно используется.

Для приборов, работающих в космосе, возможно применение лучистого теплоотвода. Холодильники в этом случае выполняются на основе стержня, один конец которого проходит в открытый космос.

Подробное рассмотрение принципов построения систем охлаждения приемников излучения изложено в специальной литературе.

ЧАСТЬ 3. ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Г Л А В А Д Е С Я Т А Я

Принципы построения оптико-электронных систем дистанционного зондирования

10.1. Лидары

Практически сразу после появления в начале 60-х годов лазеров, обладающих как источники излучения уникальными свойствами, появились и оптические локаторы, реализующие при активном методе дистанционного зондирования эти свойства и использующие в первую очередь высокую мощность излучения, его направленность и малую длительность импульсов. Лазерные системы дистанционного зондирования получили общее название — лидары (от англ. Light Detection and Ranging), хотя во многих случаях это название конкретизируют и используют термины, уточняющие применение лидара или используемый физический эффект, например, лазерный батометр, лазерный флюорометр, альтиметр и т. д. Области применения лидаров как средств дистанционного зондирования все более расширяются. Были начаты исследования атмосферы с помощью лидаров и теперь это наиболее развитая область применения лидарных систем. Немного позднее лидары стали устанавливать на борту самолетов и вертолетов, а с начала 70-х годов и на борту космических летательных аппаратов. Бортовые лидары используются для исследования атмосферы и облаков, параметров водных поверхностей, измерения глубины водоемов (batimетры или глубиномеры), изучения флюоресценции, возникающей под воздействием лазерного излучения в водной среде (например,

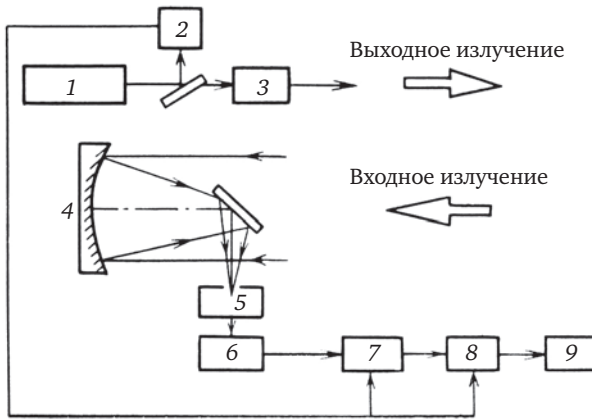


Рис. 3.1. Принципиальная схема лидара:

1 — лазер; 2 — блок контроля выходного излучения; 3 — передающая оптическая система; 4 — приемная оптическая система; 5 — спектроанализатор; 6 — приемник излучения; 7 — усилительно-преобразующий электронный тракт; 8 — процессор; 9 — выходное устройство

флюоресценция нефтяных пятен на поверхности водоемов), флюоресценции растений суши и фитопланктона.

Общий принцип построения лидаров иллюстрируется рис. 3.1. Излучение лазера формируется передающей оптической системой, которая часто коллимирует выходной пучок, минимизируя его расходимость. Кроме того, в состав передающей оптической системы могут входить оптические фильтры, отсекающие побочное излучение, которое может возникать в некоторых типах лазеров. Часть лазерного излучения отводится полупрозрачным зеркалом на блок контроля выходного излучения, связанного с усилительно-преобразующим электронным трактом и процессором. Блок контроля выходного излучения задает начало отсчета времени и используется для калибровки интенсивности импульса, необходимой для проведения количественной интерпретации данных. В ряде случаев, когда длина волны выходного излучения перестраивается, блок контроля выходного излучения выполняет функции измерения и контроля длины волны излучения. Отраженное от объекта исследования излучение собирается приемной оптической системой и поступает в спектроанализатор, предназначенный для выделения рабочего спектрального диапазона, в котором произ-

водятся измерения. Одновременно спектроанализатор подавляет фоновое излучение (помеху), т.е. он осуществляет спектральную фильтрацию сигнала. Сигнал с выхода приемника излучения усиливается, фильтруется и обрабатывается в цифровой или аналоговой форме. Выходным устройством может быть, например, дисплей. Определим более подробно требования к основным звеньям лидара.

Важнейшим элементом, определяющим во многом параметры лидара, является лазер. Можно определенно сказать, что именно совершенствование лазеров стимулирует разработку новых методов лидарных исследований. Для дистанционного зондирования используют лазеры, обеспечивающие генерацию коротких импульсов большой мощности с малой угловой расходимостью пучка. Первыми лазерами, используемыми в лидарах, были твердотельные рубиновые лазеры. И в настоящее время твердотельные лазеры широко используются в системах дистанционного зондирования благодаря малой длительности импульсов и высокой мощности. Наибольшее распространение среди твердотельных лидарных лазеров получили лазеры на иттрий-алюминиевом гранате (ИАГ). Основная длина волны излучения ИАГ-лазеров $\lambda = 1,06$ мкм. Работа лидара на этой длине волны имеет ограниченное использование. Разработка методов удвоения и утроения частоты с помощью нелинейных кристаллов типа КДР позволили получить излучение ИАГ-лазеров с длиной волны $\lambda = 0,53$ мкм (вторая гармоника) и $\lambda = 0,355$ мкм (третья гармоника), что существенно расширяет сферу применения лидаров с ИАГ-лазерами. Далее мы еще вернемся к этому вопросу. Недостатком твердотельных лазеров при их использовании в лидарах является низкая частота генерации (десятки Гц). Типовыми для твердотельных лазеров, используемых в лидарах, являются пиковая мощность в диапазоне 1...50 МВт при длительности импульса 10...35 нс. Угол расходимости в $1 \cdot 10^{-3}$ рад также считается типовым.

Среди газовых лазеров по своим свойствам выделяется азотный лазер в силу большой мощности излучения (порядка 1 МВт и более), высокой частоте повторения импульсов (1 кГц и более) при малой их длительности (5...20 нс) и короткой длине волны излучения $\lambda = 0,337$ мкм. На этой длине волны лазерное излучение вызывает флуоресценцию многих веществ, что определило создание

лидаров-флюорометров. Недостатком азотных лазеров является большая расходимость пучка (обычно 10^{-2} рад).

Важным этапом в развитии лидарных систем явилось создание перестраиваемых жидкостных лазеров на органических красителях. Красителями называют класс органических молекул, обладающих сильным поглощением и интенсивной флюоресценцией. Возможность перестройки длины волны излучения таких лазеров в сравнительно широких пределах позволяет использовать лазеры на красителях для возбуждения флюоресценции различных органических веществ, для исследования резонансного рассеяния и дифференциального поглощения. Лазеры на красителях могут накачиваться либо лампой-вспышкой, либо короткоимпульсным лазером. Лазеры с накачкой лампой-вспышкой могут генерировать импульсы длительностью порядка 0,3...1,0 мкс и иметь перестройку в диапазоне 0,34...0,7 мкм. Мощность таких лазеров может превышать 1 МВт. Более короткие импульсы (1...20 нс) имеют лазеры на красителях с лазерной накачкой. Эти лазеры могут обеспечивать более широкий диапазон перестройки от 0,3 до 1 мкм при ширине спектральных линий 0,001...0,01 нм и при несколько меньшей мощности, чем в случае накачки лампой-вспышкой. Частота импульсов при лазерной накачке достигает 10^3 Гц, в то время как частота импульсов лазера с лампой-вспышкой составляет десятки доли Гц.

Для дистанционного зондирования в УФ-диапазоне представляют интерес так называемые эксимерные лазеры. В эксимерных лазерах используется энергия двухатомных молекул со слабой связью между атомами — эксимеров. Эксимерные лазеры на соединениях (галидах) инертных газов (ArF, KrCl, XeF и др.) обычно имеют высокую мощность излучения (до 100 МВт) на длинах волн в диапазоне от 0,2 мкм до границы видимой области, например $\lambda = 0,222$ мкм (KrCl), $\lambda = 0,282$ мкм (XeBr), $\lambda = 0,352$ мкм (XeF). Использование ультрафиолетовых лазеров для дистанционного зондирования имеет важное преимущество в обеспечении помехозащищенности лидача, поскольку фоновое солнечное излучение в этой области спектра практически отсутствует в приземном слое. Однако биологические объекты весьма чувствительны к такому излучению, что существенно ограничивает применение ультрафиолетовых лидаров. Уменьшение угла расходимости и формирование диаграммы

направленности выходного лазерного излучения осуществляется обычно с помощью передающих телескопических или близких к ним квазителескопических систем (см. разд. 8.14).

Приемная оптическая система должна быть узкопольной (а следовательно, иметь большое фокусное расстояние), обладать достаточной светосилой, хорошей абберрационной коррекцией и обеспечивать пропускание в рабочем спектральном диапазоне. Наиболее полно этим требованиям удовлетворяют зеркальные объективы (см. разд. 8.4). Имеются также сведения об использовании в бортовых лидарах линз Френеля, изготавливаемых из пластмассы, которые обеспечивают легкость и компактность конструкции, но сравнительно невысокое качество изображения, даваемое линзами Френеля, ограничивает их использование. Выбор параметров приемной оптической системы определяется прежде всего энергетическими соотношениями между полезным сигналом и помехой. Наибольшие диаметры входных зрачков (до 100 см) имеют лидары, предназначенные для исследования комбинационного рассеяния.

Спектроанализаторы осуществляют спектральную фильтрацию входного оптического излучения, т. е. выделяют полезный сигнал в заданном спектральном интервале и подавляют фоновое солнечное излучение и излучение от других источников (помехи). Полезный сигнал в лидарных системах не всегда содержится на длине волны лазера. Так, при комбинационном рассеянии лазерное излучение, рассеянное молекулами, наблюдается с некоторым сдвигом по длине волны, характеризующим данные молекулы. При флюоресценции происходит поглощение лазерного излучения на частоте определенного электронного перехода в атоме или молекуле, а последующее излучение осуществляется на более низкой частоте. Дифференциальное ослабление определяется по сигналам обратного рассеяния двух лазерных пучков на различных длинах волн.

Во многих лидарах в качестве спектроанализатора используются интерференционные фильтры, обладающие полосой пропускания в единицы нм. Поскольку интерференционные фильтры могут давать паразитные полосы пропускания, вместе с ними применяются абсорбционные фильтры, обычно, цветные стекла. Для получения наиболее высокого спектрального разрешения (единицы ангстрем) используют интерферометры Фабри—Перо и монохроматоры на дифракционных решетках. Дополнительные перекрывающиеся по-

лосы пропускания, возникающие в интерферометре Фабри — Перо, подавляют с помощью интерференционных фильтров или других диспергирующих элементов. Дифракционные монохроматоры дают возможность сканировать по спектру, что важно в некоторых типах лидаров. В тех случаях, когда измерения производятся на нескольких фиксированных длинах волн, в состав спектроанализатора включают волоконно-оптические элементы, выделяющие из спектральной картины соответствующие зоны.

Основными требованиями, определяющими выбор приемника излучения для лидара, являются малая инерционность, высокая чувствительность и обнаружительная способность, соответствующая лазерному излучению спектральная чувствительность. При приеме слабых сигналов определенные преимущества имеет так называемый динамический метод приема, при котором осуществляется регистрация отдельных квантов приходящего излучения. Преимущества динамического метода приема лидарных сигналов объясняется тем, что интервал времени, в течение которого приходит излучение, отраженное от объекта (полезный сигнал), мал в сравнении с интервалом между импульсами от фонового излучения. В приемной системе осуществляется стробирование сигнала, т.е. прием осуществляется только во время действия полезного сигнала. За время приема регистрируется целая серия сигнальных импульсов, число которых превышает число фоновых импульсов.

Для того чтобы каждый отдельный квант приходящего излучения вызывал отдельно воспринимаемый импульс сигнала, приемник излучения должен быть весьма малоинерционным. Поэтому при реализации динамического метода приема лидарных сигналов могут использоваться только ФЭУ или лавинные фотодиоды, параметры которых рассмотрены в гл. 9. Рассмотрим энергетические соотношения при лидарном зондировании.

При зондировании в надир на длине волны излучения λ поток излучения $\Phi_{0\lambda}$, выходящий из передающей оптической системы, создает на элементарной площадке dA зондируемой поверхности энергетическую облученность

$$E_{\lambda} = \frac{\Phi_{0\lambda} \tau_{\lambda}(l)}{dA},$$

где $\tau_{\lambda}(l)$ — пропускание атмосферы на заданной трассе.

Будем считать, что нормаль к площадке dA совпадает с направлением падающего излучения. Тогда энергетическая яркость площадки будет

$$L_{e\lambda} = R_{\lambda} E_{\lambda},$$

где R_{λ} — функция распределения двунаправленного отражения поверхности. Воспользовавшись соотношением (2.3) для расчета потока, приходящего во входной зрачок от площадного источника излучения, получим

$$\Phi_{\text{вх}\lambda}(l) = L_{e\lambda} \frac{dA A_{\text{вх}}}{l^2} \tau_{\lambda}(l) = \frac{\Phi_{0\lambda} R_{\lambda} \tau_{\lambda}^2(l) A_{\text{вх}}}{l^2}. \quad (10.1)$$

Аналогичное выражение может быть получено для потока, падающего во входной зрачок приемной системы лидара вследствие обратного атмосферного рассеяния на участке длиной Δl при учете следующего. Если длительность импульса лидара равна t_c , то пространственная длина этого импульса будет $t_c c$, c — скорость света. Пространственное разрешение, даваемое одиночным сигналом, определяется половиной длины импульса $t_c c/2$. При приеме сигнала обычно используют накопление (интегрирование) в течение t_n , тогда пространственное разрешение будет несколько хуже и определяется величиной $\Delta l = t_n c/2$. Рассеянный и возвращенный в приемную систему поток излучения $\Phi_{\text{вх}\lambda}$ от рассеивающей среды длиной Δl будет равен

$$\Phi_{\text{вх}\lambda}(l) = \frac{\Phi_{0\lambda} \beta_{\lambda}(l) \Delta l \tau_{\lambda}^2(l) A_{\text{вх}}}{l^2}, \quad (10.2)$$

где $\beta_{\lambda}(l)$ — коэффициент обратного объемного рассеяния, при этом величина $\beta_{\lambda}(l) \Delta l$ аналогична R_{λ} в (10.1).

Сигналы на выходе усилительно-преобразующего тракта можно представить в виде выходного напряжения:

$$u_{\lambda}(l) = c_{\lambda} \frac{\Phi_{0\lambda} R_{\lambda} \tau_{\lambda}^2(l)}{l^2} \quad (10.3)$$

и

$$u_{\lambda}(l) = c_{\lambda} \frac{\Phi_{0\lambda} \beta_{\lambda}(l) \Delta l \tau_{\lambda}^2(l)}{l^2}, \quad (10.4)$$

где $c_\lambda = \text{const}$ — приборная постоянная, учитывающая $A_{\text{вх}}$, чувствительность приемника излучения, коэффициент передачи усиленно-преобразующего тракта.

При реализации динамического метода приема число сигнальных фотонов

$$N_{c\lambda}(l) = \frac{\Phi_{\text{вх}\lambda}(l)t_{\text{н}}}{h\nu},$$

а число сигнальных фотоэлектронных импульсов на выходе приемника излучения

$$n_{c\lambda} = \frac{\Phi_{\text{вх}\lambda}(l)t_{\text{н}}}{h\nu} \eta,$$

где η — квантовая эффективность приемника излучения, $h\nu$ — энергия фотона излучения.

Отношение сигнал/шум при динамическом методе приема также может быть выражено через число фотоэлектронных импульсов $n_{\text{пл}}$, создаваемых внутренними шумами приемника излучения, и число фотоэлектронных импульсов $n_{\text{фл}}$, создаваемых фоном:

$$(\text{сигнал} / \text{шум}) = \frac{n_{c\lambda}}{\sqrt{n_{c\lambda} + n_{\text{пл}} + n_{\text{фл}}}}.$$

При достаточно сильном сигнале, когда $n_{c\lambda} \gg n_{\text{пл}}$, $n_{c\lambda} \gg n_{\text{фл}}$

$$(\text{сигнал} / \text{шум}) = \sqrt{n_{c\lambda}}.$$

Типовыми для бортовых лидаров, устанавливаемых на спутниках и космических кораблях типа «Шаттл», считаются параметры, приведенные в табл. 14. В передающей системе используется ИАГ-лазер с удвоением и утроением частоты, что соответствует излучению с длинами волны 1,06, 0,53 и 0,355 мкм. На длине волны $\lambda = 1,06$ мкм возможно исследование аэрозольного рассеяния, но она велика для исследования молекулярного рассеяния. Напротив, длина волны $\lambda = 0,355$ мкм является достаточно короткой для исследования молекулярного рассеяния, т. е. может использоваться для мониторинга верхних слоев атмосферы, но коротка для исследования аэрозолей. Длина волны $\lambda = 0,53$ мкм чувствительна и к

аэрозольному, и к молекулярному рассеянию, но интерпретация данных в этом случае осложняется.

14. Типовые параметры бортовых лидаров

Параметр	Типовое значение
Высота полета	250 км («Шаттл») 800 км (спутник)
Передающая система: лазер длина волны энергия в импульсе частота импульса расходимость пучка	Nd: ИАГ, трехволновой 1,06 мкм — 1-я гармоника 0,53 мкм — 2-я гармоника 0,355 мкм — 3-я гармоника 200...1000 мДж ~10 Гц ~1·10 ⁻³ рад
Приемная система: эффективная площадь входного зрачка угловое поле полоса пропускания $\Delta\lambda$ приемник излучения квантовая эффективность η	0,5...0,2 м ² 1·10 ⁻³ рад ~0,1 нм ФЭУ или ЛФД 20%, ФЭУ 40%, ЛДФ
Уровень шума приемника, приведенный к единице трассы $\eta_{\text{пл}}$	(10 ⁴ → 10 ⁵)1/км, ЛДФ 1/км, ФЭУ
Уровень фона (для данных параметров передающей и приемной систем) $\eta_{\text{фл}}$	(10 ⁴ ...10 ⁵)1/км днем (10 ⁴ ...10 ⁵)1/км ночью

Отраженные от земной поверхности лидарные импульсы на длинах волн $\lambda = 0,53$ мкм и $\lambda = 1,06$ мкм могут быть использованы для исследования свойств поверхностей и состояния атмосферы. Рассмотрим несколько полезных частных случаев такого использования.

Из уравнения (10.3) видно, что по измеренному сигналу $u_{\lambda}(l)$ при известной приборной постоянной c_{λ} можно определить либо R_{λ} , либо t_{λ} , если значение одной из этих величин также известно. Приборная постоянная c_{λ} должна определяться для каждой длины волны. Измерение c_{λ} обычно выполняют по отражениям от эталон-

ных объектов. Возможно измерение s_λ для бортовых лидаров по отражениям от верхних слоев атмосферы при осреднении большого числа откликов для значительных Δl .

Допустим, что получены лидарные отклики от водной поверхности. Известно, что в этом случае можно принять

$$R_\lambda = \frac{0,02 G}{\pi},$$

где 0,02 — коэффициент отражения границы раздела вода — воздух; G — коэффициент, зависящий от состояния водной поверхности, изменяющийся от 3 до 60. Наибольшая величина G характеризует спокойную зеркальную поверхность. Типовой является величина $G = 10$.

Если моделировать τ_λ , то по измеренному сигналу можно оценить R_λ и получить информацию о состоянии водной поверхности и ветре. Для чистой атмосферы значение τ_λ на $\lambda = 1,06$ мкм примерно постоянно и равно 0,85. По оценке R_λ на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм может быть определена величина τ_λ на длине волны $\lambda = 0,53$ мкм, поскольку R_λ на этих длинах волн для водной поверхности можно считать одинаковыми. Отношение $\tau_{\lambda 1}/\tau_{\lambda 2}$ на этих длинах волн позволяет оценить содержание аэрозоля в атмосфере.

При получении лидарных откликов от земной поверхности возможно при заданной величине τ_λ использовать R_λ только для определения типа отражающей поверхности, поскольку R_λ может на порядок и больше меняться в зависимости от типа поверхности. В предположении ламбертовского отражения

$$R_\lambda = \frac{\rho_\lambda}{\pi},$$

где ρ_λ — спектральное альbedo. В табл. 15 приведены величины альbedo для длин волн $\lambda = 0,53$ мкм и $\lambda = 1,06$ мкм, а также дано отношение альbedo для этих длин волн. Очевидно, что более точное определение типа поверхности может быть осуществлено с использованием отношения $R_{\lambda 1}/R_{\lambda 2}$, полученного по лидарным откликам для длин волн $\lambda = 1,06$ мкм и $\lambda = 0,53$ мкм.

Исследование лидарных откликов, полученных от поверхности земли и от слоев атмосферы, близких к поверхности земли, может быть использовано для оценки присутствия тумана и сильной дым-

ки вблизи земной поверхности, а также для получения информации о пропускании туманов.

Оценки величины τ_λ и отношения $\tau_{\lambda 1}/\tau_{\lambda 2}$, которые используются в лидарных уравнениях, могут быть использованы для восстановления аэрозольных профилей.

Рассмотрим в заключение этого раздела пример конкретного схемотехнического решения лидара.

Типичным гидрографическим лидаром-флюорометром, устанавливаемым на борту летательных аппаратов, является лидар МК-III Канадского центра дистанционного зондирования. Схема этого лидара показана на рис. 3.2. Лидар предназначен для обнаружения, идентификации, картирования и слежения за перемещением нефтяных пленок на поверхности воды и определения хлорофилла в воде. Основные параметры лидара приведены в табл. 16. В передающей системе используется азотный лазер. Передающая и приемная оптическая система соосны. Часть энергии излучения отводится зеркалом 2 на фотодиод 31. Сигнал с этого фотодиода используется для синхронизации, стробирования и контроля мощности импульсов. Поток излучения за объективом 4 приемной системы делится светоделителем 5 в соотношении 10/90. Меньшая часть потока поступает в блок альтиметра, в котором установлен оптический фильтр 8 на длину волны $\lambda = 0,337$ мкм, соответствующую излучению лазера. Для того чтобы фильтр 8 работал в параллельном пучке лучей, излучение коллимируют линзой 7. Основная часть потока поступает в спектроанализатор, выполненный на основе полихроматора с вогнутой голографической дифракционной решеткой. Полихроматор разделяет излучение на 16 спектральных каналов. Разделение на каналы осуществляется с помощью волоконно-оптического разветвителя. Первый канал волоконно-оптического разветвителя расположен так, чтобы центр попадающего на него спектрального участка приходился на длину волны $\lambda = 0,381$ мкм, что соответствует линии комбинационного рассеяния воды. Каждый из следующих 14 каналов выделяет участок спектра шириной 20 нм. Их центры располагаются в интервале 0,4...0,66 мкм. Последний 16-й канал работает в диапазоне 0,67...0,72 мкм, что соответствует полосе флюоресценции хлорофилла. Выходные торцы волоконно-оптического разветвителя 16 сопряжены с фотокатодом ФЭУ, имеющим каналный усилитель

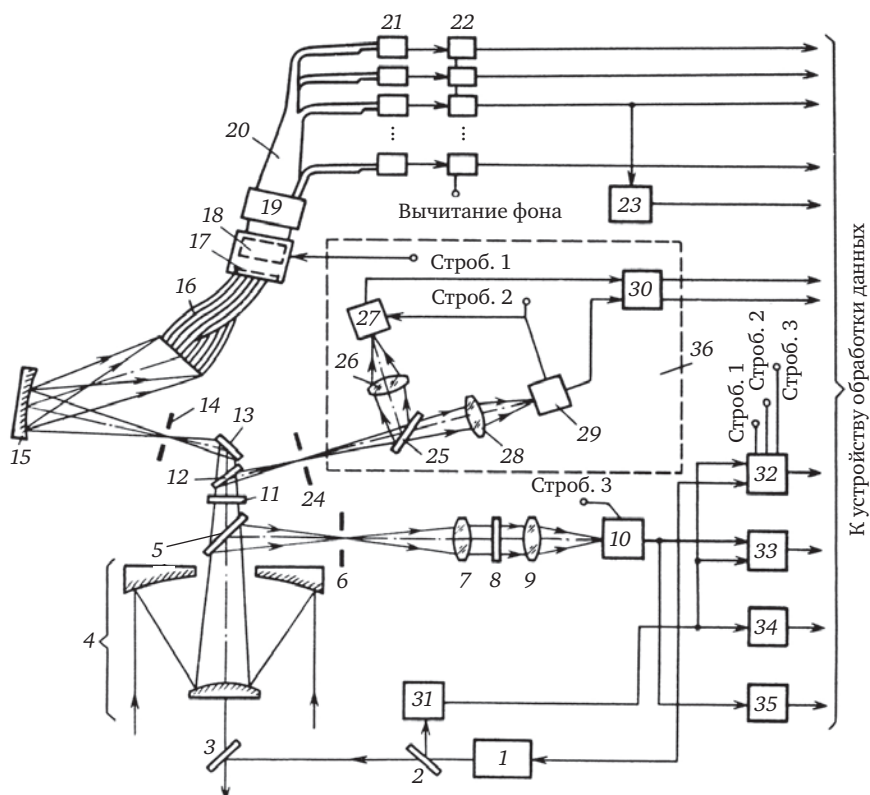


Рис. 3.2. Схема самолётного лазерного флюорометра МК-3:

1 — лазер; 2, 5, 12 — светоделители; 3 — выходное зеркало; 4 — объектив приемной системы; 6, 14, 24 — диафрагмы; 7 — коллимирующая линза; 8 — интерференционный фильтр; 9, 26, 28 — конденсоры; 10, 27, 29 — ФЭУ; 11 — оптический фильтр, блокирующий излучение на длине волны 0,337 мкм; 13 — плоское зеркало; 15 — вогнутая голографическая дифракционная решетка; 16, 20 — волоконно-оптические разветвители; 17 — фотокатод; 18, 19 — каналные усилители; 21 — фотодиоды; 22 — устройства выборки-хранения; 23 — блок автоматической регулировки усиления; 25 — дихроичное зеркало; 30 — измеритель времени затухания; 31 — фотодиод; 32 — генератор синхроимпульсов; 33 — высотомерный блок; 34 — измеритель мощности лазера; 35 — блок измерения коэффициента отражения; 36 — дополнительный двухканальный спектрометр

18. Коэффициент усиления этого канального усилителя может изменяться от 25 до 5300 путем изменения напряжения питания. Второй канальный усилитель 19 имеет фиксированный коэффициент усиления. Канальный усилитель 18 стробируется на время

прихода полезного сигнала, что обеспечивает повышение отношения сигнал/шум. Элементы 17, 18, 19 по существу представляют двухкаскадный электронно-оптический преобразователь, выходной экран которого сопряжен с входными торцами волоконно-оптического разветвителя 20. Выходные жгуты разветвителя 20 подведены к 16 фотодиодам, работающим в соответствующих спектральных каналах. Для вычитания фонового сигнала используются соответствующие блоки 22 — устройства выборки-хранения. В лидаре предусмотрен дополнительный двухканальный спектрометрический блок, используемый для измерения времени затухания флюоресценции в двух спектральных зонах. При обработке данных учитываются: высота полета, мощность импульсов и коэффициент усиления электронного тракта приемной системы.

15. Спектральное альbedo поверхностей

Тип поверхности	Спектральное альbedo ρ_λ , %, при λ , мкм		Отношение $\rho_{\lambda 1,06}/\rho_{\lambda 0,53}$
	0,53	1,06	
Сельскохозяйственные культуры	15	50	4,3
Деревья	15	70	4,6
Почва сухая:			
тип 1	7	25	3,6
тип 2	25...50	25...50	1...2
тип 3	8	40	5
Почва влажная:			
тип 1	3	12	4
тип 2	25...50	25...50	1...2
тип 3	4	20	5
Конструкционные материалы:			
бетон	30...40	30...40	1
асфальт	15	15	1
Снег:			
старый	90	55	0,6
мокрый	85	42	0,5

16. Параметры лазерного флюорометра

Параметры	Значение
Передающая система. Излучатель: N ₂ -лазер	
длина волны	0,337 мкм
ширина полосы	≤0,1 мкм
длительность импульса	3 нс
частота импульсов максимальная	100 Гц
выходная мощность	300 кВт
расходимость пучка	$(3 \times 1)10^{-3}$ рад
Приемная система. Объектив Кассегрена:	
диаметр основного зеркала	20,5 см
относительное отверстие	1/3,1
спектральный диапазон основного спектрометрического блока	0,386...0,690 мкм
номинальная спектральная полоса пропускания 2...15 каналов	20 нм/канал
угловое поле	$(3 \times 1)10^{-3}$ рад
период стробирования	70 нс
пороговая чувствительность	$4,8 \cdot 10^{-17}$ Дж

10.2. Оптико-электронные радиометры

Термином «оптико-электронный радиометр» (или для краткости «радиометр») определяют довольно широкий класс ОЭС, предназначенных для измерения энергетической яркости протяженных излучателей или их температуры. Радиометры предназначены для получения энергетической информации в одном или нескольких определенных участках спектра. Вместе с тем заметим, что в современных ОЭС может одновременно формироваться и энергетическая, и пространственная информация, т.е. радиометрами являются современные многоспектральные сканеры, которые рассмотрены в разд. 10.5. Многоспектральные сканеры обычно имеют большое число радиометрических спектральных каналов. Спектральная ширина этих каналов уже, а пространственное разрешение выше, чем у радиометров, что позволяет воспроизводить

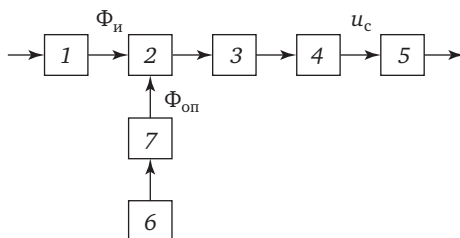


Рис. 3.3. Структурная схема бортового оптико-электронного радиометра:
 1 — оптическая система измерительного канала; 2 — коммутатор каналов; 3 — приемник излучения; 4 — усилительно-преобразующий электронный тракт; 5 — регистрирующее устройство; 6 — опорный излучатель; 7 — оптическая система опорного канала

изображение зондируемой поверхности. Кроме того, как уже отмечалось, в многоспектральных сканерах, помимо радиометрических, содержатся и другие каналы.

Структурная схема оптико-электронного радиометра показана на рис. 3.3. В радиометре содержатся два канала — измерительный и опорный. В измерительный канал поступает поток излучения $\Phi_{\text{и}}$ от зондируемого объекта, в опорный — поток от внутреннего аппаратного источника излучения $\Phi_{\text{оп}}$. В состав оптической системы измерительного канала, как правило, входят защитное окно, объектив, оптические фильтры, а также оптико-механическая сканирующая система и другие элементы. Сканирование используется в узкопольных радиометрах с достаточно высоким пространственным разрешением. В широкопольных радиометрах сканирование не применяется. Потoki излучения из опорного и измерительного каналов поступают на приемник излучения поочередно через коммутатор. Коммутировать каналы можно с помощью модулятора-коммутатора (см. разд. 8.7) или с помощью сканирующего зеркала, при этом в течение одной (активной) части периода зеркало направляется на зондируемый объект, а в течение другой — на опорный излучатель.

Допустим, что поток от зондируемого объекта воспринимается оптической системой 1 в телесном угле $\Omega_{\text{и}}$. Этот угол (см. разд. 2.3) может определяться площадью диафрагмы поля и фокусным расстоянием объектива оптической системы 1. Телесный угол, в котором воспринимается поток от опорного излучателя, будем считать равным $\Omega_{\text{оп}}$. Тогда поток излучения, поступающий на приемник из-

лучения в измерительном канале, будет $\Phi_{\text{и}} = L_{\text{и}} \Omega_{\text{и}} A_{\text{и}} \tau_{\text{и}}$, а в опорном канале $\Phi_{\text{оп}} = L_{\text{оп}} \Omega_{\text{оп}} A_{\text{оп}} \tau_{\text{оп}}$, где $A_{\text{и}}$ и $A_{\text{оп}}$ — площади входного зрачка оптических систем измерительного и опорного каналов соответственно; $\tau_{\text{и}}$ и $\tau_{\text{оп}}$ — пропускание оптических систем измерительного и опорного каналов соответственно.

Разность потоков составит

$$\Delta\Phi = \Phi_{\text{и}} - \Phi_{\text{оп}} = L_{\text{и}} \Omega_{\text{и}} A_{\text{и}} \tau_{\text{и}} - L_{\text{оп}} \Omega_{\text{оп}} A_{\text{оп}} \tau_{\text{оп}}.$$

При проектировании радиометра конструктивными и технологическими средствами обеспечивается выполнение равенства

$$L_{\text{и}} \Omega_{\text{и}} A_{\text{и}} \tau_{\text{и}} = L_{\text{оп}} \Omega_{\text{оп}} A_{\text{оп}} \tau_{\text{оп}} = \Omega A \tau,$$

т. е. «выравнивают» опорный и измерительный каналы, при этом $\Delta\Phi = \Omega A \tau (L_{\text{и}} - L_{\text{оп}})$.

На выходе усилительно-преобразующего электронного тракта (УПЭТ) формируется электрический сигнал $u_{\text{с}}$, пропорциональный разности потоков $\Delta\Phi$. Если принять известными интегральную чувствительность приемника излучения $s_{\text{и}}$, коэффициент передачи УПЭТ $K_{\text{у}}$, то сигнал

$$u_{\text{с}} = K_{\text{у}} s_{\text{и}} \Omega A \tau (L_{\text{и}} - L_{\text{оп}}) = c (L_{\text{и}} - L_{\text{оп}}), \quad (10.5)$$

где $c = K_{\text{у}} s_{\text{и}} \Omega A \tau$ — приборная постоянная.

По сигналу $u_{\text{с}}$ можно определить яркость излучателя

$$L_{\text{и}} = \frac{u_{\text{с}}}{c} + L_{\text{оп}}.$$

Отметим, что здесь мы считаем, что потери потока на пути распространения от источника до оптической системы как в измерительном, так и в опорном канале отсутствуют. Яркость опорного излучателя $L_{\text{оп}}$ является как бы началом отсчета при измерении яркости объекта исследования. В ряде случаев яркость $L_{\text{оп}}$ можно считать равной нулю. Принятие такого допущения возможно при исследовании высокотемпературных источников с температурой более 3000 К, когда в качестве опорного излучателя принимают излучение какой-либо детали конструкции, имеющей температуру меньше 320 К, или когда в качестве опорного излучателя используется излучение неосвещенной Солнцем части космического пространства [33]. В этом случае $L_{\text{и}} = u_{\text{с}}/c$.

При зондировании низкотемпературных источников оптические компоненты и другие компоненты конструкции радиометра, расположенные до приемника излучения, создают фоновое излучение. Устранение влияния фонового излучения осуществляется выравниванием каналов и охлаждением излучающих компонентов.

С учетом спектральной селективности приемника излучения и пропускания оптического канала сигнал u_c для случая, когда $L_{оп} = 0$, можно представить в виде

$$u_c = K_y \int_0^{\infty} \Phi_{ил} s_{\lambda} \tau_{ил} d\lambda,$$

где $\Phi_{ил}$ — спектральная плотность потока излучения, попадающего в измерительный канал; s_{λ} — спектральная чувствительность приемника излучения; $\tau_{ил}$ — спектральное пропускание измерительного канала.

При переходе к относительным значениям $\Phi_{\lambda}^{отн} = \Phi_{ил} / \Phi_{ил_m}$; $s_{\lambda}^{отн} = s_{\lambda} / s_{\lambda_m}$ и $L_{\lambda}^{отн} = L_{ил} / L_{ил_m}$ получим

$$u_{c\lambda} = K_y \Phi_{ил_m} s_{\lambda_m} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\lambda}^{отн} s_{\lambda}^{отн} \tau_{ил} d\lambda = K_y A \Omega L_{ил_m} s_{\lambda_m} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{ил}^{отн} s_{\lambda}^{отн} \tau_{ил} d\lambda.$$

Величину

$$\Delta\lambda_{эф} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda}^{отн} s_{\lambda}^{отн} \tau_{ил} d\lambda$$

называют эффективной спектральной полосой, где λ_1, λ_2 — границы спектрального диапазона работы радиометра.

Тогда выходной сигнал можно представить в виде

$$u_{c\lambda} = K_y A \Omega L_{ил_m} s_{\lambda_m} \Delta\lambda_{эф} = c_{\lambda} L_{ил_m},$$

где $c_{\lambda} = K_y A \Omega s_{\lambda_m} \Delta\lambda_{эф}$ — спектральная приборная постоянная. По сигналу u_c может быть определена яркость $L_{ил_m} = u_{c\lambda} / c_{\lambda}$.

Для определения яркости объекта в условиях ослабления входного потока атмосферой, очевидно, необходимо знать функцию

пропускания атмосферы $\tau_{\lambda a}$. Иногда эту функцию включают при определении эффективной спектральной полосы:

$$\Delta\lambda_{\text{эф}} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda}^{\text{отн}} S_{\lambda}^{\text{отн}} \tau_{\text{н}\lambda} \tau_{\lambda a} d\lambda.$$

Рассмотрим примеры схем бортовых радиометров, иллюстрирующих принципы их построения. Типовая схема бортового радиометра первых метеорологических спутников Земли показана на рис. 3.4, а. Радиометры такого типа являются, как правило, узкопольными с оптико-механическим сканированием. Узкопольными считают радиометры с мгновенным угловым полем $\omega_{\text{мг}} \leq 5^\circ$. В рассматриваемом примере сканирование осуществляется с помощью вращающегося плоского зеркала, установленного перед объективом Кассегрена. Коммутатор представляет собой диск с чередующимися прозрачными и зеркальными со стороны приемника излучения секторами. Конструкцию такого модулятора-коммутатора мы рассматривали в разд. 8.7. Излучение опорного источника (черного тела) передается на модулятор через вогнутое зеркало 5. На приемник излучения попеременно в противофазе поступают потоки излучения от объекта $\Phi_{\text{и}}$ и от опорного источника $\Phi_{\text{оп}}$. Эпюры потоков, прошедших через модулятор, показаны на рис. 3.4, б. Для простоты принято, что импульсы потоков имеют прямоугольную форму, а поток $\Phi_{\text{и}}$ имеет постоянное значение. Поток $\Delta\Phi(t)$, поступающий на приемник излучения, будет содержать переменную составляющую, амплитуда которой пропорциональна разности потоков $\Phi_{\text{и}} - \Phi_{\text{оп}}$. В усилительно-преобразующем электронном тракте выделяется сигнал $u_c(t)$, представляющий первую гармонику разностного сигнала, определяемого выражением (10.5). При изменении потока $\Phi_{\text{и}}(t)$ во времени сигнал $u_c(t)$ будет иметь огибающую, отражающую это изменение.

В более поздних метеорологических спутниках на смену одноэлементным пришли многоэлементные приемники излучения. Это позволило увеличить число спектральных каналов радиометров и повысить радиометрическую точность измерений.

Примером высокоточного радиометра, содержащего несколько спектральных каналов, является радиометр ATSR, предназначенный для измерения температуры моря. Радиометр создан консор-

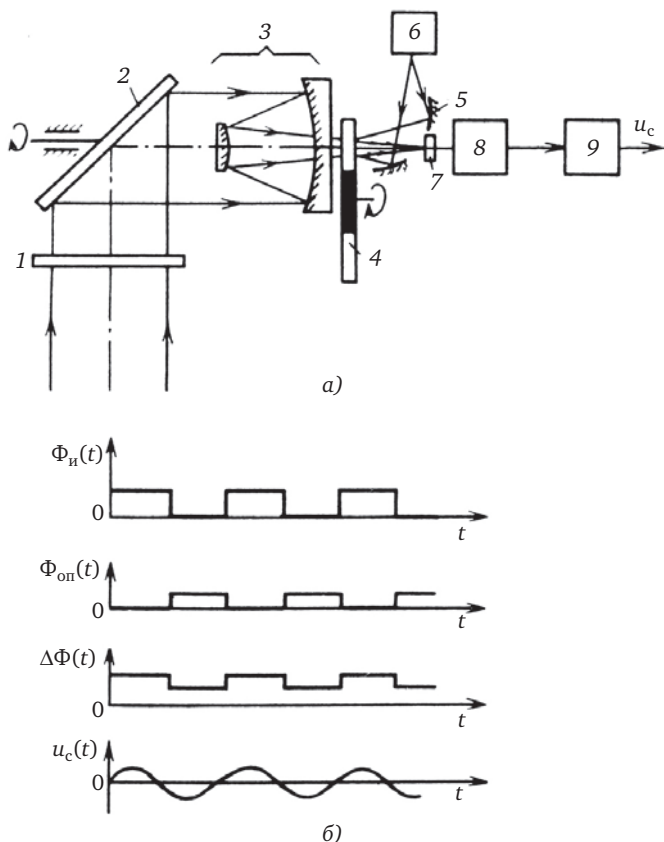


Рис. 3.4. К описанию принципа действия бортового оптико-электронного радиометра метеорологических спутников:

a — функциональная схема: 1 — входное окно; 2 — сканирующее зеркало; 3 — объектив; 4 — модулятор-коммутатор; 5 — зеркало опорного канала; 6 — опорный излучатель; 7 — оптический фильтр; 8 — приемник излучения; 9 — усиленно-преобразующий электронный тракт; *б* — эпюры сигналов

циумом, состоящим из Апплетонской лаборатории им. Резерфорда, действующей в сотрудничестве с Британской метеорологической службой, Оксфордским университетом, Муллардской лабораторией космических исследований, Центром физических исследований атмосферы (Франция) и Государственной организацией научно-технических исследований (CSIRO) (Австралия). Схема радиометра показана на рис. 3.5.

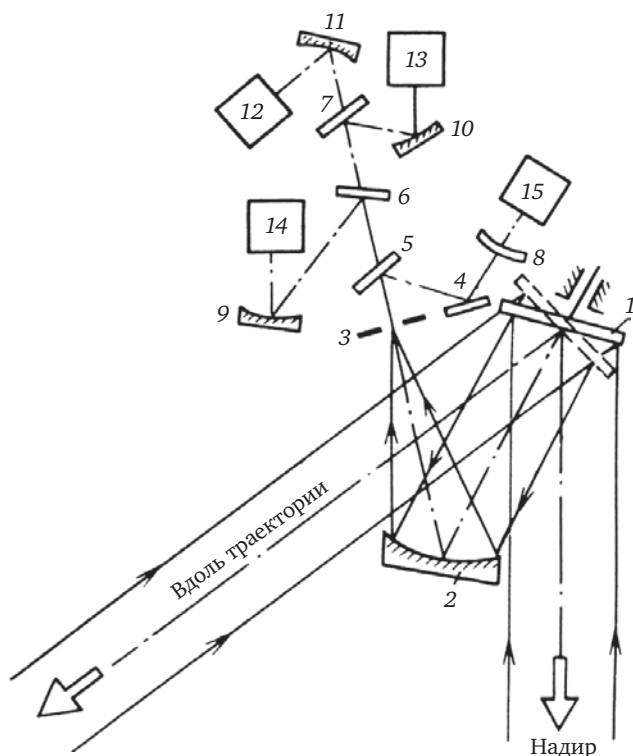


Рис. 3.5. Схема радиометра ATSR:

1 — сканирующее зеркало; 2 — зеркальный объектив; 3 — диафрагма поля; 4 — плоское зеркало; 5—7 — дихроичные зеркала спектроделителя; 8 — линзовый конденсор; 9—11 — зеркальные конденсоры; 12—15 — приемники излучения

Дистанционное зондирование с помощью ATSR ведется с целью измерения температуры поверхности моря с абсолютной точностью $\pm 0,5$ K, усредняемой по площади 50 км^2 , и определения изменений температуры поверхности моря с той же точностью между соседними элементами разложения площадью 1 км^2 . Сканирование осуществляется наклонным вращающимся плоским зеркалом, установленным под углом $11,725^\circ$ к оси вращения. В результате этого оптическая ось описывает в пространстве конус с углом $46,9^\circ$, при этом коническая поверхность содержит в себе направление в надир и симметрична относительно проекции траектории спутника на Землю. Частота сканирования равна $62,3$ Гц. Активная часть

периода сканирования имеет два участка с центрами, соответствующими пересечению оптической осью траектории движения спутника на поверхности Земли. Один из этих центров соответствует визированию вдоль траектории, а другой — визированию в надир. В промежуточных положениях сканирующее зеркало направляется на два бортовых черных тела с разными температурами. Одно черное тело имеет температуру закрытой оптической системы, а другое нагрето до 305 К. Такая геометрия сканирования позволяет направить изображение одного и того же участка поверхности моря по двум направлениям — в надир и по наклонной трассе. Это дает возможность проводить более точную атмосферную коррекцию результатов измерений температуры. В качестве объектива радиометра используется внеосевой параболоид. Полевая диафрагма, как и другие оптические компоненты до приемников излучения, охлаждается до 80 К. Спектроделитель формирует 4 спектральных канала: 3,55...3,93 мкм, 10,4...11,3 мкм, 11,5...12,5 мкм и 1,58...1,64 мкм. В первых трех каналах в качестве конденсоров используются идентичные эллиптические зеркала. В четвертом канале — линза из сульфида цинка. Для пространственной привязки радиометрических данных со сканирующим зеркалом связывают отсчетное устройство, определяющее его угловое положение относительно осей ориентации спутника.

10.3. Оптико-электронные спектрометры

Оптико-электронными спектрометрами называют ОЭС, предназначенные для измерения спектрального распределения яркости протяженных излучателей. Если измеряется распределение энергетической яркости, такие спектрометры называют спектро радиометрами. При измерении распределения фотометрической яркости спектрометры называют спектрофотометрами. Структурная схема спектрометра приведена на рис. 3.6 Нетрудно заметить, что ряд блоков и связи между ними такие же, как и в структуре радиометра. Вместе с тем, отличительными, наиболее характерными и важнейшими для спектрометров являются: оптическая система, обеспечивающая получения спектра входного потока излучения (полихроматор или монохроматор) и система, осуществляющая сканирование по спектру. Как регистрирующее устройство в совре-

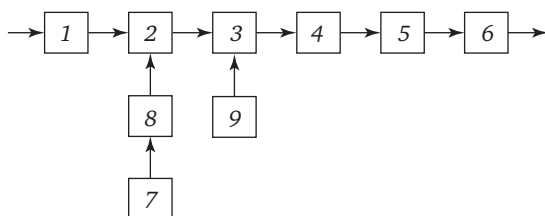


Рис. 3.6. Структурная схема оптико-электронного спектрометра:

1 — оптическая система измерительного канала; 2 — коммутатор каналов; 3 — диспергирующая оптическая система (монохроматор или полихроматор); 4 — приемник излучения; 5 — усилительно-преобразующий электронный тракт; 6 — регистрирующее устройство; 7 — опорный излучатель; 8 — оптическая система опорного канала; 9 — система сканирования по спектру

менных спектрометрах используется компьютер, обеспечивающий обработку цифрового сигнала, поступающего с усилительно-преобразующего электронного тракта, запись и хранение информации. В зависимости от способа получения спектра входного излучения различают дисперсионные спектрометры и Фурье-спектрометры.

Дисперсионные спектрометры. В дисперсионных спектрометрах для получения спектра используются диспергирующие элементы — спектральные призмы и дифракционные решетки. Эти элементы являются частью монохроматоров и полихроматоров. Типовая схема призмного монохроматора приведена на рис. 3.7. Входная щель помещена в фокусе коллиматорного объектива, создающего параллельный поток лучей. Второй (камерный или проекционный) объектив строит изображение спектра в задней фокальной плоскости, где располагается выходная щель, выделяю-

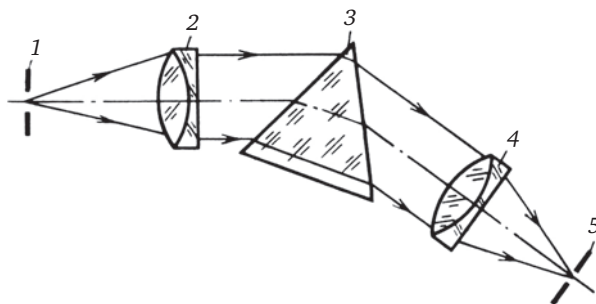


Рис. 3.7. Схема призмного монохроматора:

1 — входная щель; 2 — коллимирующий объектив; 3 — спектральная призма; 4 — камерный объектив; 5 — выходная щель

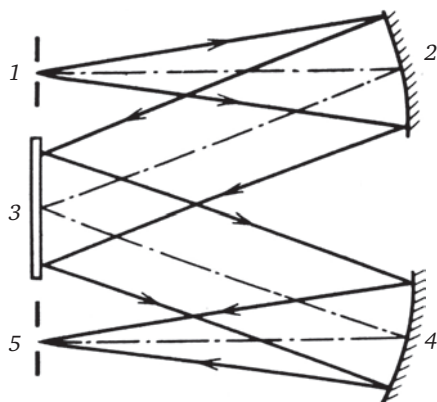


Рис. 3.8. Схема монохроматора с дифракционной решеткой:

1 — входная щель; 2, 4 — коллимирующий и камерный объективы (внеосевые параболоиды); 3 — дифракционная решетка; 5 — выходная щель

щая из спектрального изображения полосу шириной $\Delta\lambda = a/D_l$, где a — ширина выходной щели, D_l — линейная дисперсия. Монохроматоры могут быть построены и на основе дифракционных решеток (рис. 3.8). В таких монохроматорах обычно применяются зеркальные объективы. При использовании щелевых монохроматоров сканирование по спектру может осуществляться за счет линейных перемещений выходной щели вдоль изображения спектра или за счет угловых поворотов призмы или дифракционной решетки. В современных спектрометрах преимущественное использование получили полихроматоры, в которых спектральная картина не ограничивается выходной щелью, а воспринимается целиком телевизионной передающей трубкой или многоэлементным приемником излучения. Спектрометры с полихроматорами называют гиперспектрометрами (видеоспектрометрами). Наряду со спектральной, гиперспектрометры дают и пространственную информацию, что в совокупности формирует так называемый информационный гиперкуб (рис. 3.9). Допустим, что в плоскости xu создается изображение зондируемого поля яркости. Входная щель полихроматора, расположенная в плоскости изображения, «вырезает» узкую полосу изображения вдоль оси x (рис. 3.9, а). Движение изображения происходит по ортогональной оси y . Полихроматор создает спектральное изображение щели таким образом, что направление раз-

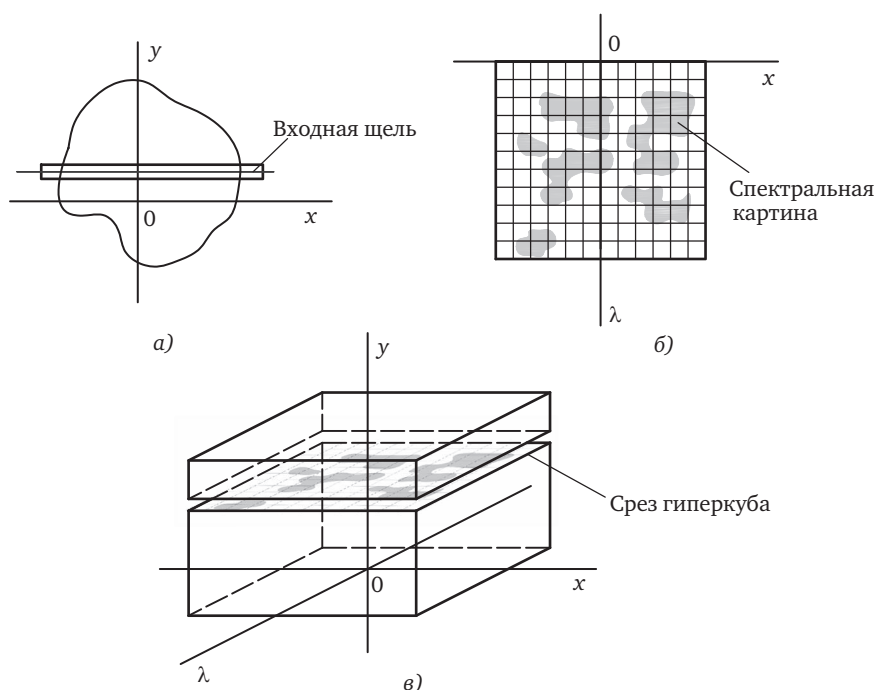


Рис. 3.9. Формирование пространственно-спектрального гиперкуба:

a — входная щель; $б$ — спектральная картина на матрице приемников излучения (срез гиперкуба); $в$ — гиперкуб

ложения в спектр (ось λ , рис. 3.9, б) перпендикулярно щели. Спектральная картина воспринимается многоэлементным приемником излучения, при этом для каждого пространственного пикселя осуществляется сканирование по спектру (по координате λ). Таким образом, при формировании гиперкуба требуется одновременное пространственное и спектральное сканирование. Пространственное сканирование по оси x осуществляется построчной выборкой элементов матрицы, сканирование по оси y — за счет движения носителя и, соответственно, изображения, сканирование по спектру (по оси λ) — формированием столбцов (каждому пикселю строки соответствует спектральный столбец матрицы). Для фиксированного положения щели по оси y на матрице приемников излучения создается один «срез» гиперкуба. Далее щель перемещается по оси y и формируется следующий срез и т.д. (рис. 3.9, в).

Отметим существенные отличия в спектральной информации, получаемой многоспектральными сканерами и гиперспектрометрами. В многоспектральных сканерах сканирование по спектру не осуществляется, а берется выборка спектра, характеризующаяся расположением спектральных полос и их шириной. В гиперспектрометрах сканируется определенный непрерывный участок (диапазон) спектра и создается соответствующая спектральная картина объекта в этом диапазоне.

Рассмотрим характерные примеры схем дисперсионных спектрометров

Схема инфракрасного щелевого дифракционного спектрометра для ИСЗ «Космос-45» показана на рис. 3.10. Спектрометр имеет два построенных идентично спектральных канала в каждом из которых используется свой монохроматор, включающий входную щель, коллиматорный объектив, дифракционную решетку — эшелетт и камерный объектив. Все объективы спектрометра — внеосевые параболоиды. Выходная щель монохроматора сопряжена с чувствительной площадкой приемника излучения — болометра. Коммутация каналов осуществляется модулятором, состоящим из зеркальных с обеих сторон и прозрачных секторов (прорезей). В зависимости от положения секторов на приемники излучения поступают потоки от измерительного или опорного канала. Так, например, если по ходу лучей за объективом 2 находится прозрачный сектор, то во входную щель 3 попадает поток $\Phi_{\text{и}}$ измерительного канала, а во входную щель 4 поток $\Phi_{\text{оп}}$ опорного канала. Если же сектор поменяется при вращении модулятора на зеркальный, то во входную щель 3 будет попадать поток $\Phi_{\text{оп}}$, отраженный от нижней поверхности модулятора, а в щель 4 — поток $\Phi_{\text{и}}$, отраженный от верхней поверхности. Сигналы на выходе приемников излучения усиливаются и фильтруются. Амплитуда переменного сигнала, как и в случае, описанном в разд. 10.2, пропорциональна разности потоков $\Delta\Phi$, поступающих из опорного и измерительного каналов. Сканирование по спектру осуществляется за счет поворота дифракционных решеток вокруг осей, параллельных штрихам. Решетки имеют различное число штрихов и рассчитаны так, что в одном канале максимум концентрации энергии приходится на $\lambda_1 = 10$ мкм, а в другом на $\lambda_2 = 20$ мкм. В первом спектральном канале установлен оптический фильтр, блокирую-

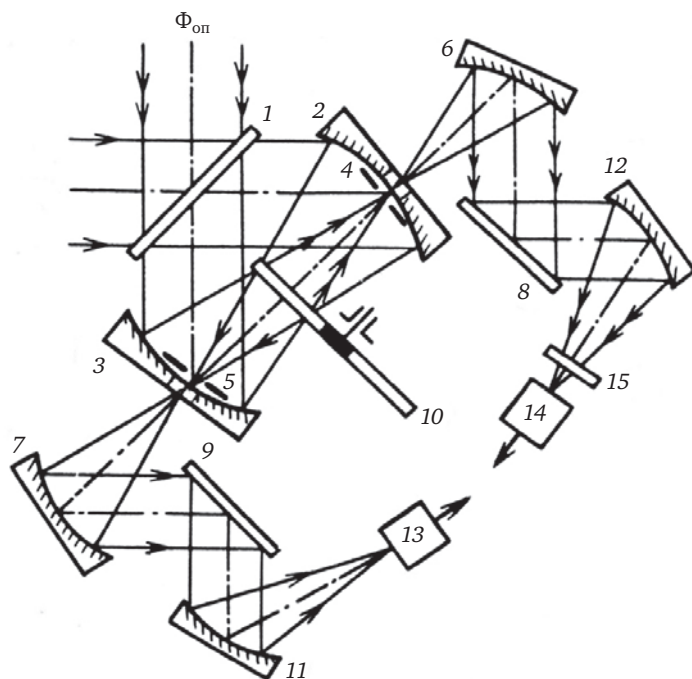


Рис. 3.10. Схема спектро радиометра спутника «Космос-45»:

1 — входное окно; 2, 3 — объективы; 4, 5 — входные щели монохроматоров; 6, 7 — коллиматорные объективы; 8, 9 — дифракционные решетки; 10 — модулятор-коммутатор; 11, 12 — камерные объективы; 13, 14 — приемники излучения; 15 — оптический фильтр

щий излучения с длиной волны $\lambda < 7$ мкм. Во втором канале (более длинноволновом) роль блокирующего оптического фильтра выполняет покрытие зеркала коллиматорного объектива. Спектро радиометр обеспечивает предел спектрального разрешения $\delta\lambda$ (минимальное расстояние в длинах волн между серединами двух соседних спектральных элементов, регистрируемых отдельно на выходе системы)

в первом канале:

$\delta\lambda = 1,2$ мкм на длине волны $\lambda = 7$ мкм;

$\delta\lambda = 1,1$ мкм на длине волны $\lambda = 18$ мкм;

во втором канале:

$\delta\lambda = 2,8$ мкм на длине волны $\lambda = 14$ мкм;

$\delta\lambda = 2,1$ мкм на длине волны $\lambda = 36$ мкм.

При этом спектральное разрешение $R = \lambda/\delta\lambda$ составляет для первого канала $R = 5...16$, для второго — $R = 5...19$. Мгновенное угловое поле спектро радиометра составляет $1^\circ 46' \times 2^\circ 20'$, при этом с высоты полета 250 км охватывается участок 75 км^2 . Основные конструктивные параметры: частота модуляции 27 Гц, объективы радиометра имеют диаметр $D_p = 27,5 \text{ мм}$, фокусное расстояние $f'_p = 55 \text{ мм}$. Коллиматорные объективы: $D_k = 22,5 \text{ мм}$; $f_k = 45 \text{ мм}$; камерные объективы: $D_{\text{км}} = 20 \text{ мм}$; $f_{\text{км}} = 20 \text{ мм}$, площадь чувствительной площадки болометров $A_{\text{пи}} = 1 \text{ мм}^2$, эшелетты имеют $N = 24 \text{ штр/мм}$ и в первом и втором каналах соответственно.

Примером авиационного видеоспектрометра является бортовой спектро радиометр дистанционного зондирования. Схема этого спектро радиометра показана на рис. 3.11. Входной объектив с фокусным расстоянием $f = 210 \text{ мм}$ строит изображение в плоскости входной щели. Полихроматор выполнен на основе дифракционной решетки, имеющей 75 штр/мм . Коллиматорный и камерный объективы совмещены в одном зеркале. Как коллиматорный объектив работает нижняя часть зеркала, а как камерный — верхняя его часть. Дополнительная линза с фокусным расстоянием $f = 100 \text{ мм}$ используется для уменьшения размера спектральной картины, что необходимо при согласовании этого размера с форматом кадра телевизионной трубки типа видикон. Сканирование спектральной картины осуществляется электронной разверткой в малокадровом режиме. При развертке создается 500 линий (строк). На виде А показано спектральное изображение и направление сканирования. Ширина одной строки (линии) равна 25 мкм . Эта линия как бы является выходной щелью, если провести аналогию со щелевым монохроматором. Скорость считывания соответствует 64 мкс на линию. Кадр строится за 32 мс (500 линий). Каждая линия дает свой спектральный канал. Сигнал с каждой строки (канала) преобразуется в цифровую форму и подается в запоминающее устройство. Данные, хранящиеся в запоминающем устройстве, могут быть считаны в реальном масштабе времени и визуально отображаться на дисплее в виде спектрограммы. Для регистрации данные могут быть представлены и в цифровой форме. Система предназначена для установки на легком самолете с номинальной высотой полета 600 м над исследуемой поверхностью. На этой высоте мгновенное поле составляет на местности площадку $18 \times 1 \text{ м}$. За $0,32 \text{ с}$ суммируются

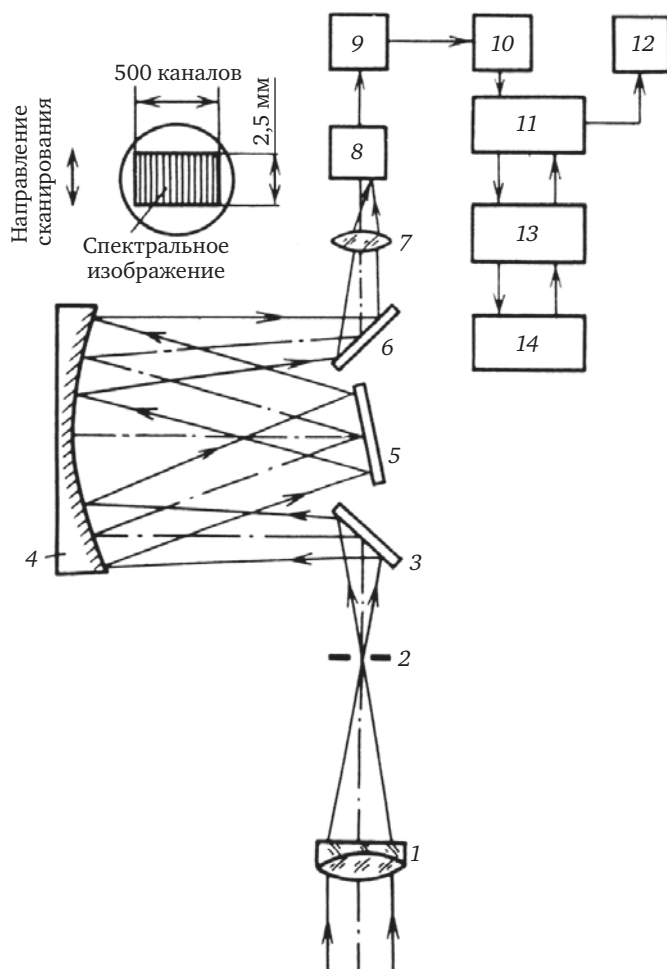


Рис. 3.11. Схема авиационного спектрометра:

1 — объектив; 2 — входная щель; 3, 6 — плоские зеркала; 4 — объектив полихроматора; 5 — дифракционная решетка; 7 — масштабирующая линза; 8 — телевизионная трубка; 9 — предусилитель; 10 — АЦП; 11 — запоминающее устройство; 12 — дисплей; 13 — интерфейс; 14 — записывающее устройство

десять спектров (кадров), что соответствует 18 м перемещения самолета вдоль траектории полета. Сумма 10 кадровых разверток записывается на ленту, а затем осредняется для получения спектральной характеристики, интегрированной по полю в 18 м. За циклом

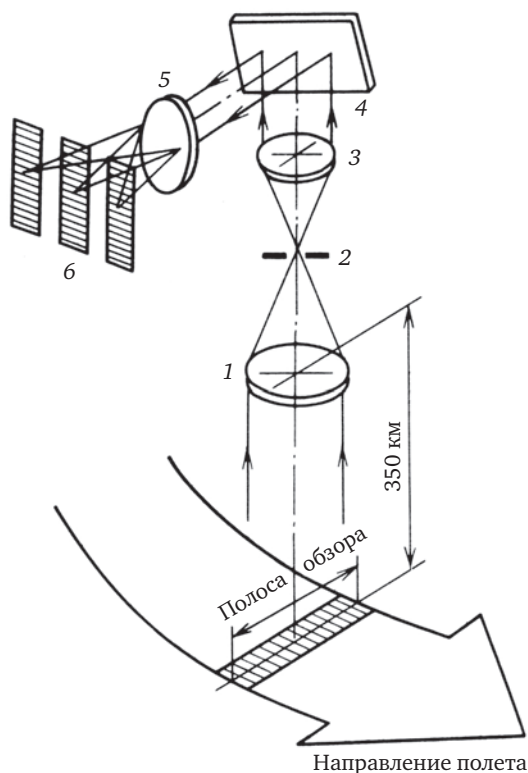


Рис. 3.12. Схема видеоспектрометра MOS:

1 — входной объектив; 2 — входная щель; 3 — коллиматорный объектив;
4 — дифракционная решетка, 5 — камерный объектив; 6 — ПЗС-линейки

суммирования части спектров следует вывод на ленту устройства записи, затем начинается новое суммирование, при этом три кадра пропускается. Через каждый десятый вывод на ленту производится фотографирование «настоящей», а не спектрально-изображенной подстилающей поверхности. Эти снимки обеспечивают 60% перекрытия. Использование параллельного ввода спектральных данных с помощью телевизионной трубки обеспечивает высокую скорость обработки (в реальном масштабе времени), высокое спектральное разрешение. Конструкция спектрорадиометра проста и компактна. Однако спектральный диапазон работы ограничен областью спектральной чувствительности телевизионной трубки.

Для космического мониторинга Земли Институтом технологии космических датчиков Центра исследований DLR Берлин-Адлершоф (бывший Институт космических исследований ГДР) был разработан модульный оптико-электронный сканирующий спектрометр (MOS). Этой разработке предшествовали многоканальные спектрометры MKS, работавшие на ИСЗ серии «Интеркосмос», и MKS-M, используемые на космических станциях «Салют-7» и «Мир».

Прибор MOS включает два спектрометрических модуля: MOS-A и MOS-B, принципиальная схема которых идентична. В упрощенном варианте эта схема показана на рис. 3.12. MOS-B (биоспектрометр) предназначен для исследования поверхности океана с целью определения экологических параметров (поверхностного загрязнения, характеристик хлорофилла, содержания осадений и т. д.). Модуль MOS-A (спектрометр атмосферы) предназначен для измерения атмосферного рассеяния излучения в узком спектральном диапазоне. Камерный объектив полихроматора создает изображение спектра на линейках ПЗС. В приборе предусмотрена внутренняя и внешняя (солнечная) калибровки. Параметры модулей MOS-A и MOS-B приведены в табл. 17.

Примером космического дисперсионного гиперспектрометра является оптико-электронная система Hyperion, установленная на спутнике EO-1. Основными узлами Hyperion являются телескоп, два щелевых полихроматора на дифракционных решетках и блок приемников излучения. Телескоп построен по схеме трехзеркального анастигмата (рис. 3.13). Входной зрачок телескопа имеет диаметр 12 см. Диафрагмой, установленной в фокальной плоскости объектива, выделяется угловое поле $0,624^\circ$ по ширине (7,5 км на поверхности Земли) и 42,55 мкрад (30 м на поверхности Земли) вдоль направления полета. Изображение поверхности Земли, ограниченное диафрагмой, передается с увеличением 1,38 на входные щели двух полихроматоров, при этом поток излучения с помощью дихроичного зеркала делится на два спектральных канала: 0,4...1,0 мкм и 0,9...2,5 мкм (на рис. 3.13 показан один из двух каналов). В спектральном диапазоне 0,4...1,0 мкм используется кремниевая ПЗС-матрица 60×250 элементов, создающих 60 (спектральных) $\times$ 250 (пространственных) каналов. В спектральном диапазоне 0,9...2,5 мкм используется CdHgTe-матрица, создающая 160 (спектральных) $\times$ 250 (пространственных) каналов.

17. Параметры спектрометров MOS

Параметр	Значение	
	MOS-A	MOS-B
Спектральный диапазон, нм	757...768	400...1010
Число спектральных каналов	4	13
Средняя длина волны каналов, нм	756,7; 760; 763,5; 766,4	408; 443; 485; 520; 570; 615; 650; 685; 750; 870; 815; 945; 1010;
Полуширина спектральной полосы, нм	1,4	10
Угловое поле, град:		
вдоль траектории полета	0,343	0,094
поперек траектории полета	13,6	14,0
Полоса обзора км (с высоты $H = 350$ км)	83	86
Размер элемента разложения, км×км	2,82×2,87	0,67×0,7
Число элементов разложения	29	128
Относительная погрешность ($\Delta L/L$), %	0,3	1,0
Число элементов ПЗС	512	512
Размеры элемента, мкм ²	23×480	23×480
Отношение сигнал/шум	100	100

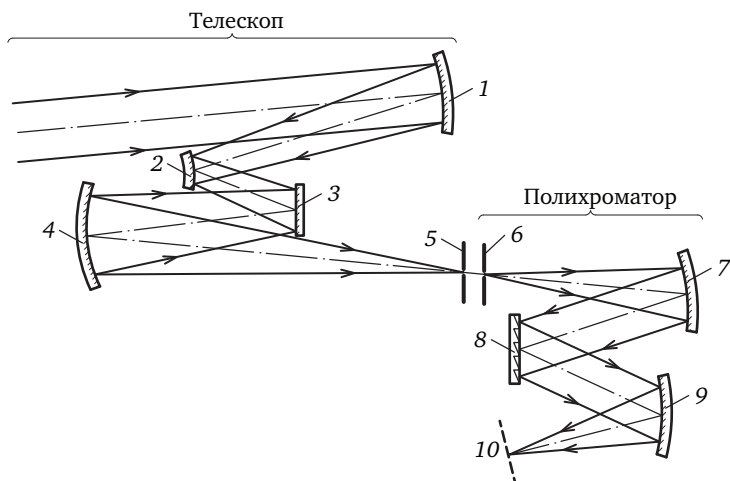


Рис. 3.13. Оптическая схема спектрометра Hyperion:

1 — первичное зеркало; 2 — вторичное зеркало; 3 — плоское зеркало; 4 — третье зеркало объектива; 5 — диафрагма поля; 6 — входная щель; 7 — коллиматорный объектив; 8 — дифракционная решетка; 9 — камерный объектив; 10 — фокальная плоскость

Технические параметры гиперспектрометра Hyperion представлены в табл.18.

18. Параметры гиперспектрометра Hyperion

Спектральный диапазон, мкм	0,4...1,0; 0,9...2,5
Угловое поле (строка)	0,625° (7,5 км с высоты 705 км)
Пространственное разрешение	42,55 мкрад (30 м)
Приемники излучения	Si ПЗС-матрица 60×250 элементов (0,4...1,0 мкм) CdHgTe-матрица 160×250 элементов (0,9...2,5 мкм)
Число спектральных каналов	220
Радиометрическое разрешение, бит на пиксель	12
Частота кадров, Гц	225
Радиометрическая погрешность, %	6

Фурье-спектрометры. В фурье-спектрометрах в качестве оптических систем, создающих спектральное разложение входного потока излучения, используются интерферометры Майкельсона и Саньяка.

Схема Фурье-спектрометра показана на рис. 3.14. Угловое поле ограничивает диафрагма поля, установленная в фокальной плоскости входного объектива. Параллельный пучок лучей за коллиматорным объективом делится на две составляющие. Одна из них проходит через полупрозрачное зеркало (светоделительную пластинку), падает на подвижное зеркало и вновь попадает на полупрозрачное зеркало. Отраженная в сторону камерного объектива часть потока поступает на приемник излучения. Другая часть входного потока, отраженного в сторону неподвижного опорного зеркала, дважды пройдя через компенсационную пластинку, при отражении от опорного зеркала также собирается камерным объективом на приемнике излучения. Компенсационная пластинка выравнивает длину хода оптических лучей в каналах интерферометра. Это неравенство возникает из-за того, что пучок лучей, прошедший в сторону подвижного зеркала, проходит через плоскопараллельную

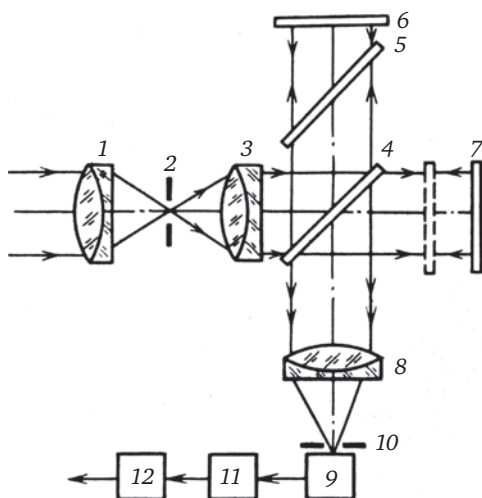


Рис. 3.14. Схема Фурье-спектрометра:

1 — входной объектив; 2 — диафрагма поля; 3 — коллиматорный объектив; 4 — полупрозрачное зеркало; 5 — компенсирующая пластинка; 6 — опорное плоское зеркало; 7 — подвижное плоское зеркало; 8 — камерный объектив; 9 — приемник излучения; 10 — выходная щель; 11 — усилительно- преобразующий электронный тракт; 12 — регистрирующее устройство

пластинку полупрозрачного зеркала трижды (считаем, что на первой поверхности этой пластинки нанесено светоделительное покрытие), а пучок лучей, отраженный в сторону опорного зеркала, проходит через эту пластинку один раз. Оптические пучки, соединенные полупрозрачным зеркалом, когерентны и интерферируют. При равенстве плеч интерферометра оптические пучки, падающие на приемник излучения, синфазны. При перемещении подвижного зеркала вдоль оптической оси изменяется разность хода интерферирующих оптических пучков. Разность фаз интерферирующих волн равна

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda},$$

где Δ — разность хода.

Интерференционный максимум имеет место, когда разность хода Δ равна четному числу полуволн или целому числу волн, т. е.

$$\Delta = k\lambda, \quad k = 1, 2, 3, \dots$$

В интерферометре Майкельсона это условие соблюдается при смещении подвижного зеркала на четное число четвертей волн или целое число полуволен. Известно, что при сложении двух колебаний с одинаковой амплитудой и частотой возникает колебание с амплитудой A , пропорциональной косинусу разности фаз этих колебаний, т. е.

$$A = c \cos\left(\frac{2\pi\Delta}{\lambda}\right),$$

где $c = \text{const}$.

Применительно к рассматриваемому случаю интерферирующих волн, монохроматический поток, облучающий приемник, будет равен

$$d\Phi_\lambda = c_1 L_{e\lambda} \cos\left(\frac{2\pi\Delta}{\lambda}\right),$$

где $L_{e\lambda}$ — спектральная плотность энергетической яркости источника излучения, находящегося в угловом поле спектрометра; $c_1 = \text{const}$.

При движении зеркала со скоростью v его перемещение $s = vt$, а возникающая разность хода оптических волн $\Delta = 2vt$. В некоторые моменты времени для излучения с длиной волны λ выполняется условие $\Delta = k\lambda$ или $vt = k\lambda/2$, при этом максимумы потока будут возникать во времени с периодом $T = \lambda/2$ или с частотой $f = 2v/\lambda$, зависящей от длины волны λ .

Поскольку входной поток излучения имеет сложный спектральный состав, каждая спектральная составляющая будет давать свою временную частоту чередования максимумов и иметь интенсивность, пропорциональную $L_{e\lambda}$. Таким образом, по записи сигнала при соответствующей обработке по временному спектру может быть восстановлена спектральная плотность энергетической яркости (спектр излучения).

Схема спектрометра с интерферометром Саньяка приведена на рис. 3.15. В интерферометре Саньяка отсутствуют подвижные элементы. Фазовый сдвиг между интерферирующими потоками излучения, распространяющимися в интерферометре Саньяка во взаимно противоположных направлениях, пропорционален углу между оптической осью и направлением прихода излучения. Интерферометр Саньяка обеспечивает получение только одномерной

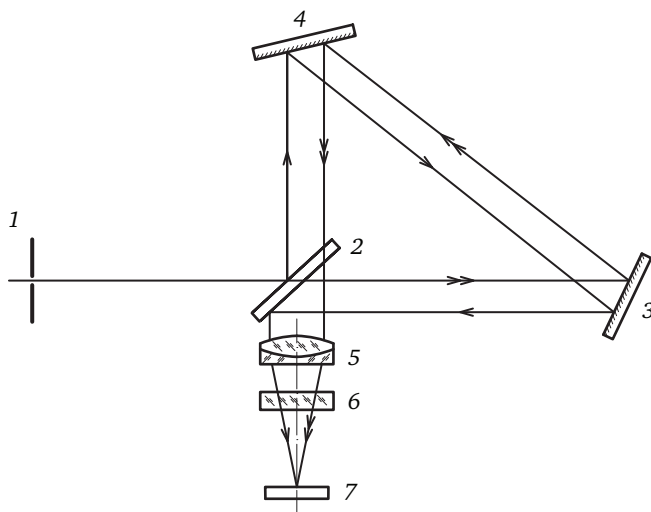


Рис. 3.15. Схема спектрометра с интерферометром Саньяка:

1 — диафрагма поля (пространственный пиксель); 2 — светоделительная пластинка; 3, 4 — плоские зеркала; 5 — объектив; 6 — цилиндрическая линза; 7 — линейка приемников излучения

спектральной и пространственной информации, при этом спектральная информация получается в одном направлении, а пространственная — в ортогональном. В этом отношении спектрометры с интерферометрами Саньяка аналогичны дисперсионным спектрометрам, однако уступают и дисперсионным спектрометрам и спектрометрам с интерферометрами Майкельсона по спектральному разрешению, но более компактны и стабильны.

В Фурье-спектрометрах отсутствуют энергетические потери, связанные с диспергирующими элементами, и, кроме этого, угловое поле составляет, как правило, более 10° . Поэтому энергетический порог чувствительности Фурье-спектрометров может быть на два порядка выше, чем у щелевых спектрометров. Все это указывает на целесообразность применения Фурье-спектрометров при работе в средней и дальней ИК-области спектра и исследовании протяженных излучателей.

Спектрометры-поляриметры. В ряде случаев при дистанционном зондировании исследуются поляризационные характеристики излучения. Использование этих характеристик позволяет расши-

рить область признаков, применяемых при исследовании, в частности, при обнаружении и распознавании объектов. Это особенно важно, если эти объекты имеют близкие спектральные и энергетические параметры и характеристики. При дистанционном зондировании обычно используют степень поляризации и угол поворота плоскости поляризации излучения. Эллиптичность поляризации как информативный параметр при дистанционном зондировании используется реже.

Оптико-электронные системы, предназначенные для измерения поляризационных характеристик излучения, называют оптико-электронными поляриметрами. Поляризационные характеристики определяются через энергетические или спектроэнергетические параметры излучения. Соответственно, различают радиометры-поляриметры и спектрометры-поляриметры. Структура поляриметра оказывается практически такой же, как у радиометра или спектрометра. Отличие состоит в содержании дополнительных компонентов, позволяющих анализировать поляризационные характеристики. Такими компонентами являются линейные поляризаторы и фазовые пластинки. В качестве примера рассмотрим схему спектрометра-поляриметра, предназначенного для измерения спектральной энергетической яркости объектов, спектрального распределения освещающего потока, степени поляризации и положения (угла) плоскости поляризации отраженного излучения.

Схема спектрометра-поляриметра приведена на рис. 3.16. Прибор имеет два оптических входа. Первый вход осуществляется через рассеиватель 7 и служит для измерения падающего на объект потока излучения. Второй вход, через поляроид, предназначен для измерения отраженного от объекта излучения. С помощью волоконно-оптических световодов потоки излучения передаются на разные участки входной щели монохроматора. За выходной щелью монохроматора установлены кремниевые фотодиоды, воспринимающие пространственно разделенные падающий и отраженный потоки. Сканирование по спектру осуществляется за счет поворотов дифракционной решетки с помощью электромеханического привода и кулачкового механизма. Спектральный диапазон работы прибора 0,45...1,15 мкм разбит на два поддиапазона 0,45...0,70 и 0,70...1,15 мкм. Это позволяет избавиться от наложения высших порядков спектра. В каждом из поддиапазонов используются своя вы-

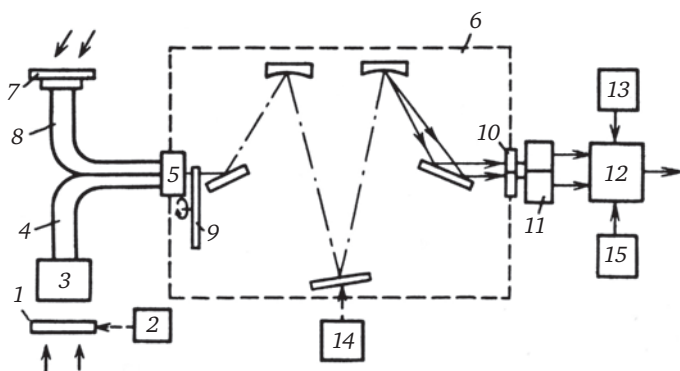


Рис. 3.16. Схема спектрометра-поляриметра:

1 — поляроид; 2 — привод вращения поляроида; 3 — объектив; 4, 8 — волоконно-оптические световоды; 5 — входная щель; 6 — монохроматор с дифракционной решеткой; 7 — рассеиватель; 9 — модулятор; 10 — оптические фильтры; 11 — блок приемников излучения; 12 — усилительно-преобразующий электронный тракт; 13 — блок формирования служебных сигналов; 14 — механизм поворота дифракционной решетки; 15 — пульт контроля и управления

ходная щель, соответствующий оптический фильтр и приемник излучения. Переключение поддиапазонов осуществляется с помощью коммутации предусилителей в моменты, соответствующие определенным углам поворота дифракционной решетки. Степень поляризации отраженного от объекта излучения определяет глубину модуляции выходного сигнала. Эта модуляция возникает при вращении поляроида. Фаза модулирующей функции определяется углом поворота плоскости поляризации относительно курса полета носителя.

Спектрометр-поляриметр предназначен для установки на вертолете и обеспечивает спектральный диапазон измерений 0,45...1,15 мкм, предел спектрального разрешения 10 нм, угловое поле 3°, время регистрации спектра 1,5 с, погрешность измерения спектральной яркости и освещенности 10% и степени поляризации 3%.

10.4. Сканеры

Механизмом получения пространственной информации (снимков) при ДЗЗ является сканирование. В связи с этим сканирующие съемочные системы называют сканерами. Технология получения

сканерных снимков совершенствуется по мере развития элементной базы ОЭС и методов цифровой обработки изображений. В основу классификации сканирующих систем могут быть положены: физическая сущность явлений, лежащих в основе сканирования; вид траектории сканирования; тип платформы, с которой осуществляется съемка, и другие признаки. По физической сущности явлений, лежащих в основе действия сканирующей системы, различают механические, оптико-механические, фотоэлектронные сканирующие системы, системы с «электрическим» управлением пространственным положением оптических пучков (электрооптические, акустооптические и др.).

В механических сканирующих системах сканирование осуществляется за счет перемещения платформы, на которой установлена ОЭС. В оптико-механических сканирующих системах используется отклонение оптических пучков с помощью одного или нескольких подвижных оптических компонентов. В фотоэлектронных сканирующих системах оптическое изображение преобразуется в электронное в виде распределения плотности электронов, зарядов, потенциального рельефа, которые определенным образом считаются управляющим воздействием. В сканирующих системах с электрическим управлением оптическими пучками используются электрооптические и дифракционные эффекты. Такие сканирующие системы применяются для управления лазерным излучением. В современных ОЭС ДЗ используются фотоэлектронные и оптико-механические сканирующие системы.

Основными параметрами и характеристиками сканирующих систем являются поле обзора $\omega_{\text{обз}}$, мгновенное поле $\omega_{\text{мгн}}$, траектория сканирования, период сканирования T_c , частота сканирования f_c , число и размеры элементов разложения поля обзора (пикселей), конструктивные, эксплуатационные и другие параметры и характеристики. Период сканирования — это время, необходимое для просмотра поля обзора и возврата мгновенного поля в исходное положение. Период сканирования состоит из активной части, в течение которой происходит просмотр поля обзора T_a , и пассивной части, в течение которой осуществляется возврат мгновенного поля в исходное положение. Отношение $\eta_c = T_a/T_c$ называют коэффициентом (кпд) сканирования, особенно важным для характеристики механических и оптико-механических сканирующих систем.

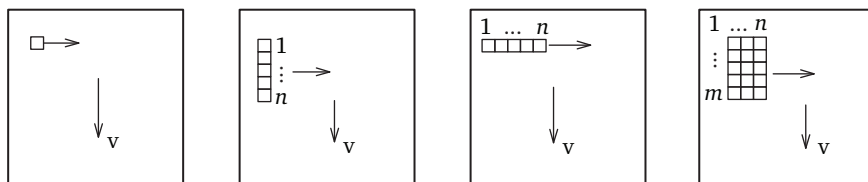


Рис. 3.17. Схемы оптико-механического сканирования
(технология **whishbroom**):

a — одноэлементное; *б* — параллельное; *в* — последовательное;
г — комбинированное

Применительно к ОЭС ДЗЗ различают две основных технологии сканирования и, соответственно, два принципа построения сканеров, называемых в англоязычной технической литературе технологиями **whishbroom** и **pushbroom**. В технологии **whishbroom** используется оптико-механическое сканирование в направлении, перпендикулярном направлению полета (трассы). При сканировании одним элементом разложения (пикселем) за период сканирования просматривается одна строка (рис. 3.17, *a*), при этом за счет движения платформы, на которой установлен сканер, происходит переход к следующей строке (развертка по кадру). В течение следующего периода сканирования просматривается очередная строка и т.д. При использовании линеек чувствительных элементов реализуется параллельное и последовательное сканирование. При параллельном сканировании линейка чувствительных элементов (линейка приемников излучения или торцы волоконно-оптических элементов) ориентируется параллельно направлению сканирования (рис. 3.17, *б*). Сигналы с чувствительных элементов линейки обрабатываются одновременно (параллельно), при этом за период сканирования просматривается n строк по числу элементов в линейке. При последовательном сканировании линейка чувствительных элементов ориентируется параллельно направлению сканирования (рис. 3.17, *в*). Одна и та же точка объекта последовательно просматривается всеми элементами линейки. Сигналы с элементов линейки поступают в линию задержки и интегрирования, а затем суммируются. Комбинированное (последовательно-параллельное) сканирование осуществляется с применением матриц приемников излучения. Каждая строка сканируется n раз, при этом одновременно сканируется m строк.

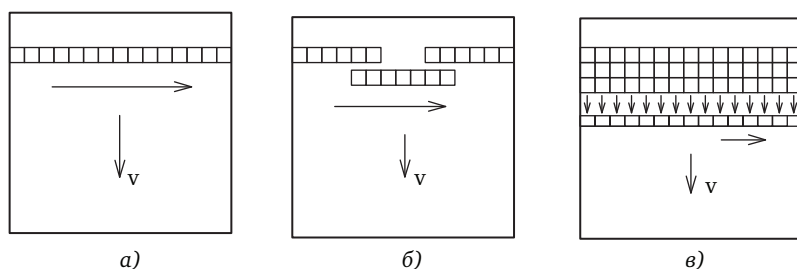


Рис. 3.18. Схемы фотоэлектронного сканирования (технология pushbroom):
 1 — строчное; 2 — со сшивкой строк; 3 — с временной задержкой и интегрированием

В современных съемочных ОЭС ДЗ с высоким пространственным разрешением используется технология pushbroom, предполагающая фотоэлектронное сканирование с использованием многоэлементных приемников излучения. Линейка приемников располагается перпендикулярно направлению полета (рис. 3.18, а). Кадр строится построчным сканированием, при этом могут использоваться как линейки, так и матрицы приемников излучения. При использовании длиннофокусных объективов, необходимых для получения высокого пространственного разрешения и обеспечения достаточно широкого углового поля требуются линейки приемников с весьма большим числом элементов. Когда оказывается, что одна линейка или матрица не позволяет перекрыть требуемое угловое поле, используют стыковку приемников излучения в фокальной плоскости. Для исключения разрывов между строками матрицы или линейки приемников располагают в два ряда с перекрытием зон сканирования (рис. 3.18, б). Сшивка строк осуществляется с использованием соответствующих процедур при цифровой обработке изображения. Для увеличения отношения сигнал/шум используются матрицы приемников излучения, работающие в режиме задержки и интегрирования сигнала (рис. 3.18, в). В режиме задержки интегрирования сигнала могут работать ПЗС-матрицы и матрицы, каждый элемент которых соединен с соответствующим элементом ПЗС через специальные малошумящие входные цепи. В этом случае заряд, накопленный в элементах приемника, инжектируется в ПЗС. Перенос зарядовых пакетов в ПЗС осуществляется синхронно с движением изображения. Если число элементов в столбце матрицы равно m , то суммарный сигнал будет в n раз

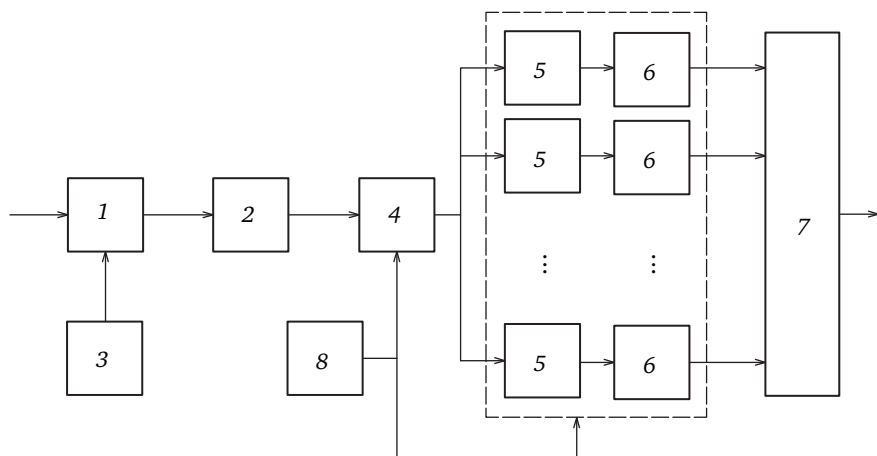


Рис. 3.19. Структурная схема мультиспектрального whiskbroom-сканера:
 1 — оптико-механическая сканирующая система; 2 — объектив; 3 — источник калибровки; 4 — спектроделительный блок; 5 — приемники излучения; 6 — фокальные электронные блоки; 7 — процессор; 8 — система охлаждения

больше сигнала с одного элемента столбца, при этом отношение сигнал/шум увеличивается в $\sqrt{n}$ раз. Накопленные сигналы выводятся через выходной регистр как одна строка.

Сканерная съемка осуществляется, как правило, одновременно в нескольких узких спектральных каналах. Такие сканеры называют мультиспектральными (многоспектральными). Мультиспектральные сканеры могут содержать и сравнительно широкий панхроматический канал. Структурная схема мультиспектрального whiskbroom-сканера представлена на рис. 3.19. Сканирование (развертка изображения) осуществляется с помощью оптико-механической сканирующей системы, установленной обычно перед объективом. С помощью сканирующей системы в угловое поле вводятся как внешние, так и внутренние источники калибровки, создающие опорный радиометрический сигнал. Разделение потока излучения на спектральные каналы осуществляется с помощью спектроделительного блока. В каждом спектральном канале излучение попадает на соответствующий приемник излучения — одноэлементный, линейку или матрицу. Сигналы с приемников излучения поступают на расположенные вблизи приемников излучения фокальные электронные блоки, служащие для допроцессорной об-

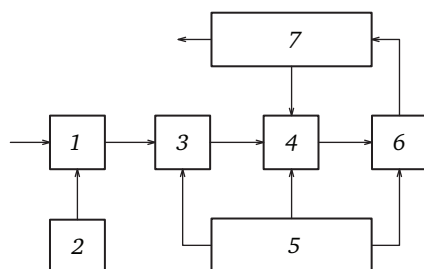


Рис. 3.20. Структурная схема мультиспектрального pushbroom-сканера:
 1 — объектив; 2 — источник калибровки; 3 — спектральный делительный блок; 4 — блок фокальных матриц; 5 — система охлаждения; 6 — фокальный электронный блок; 7 — процессор

работки сигналов (предварительное усиление, фильтрация, аналого-цифровое преобразование и т. д.). При использовании линеек и матриц приемников излучения фокальный электронный блок может быть единым для всех спектральных каналов. В процессоре выделяется полезная информация, содержащаяся в сигнале, и происходит преобразование сигнала в форму, удобную для дальнейшего использования, формируются соответствующие информационные файлы. При работе сканера в ик-области спектра приемники излучения, фокальный электронный блок и ряд оптических компонентов, которые могут создавать фоновый сигнал, охлаждают.

Структурная схема pushbroom-сканера приведена на рис 3.20. Сканирование (развертка изображения) осуществляется в многоэлементном приемнике излучения, однако для введения в угловое поле объектива источников калибровки обычно используются дополнительные оптико-механические устройства, например, плоское зеркало.

Формирование спектральных каналов в мультиспектральных сканерах может осуществляться по схемам, приведенным на рис. 3.21.

При формировании небольшого числа спектральных каналов в сканерах со средним пространственным разрешением (для спутниковых систем сотни метров местности) могут использоваться несколько отдельных оптических систем по числу спектральных каналов (рис. 3.21, а). При средних пространственных разрешениях возможно достижение малых габаритов оптической системы и системы в целом, несмотря на применение нескольких объекти-

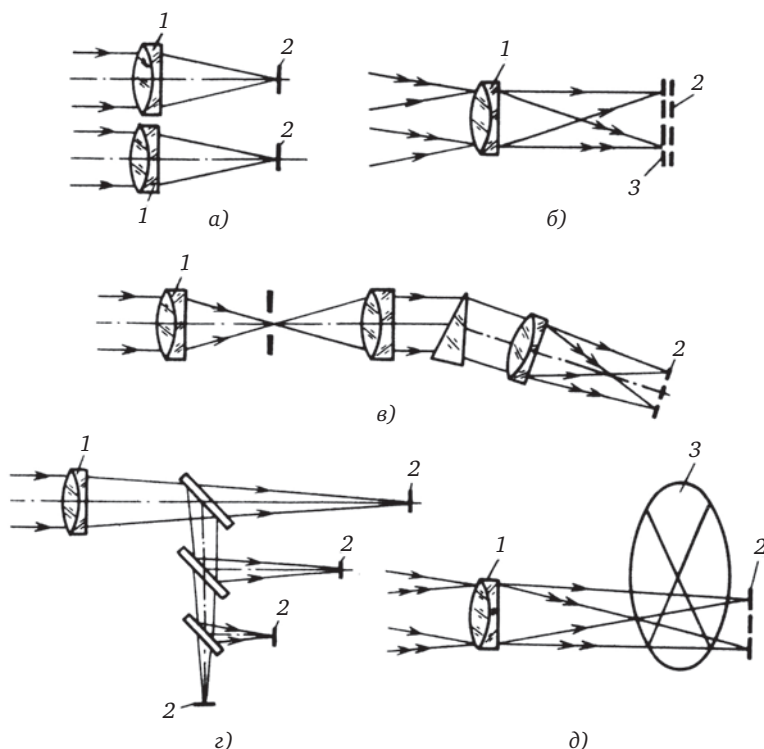


Рис. 3.21. Схемы формирования спектральных каналов:

а — использование отдельных оптических систем; *б* — использование постоянных оптических фильтров; *в* — использование диспергирующих элементов; *г* — использование дихроичных зеркал; 1 — объективы; 2 — приемники излучения; 3 — оптические фильтры

вов. Спектральные диапазоны могут формироваться оптическими фильтрами, находящимися как перед объективом, так и за ним, например, перед приемниками излучения. В таких схемах возможно использование различных типов приемников излучения в каналах, что позволяет разносить спектральные каналы сравнительно далеко по спектру. Вместе с тем, при использовании отдельных оптических систем могут возникать трудности в согласовании данных различных спектральных каналов.

Примерами многоспектральных сканера с отдельными оптическими системами являются немецкий модульный оптико-элек-

тронный сканер MOMS, вошедший в комплект аппаратуры космического корабля «Шаттл», а также японский многоспектральный спутниковый сканер (радиометр) MESSR.

Метод разделения спектральных каналов, основанный на использовании пространственно-разнесенных оптических фильтров (рис. 3.21, б), используется в многоспектральных *whishbroom*-сканерах. Примерами могут служить сканеры MSS и TM спутников серии «Landsat», сканер «Фрагмент» спутника «Метеор-Природа». Суть метода заключается в том, что фокальная плоскость делится на зоны, например с помощью волоконно-оптической системы. Каждая зона «работает» в своем спектральном диапазоне, который определяется соответствующим оптическим фильтром, установленным перед приемником. Волоконно-оптическая система может и не применяться, тогда в фокальной плоскости располагаются непосредственно чувствительные элементы многоэлементного приемника излучения, элементы которого работают в разных спектральных зонах, формируемых сопряженными с ними оптическими фильтрами. Такая схема обеспечивает высокое пространственное и спектральное разрешение. Ее основной недостаток — сложность системы сканирования и фотоприемного устройства.

Схема, показанная на рис. 3.21, в, характерна для спектрометров. В них спектральное разделение осуществляется с помощью диспергирующих элементов — призм или дифракционных решеток, входящих в состав моно- или полихроматоров (см. разд. 8.9). В фокальной плоскости камерного объектива располагается многоэлементный приемник излучения. Поскольку спектральные линии в спектральном изображении разнесены в пространстве, отдельные элементы приемника излучения расположены в различных спектральных зонах. Обычно в каждом спектральном диапазоне работает один ряд (линейка) многоэлементного приемника излучения. Длина линейки определяет поле обзора. Основное достоинство такого метода размещения спектральных каналов заключается в возможности получения большого их числа — обычно более десяти. Такое разрешение спектральных каналов использовалось, например, в сканере S-192 космической орбитальной станции Skylab.

Спектральное разделение каналов с помощью дихроичных зеркал (рис. 3.21, г) позволяет получить синхронное (когерентное)

получение спектральных данных, поскольку приемники излучения в спектральных каналах оптически сопряжены. Дихроичные зеркала, пропускающие излучение в одном спектральном диапазоне и отражающие в соседнем, не позволяют иметь спектральные каналы с перекрытием спектральных диапазонов. Кроме того, эти зеркала вносят aberrации. Разделение каналов применением дихроичных зеркал используется в многоспектральных сканерах с высоким пространственным разрешением (десятки метров на местности) и небольшим числом спектральных каналов. Примерами многоспектральных сканеров с разделением спектральных каналов дихроичными зеркалами являются: сканер МСУ-СК спутника «Метеор-Природа», сканер французского спутника SPOT и многие другие.

При использовании сменных оптических фильтров для формирования спектральных каналов необходимо применение многоэлементных приемников излучения, расположенных в фокальной плоскости. Элементы многоэлементного приемника (линейки) располагаются перпендикулярно к направлению полета, т.е. длина линейки определяет поле обзора. Линейки приемника составляют матрицу с числом линеек большим, чем число спектральных каналов. Вся матрица облучается поочередно через каждый сменный оптический фильтр. Опрос элементов матрицы синхронизирован со скоростью смены светофильтров. За время пролета одного элемента разложения происходит полный цикл смены оптических фильтров. Механизм смены фильтров может быть вращательным (фильтры устанавливаются на кольцо или барабане) или колебательным. Оптические фильтры могут занимать неодинаковые в пространстве зоны (на рис. 3.21, δ — секторы). Это дает возможность варьировать временем накопления сигнала в различных спектральных диапазонах.

При малом числе спектральных каналов требуется небольшое число линеек в матрице приемников излучения, но при этом требуется высокая скорость вращения привода оптических фильтров. Для обеспечения большого числа спектральных каналов необходимо и большое число линеек в матрице и, соответственно, большое число оптических фильтров, что существенно влияет на габариты системы. Обычно число спектральных каналов систем со сменными оптическими фильтрами составляет порядка десяти. Примерами

таких систем являются многоспектральный сканер SMIRR космического корабля «Шаттл», а также спутниковая система «Sunder».

Основными достоинствами систем со сменными оптическими фильтрами являются независимость спектральных каналов, возможность свободно выбирать ширину каналов, их перекрытие, возможность улучшения отношения сигнал/шум при оптимизации времени накопления и числа линеек в матрице. Недостатками являются сложность совмещения данных различных спектральных каналов, необходимость иметь большее число линеек приемника излучения, чем число спектральных каналов, наличие механического привода.

Рассмотрим основные соотношения, определяющие параметры многоспектральных сканеров.

Геометрические соотношения при сканировании показаны на рис. 3.22. Если размер диафрагмы поля, формирующей элемент разложения, равен $a \times d$, то в пространстве объекта элемент разложения $l_c \times l_v$, где $l_c = dH/f'$, а $l_v = aH/f'$ (H — высота полета, f' — фокусное расстояние объектива).

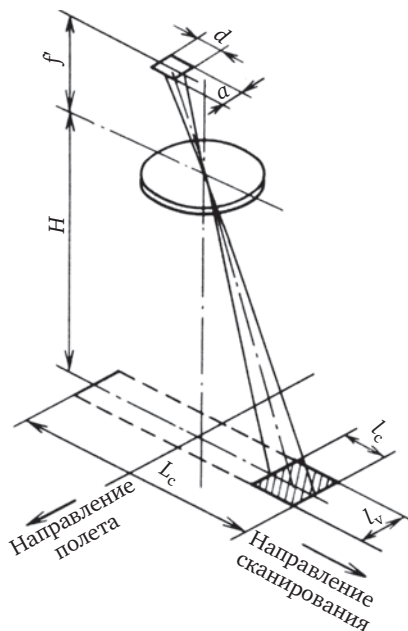


Рис. 3.22. Геометрические соотношения при сканировании

Для того чтобы сканирование осуществлялось без пропусков между строками и без наложения строки на строку, период сканирования по строке должен быть равен

$$T_c = \frac{l_v}{v},$$

где v — скорость полета. А частота сканирования

$$f_c = \frac{1}{T_c} = \frac{v}{l_v}.$$

Время, за которое мгновенное поле переместится при сканировании на один элемент разложения l_c по строке, будет

$$\tau_3 = \frac{\eta_c T_c}{n_1} = \frac{l_v \eta_c}{v n_1} = \frac{a \eta_c}{f' (v/H) n_1}, \quad (10.6)$$

где $n_1 = L_c/l_c$ — число элементов разложения по строке; L_c — ширина поля обзора в пространстве объектов (длина строки); η_c — КПД сканирования.

Отметим, что время τ_3 должно быть больше постоянной времени приемника излучения $\tau_{\text{пи}}$.

Полоса частот, занимаемая сигналом, может быть выражена через τ_3 :

$$\Delta f = \frac{1}{k_{\Delta f} \tau_3},$$

где $k_{\Delta f}$ — постоянный коэффициент, принимаемый в диапазоне 0,5...2.

С учетом (10.6) полоса частот

$$\Delta f = \frac{n_1 (v/H)}{k_{\Delta f} (a/f') \eta_c}. \quad (10.7)$$

Перейдем к энергетическим соотношениям.

Малость мгновенного углового поля сканера позволяет считать излучатели протяженными, создающими поток излучения на входном зрачке оптической системы сканера в соответствии с (2.5):

$$\Phi_{\text{вх}\lambda} = L_{e\lambda} \frac{q A_{\text{вх}}}{f'^2} \tau_\lambda = L_{e\lambda} \Omega A_{\text{вх}} \tau_\lambda.$$

Энергетическая яркость объекта формируется как отраженным солнечным излучением, так и собственным тепловым излучением объекта. В области отраженного излучения (на $\lambda < 3,5$ мкм) спектральная плотность энергетической яркости определяется по (2.8) как

$$L_{e\lambda} = \frac{E_{e\lambda}}{\pi} r(\lambda, \varphi_0, \theta_0, \varphi, \theta),$$

а в области собственного теплового излучения по закону Планка с учетом коэффициента излучения ε_λ как

$$L_{e\lambda} = \frac{\varepsilon_\lambda}{\pi} c_1 \lambda^{-5} \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1}.$$

Изменение потока излучения $\Delta\Phi_{\text{вх}}$, вызванное изменением спектральной плотности энергетической яркости $\Delta L_{e\lambda}$ в узком спектральном диапазоне $\Delta\lambda$, будет равно

$$\Delta\Phi_{\text{вх}} = \tau_\lambda \Delta L_{e\lambda} \Delta\lambda A_{\text{вх}} \Omega = \frac{\Delta L_{e\lambda}}{L_{e\lambda}} L_{e\lambda} \Omega \tau_\lambda A_{\text{вх}} \Delta\lambda$$

или

$$\Delta\Phi_{\text{вх}} = \frac{\Delta L_{e\lambda}}{L_{e\lambda}} \Phi_{\text{вх}\lambda} \Delta\lambda,$$

где τ_λ — пропускание атмосферы.

В области отраженного излучения

$$\frac{\Delta L_{e\lambda}}{L_{e\lambda}} = \frac{\Delta r}{r}.$$

В области собственного излучения из закона Планка можно получить:

$$\frac{\Delta L_{e\lambda}}{L_{e\lambda}} = \frac{\Delta\varepsilon_\lambda}{\varepsilon_\lambda} + \frac{c_2}{\lambda T} \frac{\Delta T}{T},$$

где $c_2 = 14388$ мкм · К.

Энергетическим условием регистрации изменения входного потока $\Delta\Phi_{\text{вх}}$ является превышение величины $\Delta\Phi_{\text{вх}}$ порогового потока

$\Phi_{\text{пОЭС}}$, определяемого внутренними шумами, прежде всего шумами приемника излучения, т. е.

$$\Delta\Phi_{\text{вх}} \geq \mu\Phi_{\text{пОЭС}},$$

где μ — требуемое отношение сигнал/шум, определяемое допустимой шумовой (флуктуационной) погрешностью.

Методика расчета $\Phi_{\text{пОЭС}}$ зависит от типа приемника излучения, характера учитываемых шумов и пороговых параметров, соответствующих типу приемника. Так, при одноэлементном сканировании и учете только внутренних шумов приемника излучения, характеризующихся его удельным пороговым потоком $\Phi_{\text{п}}^*$ или удельной обнаружительной способностью D^* ,

$$\Phi_{\text{пОЭС}} = \frac{\sqrt{A_{\text{пи}}\Delta f}}{D^* \tau_0}.$$

Принимая шумовую полосу Δf , в соответствии с (10.7) получим выражение для порога энергетической чувствительности (в Вт) многоспектрального сканера в виде

$$\Phi_{\text{пОЭС}} = \frac{\sqrt{A_{\text{пи}} n_1 (v/H)}}{D^* \tau_0} \cdot \sqrt{k_{\Delta f} (a/f') \eta_c}.$$

При параллельном сканировании линейкой приемников излучения, состоящей из n элементов, одновременно сканируется n строк, поэтому частота сканирования может быть в n раз меньше. Соответственно, уменьшается и полоса частот Δf , занимаемая сигналом. Шумовая полоса, таким образом, сужается, а пороговый поток системы $\Phi_{\text{пОЭС}}$ будет в $\sqrt{n}$ раз меньше, чем при сканировании одним элементом.

Рассмотрим схемы многоспектральных сканеров, отражающие основные принципы их построения.

В сканерах, устанавливаемых на космических платформах, используют коническое или прямолинейное (плоское) сканирование. Примером многоспектрального сканера с коническим сканированием является сканер S-192 орбитальной космической станции Skylab, входящий в комплект приборов EREP (Earth Resources

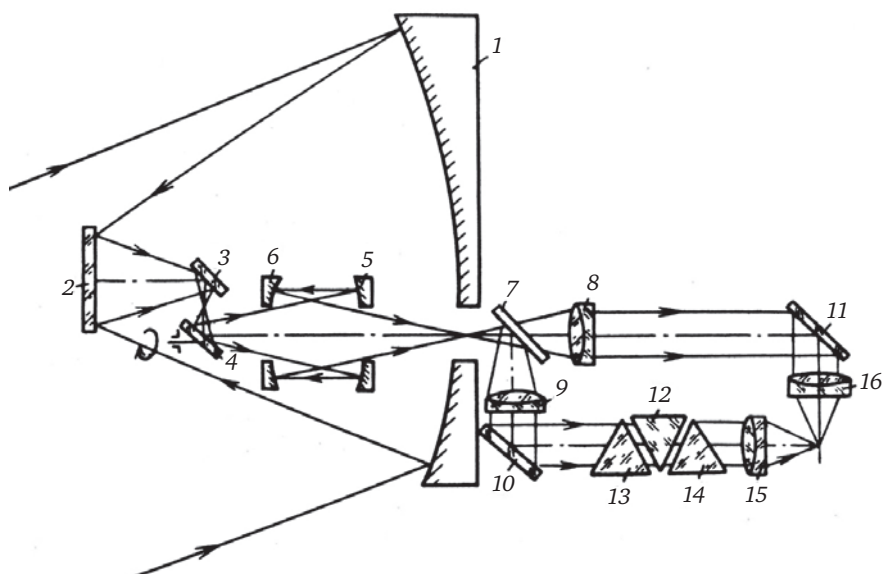


Рис. 3.23. Схема многоспектрального сканера S-192:

1 — первичное сферическое зеркало; 2 — вторичное плоское зеркало; 3 — наружное сканирующее зеркало; 4 — внутреннее сканирующее зеркало; 5 — асферическое корректирующее зеркало; 6 — сферическое передающее зеркало; 7 — дихроичное зеркало; 8 — коллиматорный объектив теплового канала; 9 — коллиматорный объектив спектрометрического канала; 10, 11 — плоские зеркала; 12 — призма из кварца; 13, 14 — призмы из фтористого бария; 15 — камерный объектив спектрометрического канала; 16 — камерный объектив теплового канала

Experiment Package), предназначенных для исследования природных ресурсов Земли. Схема S-192 приведена на рис. 3.23. Сканирование осуществляется с помощью вращения наружного сканирующего зеркала относительно внутреннего сканирующего зеркала. Активная часть периода сканирования составляет 110° . Остальная часть периода используется для введения калибровочных источников излучения. Сканер имеет 13 спектральных каналов (табл. 19). Первые 12 каналов формируются призмным полихроматором. Роль диафрагм поля выполняют чувствительные элементы линейки приемников излучения, охлаждаемые до 90 К. Тепловой канал 10,2...12,5 мкм выделяется дихроичным зеркалом. Первичное зеркало имеет диаметр 0,43 м. Сканер обеспечивает разрешение на местности (79×79) м при высоте полета 435 км.

19. Спектральные каналы сканера S-192

Номер канала	Диапазон, мкм
1	0,41...0,46
2	0,46...0,51
3	0,52...0,56
4	0,56...0,61
5	0,62...0,67
6	0,68...0,76
7	0,78...0,88
8	0,98...1,08
9	1,09...1,19
10	1,20...1,30
11	1,55...1,75
12	10,3...13,5

Первым специализированным спутниковым многоспектральным сканером, предназначенным для дистанционного зондирования Земли, был сканер MSS (Multy Spectral Scanner) спутника Landsat, запущенного в 1972 г. Установка сканера позволила специалистам, занимающимся проблемами дистанционного зондирования, впервые получить представление об огромных возможностях постоянно действующего на орбите спутника дистанционного зондирования. Схема MSS показана на рис. 3.24. Построчно-прямолинейное сканирование осуществляется плоским качающимся зеркалом, установленным перед объективом Кассегрена. Угол качания составляет $\pm 2,9^\circ$, обеспечивая тем самым поле обзора $11,6^\circ$. Изображение, даваемое объективом, попадает на волоконно-оптическую систему, включающую 24 световода с прямоугольным поперечным сечением. Входной торец волоконно-оптической системы формирует угловое поле, структура которого в плоскости зондируемой поверхности также показана на рис. 3.24.

При сканировании одновременно просматривается 6 строк в четырех спектральных зонах. Спектральные зоны формируются оптическими фильтрами, расположенными перед приемниками излучения (ФЭУ и кремниевые фотодиоды). За один скан просматривается полоса шириной 484 м и длиной 185 км (длина строки)

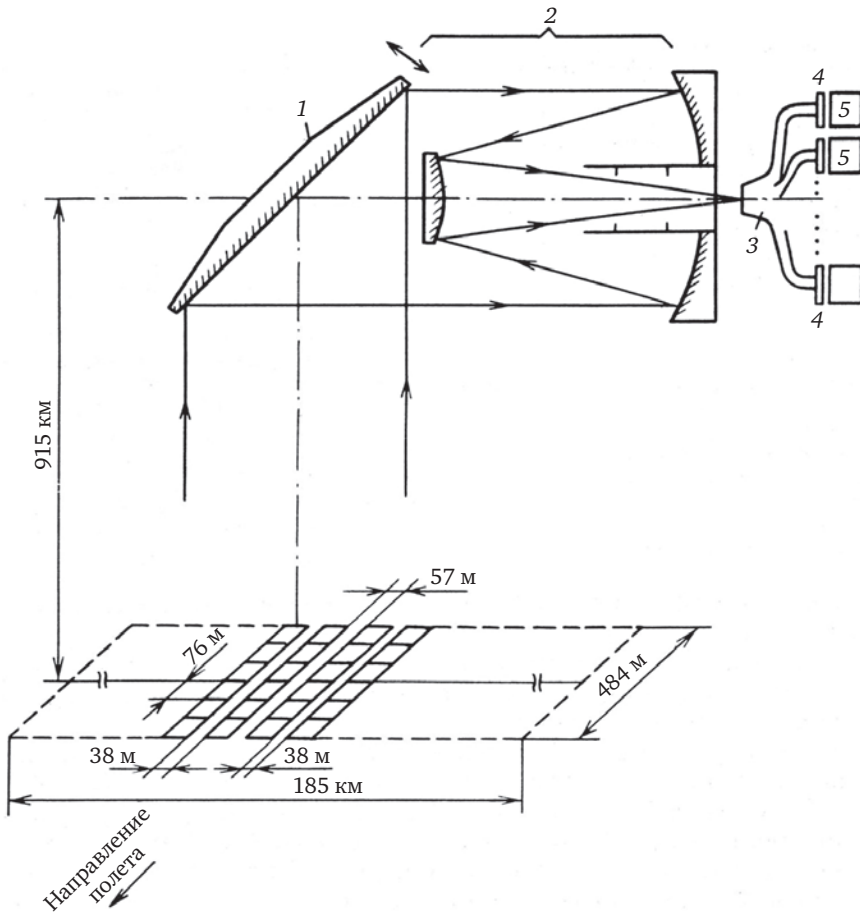


Рис. 3.24. Схема многоспектрального сканера MSS:

1 — сканирующее зеркало; 2 — объектив Кассегрена; 3 — волоконно-оптический разветвитель; 4 — оптические фильтры; 5 — приемники излучения

с пространственным разрешением около 80 м. Направление сканирования перпендикулярно к направлению полета. Сигналы с каждого приемника излучения усиливаются, дискретизируются и преобразуются в цифровую форму. Усиление может производиться по линейному или логарифмическому закону по команде с Земли. Калибровка осуществляется во время обратного движения сканирующего зеркала, при этом обтюратор (на рисунке не показан) пре-

рывает попадающее на волоконно-оптическую систему излучение земной поверхности, и в систему через нейтральный оптический фильтр с переменной плотностью вводится поток от опорного излучателя. При полете над полярными районами в систему для калибровки вводится солнечное излучение. Параметры сканера MSS приведены в табл. 20.

20. Параметры сканера MSS

Параметры	Значение
Фокусное расстояние, мм	823
Диаметр входного зеркала, мм	229
Диаметр кружка рассеяния, мкм	27
Частота сканирования, Гц	13,6
Активная часть периода сканирования, м	33
Сечение светодиода в фокальной плоскости, мкм	68,3
Спектральные зоны, мкм	0,5...0,6 (ФЗУ) 0,6...0,7 (ФЗУ) 0,7...0,8 (ФЗУ) 0,8...1,1 (фотодиоды)
Коэффициент пропускания оптической системы	0,26
Мгновенное угловое поле, рад	$0,083 \cdot 10^{-3}$
Поле обзора, км	185
Разрешение на местности, м	80
Число элементов приемника	24
Масса, кг	65
Габаритные размеры, мм	880×440×590
Потребляемая мощность, Вт	75

Сканер MSS непрерывно совершенствуется от запуска к запуску. Так, например, на спутнике Landsat-3, запущенном в 1978 г., сканер MSS включал дополнительный пятый спектральный канал 10,4...12,6 мкм, обеспечивающий пространственное разрешение порядка 240 м.

Начиная с Landsat-4, спутники этой серии оснащаются много-спектральным сканером второго поколения ТМ (Thematic Mapper). С помощью ТМ достигается большее пространственное разрешение, большая радиометрическая точность, более четкое разделение спектральных зон. Схема сканера ТМ показана на рис. 3.25.

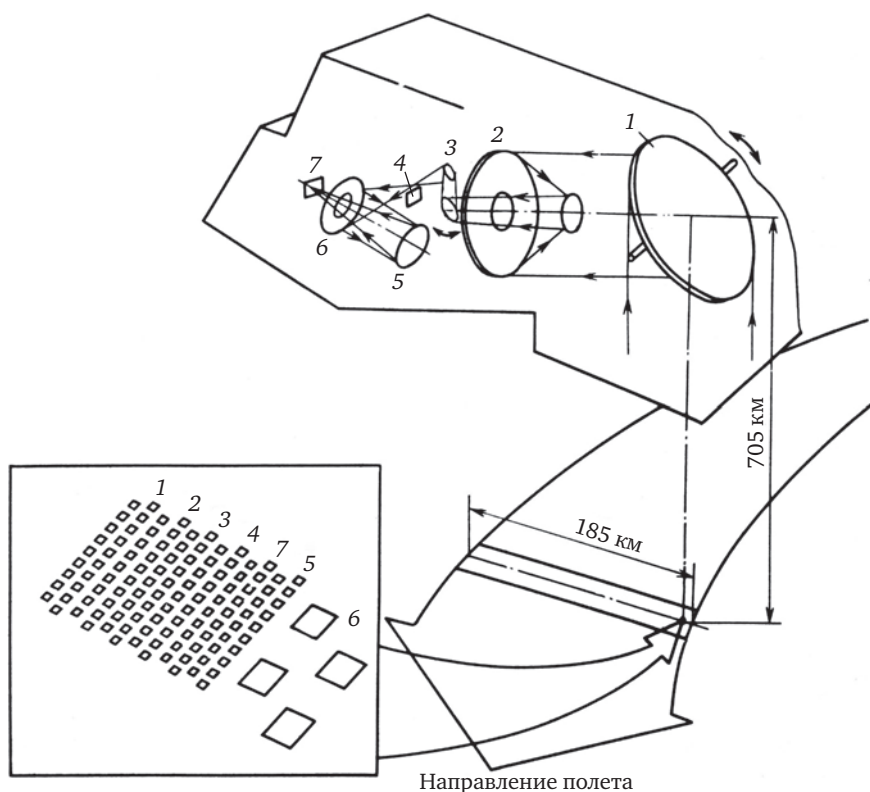


Рис. 3.25. Схема многоспектрального сканера ТМ:

1 — сканирующее зеркало; 2 — объектив Кассегрена; 3 — корректор строчной развертки; 4 — приемники излучения каналов видимого и ближнего ИК-диапазона; 5, 6 — проекционная оптическая система; 7 — приемники излучения коротковолнового и среднего ИК-диапазона

Сканирование осуществляется плоским качающимся зеркалом, установленным перед объективом Кассегрена, при этом для получения данных используется как прямой, так и обратный ход зеркала, за счет чего увеличивается КПД сканирования. Частота сканирования составляет 7 Гц (период равен 143 мс). За объективом установлен корректор строчной развертки, состоящий из двух зеркал. Его задачей является смещение линий визирования относительно наземной траектории движения во время хода входного сканирующего зеркала. Если не применять корректор строчной развертки,

строки оказываются неперпендикулярными к направлению полета. В результате применения корректора строки становятся параллельны друг другу и перпендикулярны к направлению полета.

Сканирование осуществляется одновременно в семи спектральных каналах. В шести каналах (1—5 и 7) используется по 16 элементов приемников излучения (2 столбца по 8 элементов). В шестом канале (6) приемник излучения состоит из 4 элементов (2×2). Элементы приемников в соседних столбцах смещены на размер элемента, за счет чего достигается сканирование без пропусков между строками. Приемники излучения спектральных каналов 1—4 — кремниевые фотодиоды — расположены в фокальной плоскости объектива Кассегрена.

Каждый из 16 элементов представляет собой квадрат со стороной 0,1 мм. Интервал между столбцами приемников равен 2,5 мм. Приемники излучения спектральных каналов 5—7 расположены во второй фокальной плоскости, изображение в которую переносится из главной фокальной плоскости проекционной оптической системой. Эти приемники охлаждаются. Увеличение проекционной системы равно 0,5. Это позволяет использовать меньшие размеры элементов приемника, что существенно при их охлаждении. В 5 и 7 каналах используются линейки по 16 элементов на основе InSb. В 6 канале применена линейка CdHgTe из 4 элементов. Построение элементов приемников в каналах 5 и 7 такое же, как в каналах 1—4, но их размеры в 2 раза меньше (сторона элемента 0,05 мм). Сигналы калибровки для каналов 1—5 и 7 получают от трех ламп накаливания. В качестве источника калибровки канала 6 используется черное тело с тремя выбираемыми температурами. Потоки от источников излучения вводятся через обтюратор, синхронизированный со сканирующим зеркалом. Параметры сканера ТМ приведены в табл. 21.

Типичным примером pushbroom-сканера высокого пространственного разрешения, в котором используется стыковка фокальных матриц, является сканер ALI спутника EO-1.

Спутник создавался в рамках программы NASA «Новое тысячелетие». Запуск спутника EO-1 состоялся в 2000 г. В перечень задач, для решения которых предназначен EO-1, входят картографирование сельскохозяйственных культур, мониторинг сельскохозяйственных угодий, прогнозирование урожая, оценка плодородия

21. Параметры сканера ТМ

Параметры	Значение
Диаметр входного зеркала, мм	415
Относительное отверстие	1/6
Частота сканирования, Гц	7
Активная часть периода сканирования, мс	60,7
Размер элемента приемника излучения в главной фокальной плоскости в дополнительной фокальной плоскости, мм ²	0,1×0,1 (каналы 1—4) 0,05×0,05 (каналы 5 и 7) 2×2 (канал 6)
Спектральные каналы	0,45...0,52 (Si) 0,52...0,60 (Si) 0,63...0,69 (Si) 0,76...0,90 (Si) 1,55...1,75 (InSb) 2,08...2,35 (InSb) 10,4...12,5 (CdHgTe)
Мгновенное угловое поле, рад	$0,04 \cdot 10^{-3}$ (каналы 1—5, 7) $0,16 \cdot 10^{-3}$ (канал 6)
Поле обзора, км	185
Разрешение на местности, м	30 (каналы 1—5, 7) 120 (канал 6)
Число элементов приемника	100
Масса, кг	244
Габаритные размеры, мм	2010×660×1090
Потребляемая мощность, Вт	335

почв, создание карт растительности, ландшафтов, экологический мониторинг. На борту ЕО-1 установлены оптико-электронные системы ALI (Advanced Land Imager), Hyperion LAC (LEISA Atmospheric Correction).

ALI является мультиспектральным сканером, содержащим и панхроматический канал. Оптическая система построена на основе зеркального триплета с угловым полем 15° вдоль траектории сканирования и $1,26^\circ$ по направлению полета, что обеспечивает полосу обзора 185 км с высоты 705 км. Оптическая схема ALI показана на рис. 3.26. Первичное зеркало — внеосевая сфера, вторичное зеркало — эллипсоид, третье зеркало — сферическое, четвертое — плоское. В фокальной плоскости объектива располагается

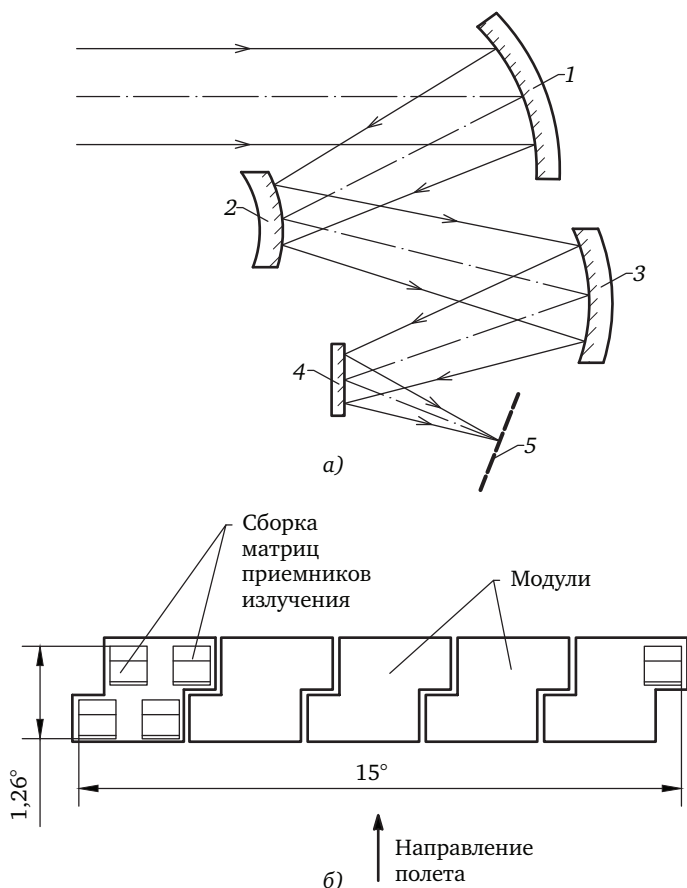


Рис. 3.26. Многоспектральный сканер АЛ:

а — оптическая система телескопа: 1 — первичное зеркало; 2 — вторичное зеркало; 3 — третье зеркало; 4 — плоское зеркало; 5 — фокальная плоскость;
б — расположение модулей приемников излучения в фокальной плоскости

блок приемников излучения, состоящий из пяти модулей. Каждый модуль включает четыре сборки матриц приемников излучения, работающих в 10 спектральных каналах: панхроматическом, шести каналах в видимой и ближней ИК-области спектра и трех каналов в коротковолновом ИК-диапазоне. Мультиспектральные каналы видимого и ближнего ИК-диапазона имеют 9 линеек приемников излучения, состоящих каждая из 320 элементов (пикселей)

39,6 мкм × 39,6 мкм. В мультиспектральных каналах ширина строки на поверхности Земли составляет 30 м. В панхроматическом канале линейка Si-приемников содержит 960 элементов (13,2 × 13,2) мкм, что дает ширину строки на поверхности Земли 10 м.

В коротковолновом ИК-диапазоне 0,9...2,5 мкм используются CdHgTe-приемники излучения, охлаждаемые до 220К. Система считывания сигналов с Si-приемников и CdHgTe-приемников является общей, что позволило разместить все эти линейки приемников в едином модуле. Время накопления для приемников излучения мультиспектральных каналов составляет 4,05 мс, для панхроматического канала 1,35 мс. Частота кадров может регулироваться в целях синхронизации периода сканирования строки при изменении скорости и высоты полета.

Калибровка ALI осуществляется по Солнцу, Луне, эталонным лампам и по определенным наземным источникам излучения. Технические параметры сканера ALI приведены в табл. 22.

22. Параметры сканера ALI

Спектральный диапазон, мкм	Панхроматический канал 0,48...0,69 Мультиспектральные каналы: 0,433...0,453; 0,450...0,515; 0,525...0,605; 0,630...0,890; 0,775...0,805; 0,845...0,890; 1,20...1,30; 1,55...1,75; 2,08...2,35
Пространственное разрешение (в надире), м	Панхроматический канал — 10; Мультиспектральные каналы — 30
Радиометрическое разрешение, бит на пиксель	16
Оптическая система	Объектив — зеркальный триплет, фокусное расстояние около 0,93 м
Блок приемников излучения	20 модулей по 10 спектральных каналов Панхроматический канал: Si-приемники, линейки 960 элементов (13,2 × 13,2) мкм Мультиспектральные каналы видимого и ближнего ИК-диапазона: Si-приемники, линейки 320 элементов (39,6 × 39,6) мкм Мультиспектральные каналы коротковолнового диапазона: CdHgTe-приемники линейки 320 элементов (39,6 × 39,6) мкм
Полоса обзора	185 км с высоты 705 км

Бортовые оптико-электронные системы дистанционного зондирования Земли и космических орбитальных станций

11.1. Аппаратура дистанционного зондирования спутников серии «Метеор» и «Ресурс»

Многообразие задач дистанционного зондирования, решаемых спутниковыми системами, вызывает необходимость иметь на борту различные типы ОЭС. Прототипом современного оптико-электронного оборудования исследовательских спутников серий «Метеор», «Космос», «Ресурс» является комплекс аппаратуры метеорологических спутников, однако качество такой аппаратуры, и прежде всего пространственное и энергетическое разрешение, не позволяет использовать ее для решения задач исследования природных ресурсов и экологии. Спутник серии «Метеор», оснащенный специализированными многоспектральными сканерами, впервые был запущен в нашей стране в 1974 г. На спутниках этой серии отрабатывался комплекс оптико-электронной аппаратуры РТВК (радиотелевизионный комплекс), используемый как штатное оборудование.

В дополнение к штатному оборудованию в 1980 г. на спутнике «Метеор» впервые был установлен экспериментальный бортовой информационный комплекс БИК-Э и оптико-электронный многоспектральный сканер «Фрагмент». Этот спутник был выведен на синхронно-солнечную орбиту со средней высотой 650 км и наклоном 98° . Успешная работа комплексов бортовой аппаратуры «Метеор» позволила использовать бортовые оптико-электронные системы, входящие в эти комплексы, в составе аппаратуры спутников «Ресурс», «Космос», на борту станции «Мир».

Состав и параметры бортовой оптико-электронной аппаратуры спутника «Метеор» приведены в табл. 23.

23. Состав и параметры бортовой оптико-электронной аппаратуры спутника «Метеор»

Параметры	Комплекс				
	РТВК		БИК-Э		«Фрагмент»
	МСУ-М	МСУ-С	МСУ-СК	МСУ-Э	
Полоса обзора, км (для высоты полета $H = 650$ км)	1930	1380	600	30	85
Пространственное разрешение (элемент разложения в надире), м	1700×1000	142×240	175×243	23×28	80 (1—5 каналы) 240 (6, 7 каналы) 480 (8 канал)
Спектральные каналы, мкм	0,5...0,6 0,6...0,7 0,7...0,8 0,8...1,0	0,5...0,7 0,7...1,0	0,5...0,6 0,6...0,7 0,7...0,8 0,8...1,0	0,5...0,7 0,7...0,8 0,8...1,0	0,4...0,8 0,5...0,6 0,6...0,7 0,7...0,8 1,2...1,3 2,1...2,4 0,8...1,1 1,5...1,8
Диаметр входного зрачка, мм	18,75	18,75	200	87,5	240 (площадь кольца 385 см ²)
Фокусное расстояние, мм	75	75	198,6		1000
Частота сканирования, строк/с	4	48	48	218	13
Масса, кг	4,5	5,5	47	17	280
Относительная среднеквадратическая погрешность измерений энергетической яркости, %	10...30	10...30	3	До 3	1,5...7

Рассмотрим схемы этих ОЭС. В многоспектральном сканере МСУ-М осуществляется одноэлементное построчное сканирование с помощью качающегося плоского зеркала, установленного перед объективом (рис. 3.27). Зеркало приводится в движение ку-

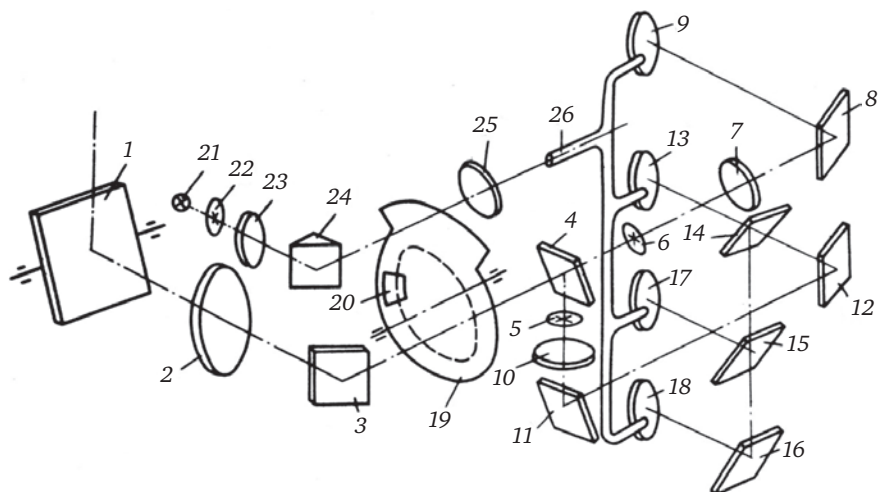


Рис. 3.27. Схема сканера МСУ-М:

1 — сканирующее зеркало; 2 — объектив; 3, 8 — плоские зеркала; 4 — дихроичное зеркало; 5, 6 — диафрагмы поля; 7, 10 — конденсоры; 11, 12, 14—16 — зеркала спектроделителя; 9, 13, 17, 18 — приемники излучения; 19 — obtюратор; 20 — окно; 21 — лампа накаливания; 22 — диафрагма; 23 — коллиматор; 24 — поворотная призма; 25 — конденсор; 26 — волоконно-оптический световод

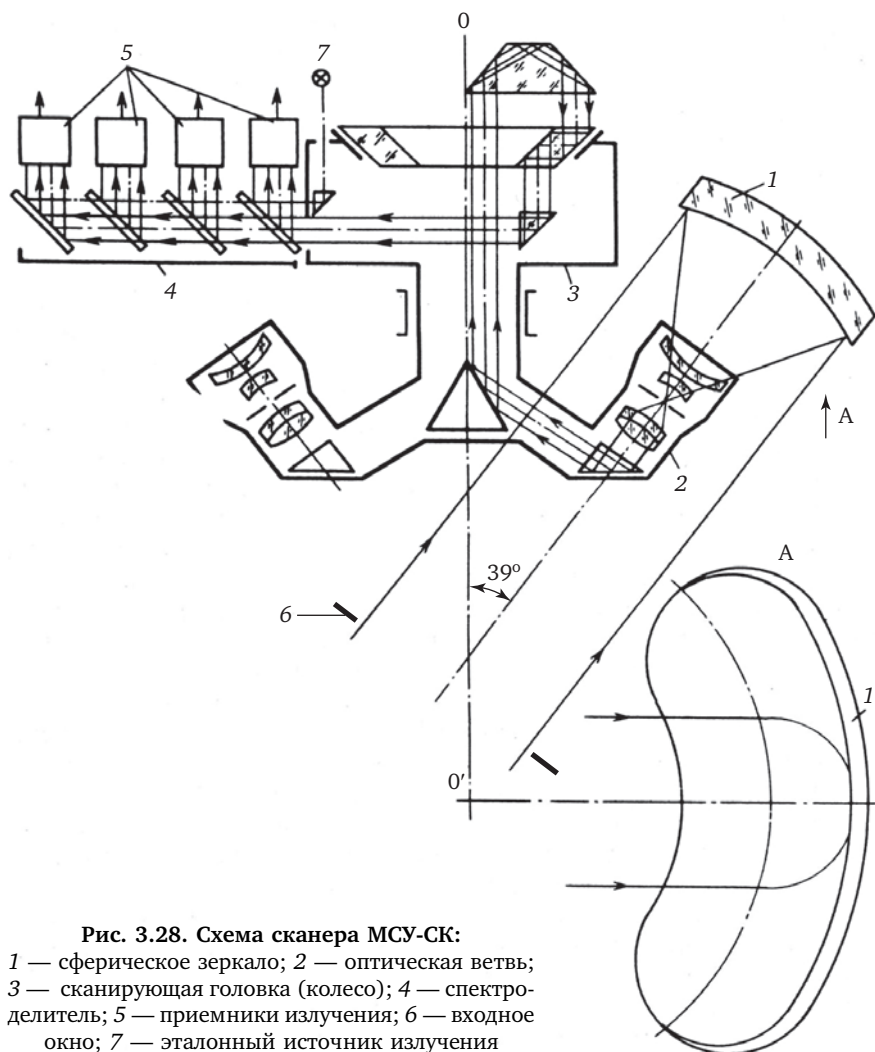
лачковым механизмом. Поток излучения за объективом делится дихроичным зеркалом 4, пропускающим инфракрасное излучение (спектральный канал 0,8—10) и отражающим видимое излучение. В сопряженных плоскостях изображения установлены диафрагмы поля 5 и 6. Световой поток за диафрагмой 5 после конденсора 10 делится еще на три спектральных канала дихроичными зеркалами 11, 12, 14, 15 и 16. Во всех спектральных каналах в качестве приемников излучения используются ФЭУ. Калибровка каналов осуществляется путем перекрытия потока в измерительном канале «гребешком» на obtюраторе 19, при этом поток от эталонного источника 21 поступает на приемники излучения через окно 20 obtюратора по волоконно-оптическим световодам 26.

Схема сканера МСУ-С отличается от МСУ-М тем, что в нем используется для сканирования зеркальная пирамида, установленная перед объективом, а также тем, что поток излучения делится дихроичным зеркалом, расположенным за объективом, на два канала. В качестве приемников излучения в МСУ-С использованы лавин-

ные фотодиоды. Сканер МСУ-С обеспечивает более высокое пространственное разрешение, но при несколько меньшей полосе обзора, чем у МСУ-М (см. табл. 28). Информация, получаемая с МСУ-М и МСУ-С, регистрируется на фотопленке с помощью стандартной фототелеграфной аппаратуры, т.е. ориентирована на визуальное или визуально-инструментальное восприятие. Снимки, получаемые с МСУ-М и МСУ-С, могут использоваться в области гидрологии (оценка ледовой обстановки, оценка снегозапаса и т. п.), океанологии (наблюдения за вихревыми явлениями, выносами рек), геологии (определение региональных геологических структур) и лесного хозяйства (обнаружение лесных пожаров и слежение за ними).

Многоспектральный сканер среднего разрешения МСУ-СК построен по схеме с коническим сканированием, осуществляемым за счет вращения четырехканальной оптической головки (рис. 3.28). Эта головка установлена на колесе 3. Ось вращения головки ОСУ составляет угол 39° по отношению к оптической оси неподвижного объектива сферического зеркала 1. Поток излучения за объективом направляется на одну из четырех оптических ветвей 2. В оптической ветви строится изображение в плоскости полевой диафрагмы. Перед диафрагмой расположен двухлинзовый корректор, компенсирующий сферическую абберацию зеркала 1. За диафрагмой поток коллимируется и с помощью системы призм передается на спектроделитель 4 — систему дихроичных зеркал. В качестве приемников излучения используются ФЭУ. За один оборот оптической головки сканируется четыре строки. Траектория сканирования на поверхности Земли (строка) — дуга окружности с центральным углом около 66° . Калибровка системы производится как по внутреннему эталонному источнику 7, так и по Солнцу. В дальнейшем сканер МСУ-СК подвергался усовершенствованию. Модернизированные варианты сканеров МСУ-С и МСУ-СК устанавливались в дальнейшем на спутниках серии «Ресурс». Так, например, в модели МСУ-СК2 (1985 г.) был введен дополнительный спектральный канал 10,4...12,6 мкм с пространственным разрешением 600 м.

Многоспектральный сканер высокого разряжения МСУ-Э построен с использованием линеек ПЗС с 1024 элементами (рис. 3.29). Поток излучения за зеркально-линзовым объективом делится на три спектральных канала с помощью дихроичных зеркал и поступает на линейки ПЗС, расположенные перпендикулярно к направ-



лению полета. Развертка по строке осуществляется в ПЗС, а кадр строится за счет движения спутника. Линейки ПЗС охлаждаются до температуры $t = -30...-50^\circ\text{C}$.

Информация от МСУ-СК и МСУ-Э рассчитана на визуальное восприятие. Использование конического сканирования в МСУ-СК позволило получить ряд новых сведений, в частности, о водных по-

верхностях. Информация с МСУ-Э оказалась особенно ценной для наблюдения за сельскохозяйственными угодьями.

В более поздней модели сканера МСУ-Э2 предусмотрено изменение направления визирования на $\pm 30^\circ$ (± 350 км на местности) относительно траектории полета. На спутнике «Ресурс-1» использовались два сканера МСУ-Э2, установленных на поворотной платформе, и был предусмотрен режим одновременной работы обоих сканеров, при этом полоса захвата расширялась до 80 км. Сканер МСУ-Э2 по своим параметрам несколько отличается от МСУ-Э. Разрешение на местности у МСУ-Э2 составляет (34×46) м², полоса захвата равна 46 км, частота сканирования — 200 строк/с.

Общая концепция построения многоспектрального сканера «Фрагмент» схожа с концепцией сканера MSS спутников серии Landsat, рассмотренного выше. В обоих случаях используется длиннофокусный зеркальный объектив Кассегрена, сканирование осуществляется плоским качающимся зеркалом, установленным перед объективом, угловое поле формируется торцами волокно-оптического разветвителя.

Структура углового поля сканера «Фрагмент» показана на рис. 3.30, где пронумерованы спектральные каналы. Выходные торцы световодов сопряжены с оптическими фильтрами, формирующими спектральные каналы. За фильтрами расположены приемники излучения: в каналах 1—5 ФЭУ, в каналах 6 и 7 кремниевые фотодиоды, в канале 8 PbS — фоторезистор. Структура и схема

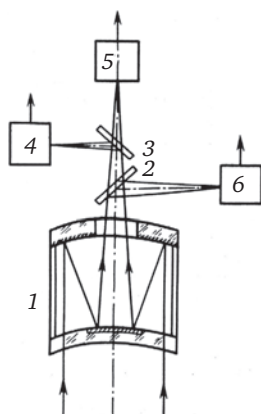


Рис. 3.29. Схема сканера МСУ-Э:

1 — объектив; 2, 3 — дихроичные зеркала; 4, 5, 6 — ПЗС-линейки

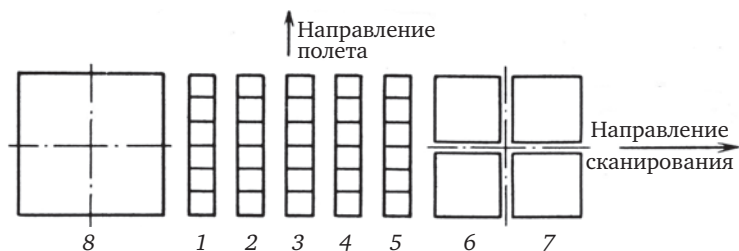


Рис. 3.30. Структура углового поля сканера «Фрагмент»

канала калибровки системы «Фрагмент» рассмотрены в разд. 8.12. Информация, получаемая сканером «Фрагмент», может использоваться как для машинной, так и для визуальной интерпретации.

Первым гражданским спутником со съёмочной аппаратурой высокого разрешения стал спутник «Ресурс-ДК», запущенный в 2006 г. Спутник оснащен мультиспектральным pushbroom-сканером «Геотон-1», обеспечивающим формирование изображения в четырех спектральных каналах видимого и ближнего ИК-диапазона спектра: в панхроматическом канале и трех мультиспектральных каналах. Объектив сканера имеет фокусное расстояние 4 м, диаметр входного зрачка 0,5 м. В фокальной плоскости объектива установлены четыре сборки ПЗС-матриц (по числу спектральных каналов). Каждая сборка содержит по 36 ПЗС-матриц, работающих в режиме временной задержки и интегрирования. В каждой матрице содержится 1024×128 элементов, что дает линейку, эффективная длина которой равна 36000 пикселей вдоль строки. Размер элемента матриц — (9×9) мкм. Основные технические параметры сканера «Геотон-1» приведены в табл. 24.

24. Параметры сканера «Геотон-1»

Спектральный диапазон, мкм	0,58...0,8 панхроматический канал 0,5...0,6 0,6...0,7 0,7...0,8
Поле обзора, км	448 с высоты 360 км
Полоса съёмки, км	От 4,7 до 28,3
Пространственное разрешение, м	1 в панхроматическом канале 2,5...3,5 в мультиспектральных каналах
Радиометрическое разрешение, бит на пиксель	10
Возможность получения стереопары	С соседних витков

Съёмочная оптико-электронная аппаратура спутника «Ресурс-П», запущенного в 2013 г., дополнена гиперспектрометром ГСА и комплексом широкозахватных мультиспектральных сканеров высокого (ШМСА-ВР) и среднего разрешения (ШМСА-СР). Основные технические параметры аппаратуры спутника «Ресурс-П» приведены в табл. 25 — табл. 27.

25. Параметры гиперспектрометра ГСА

Спектральный диапазон, мкм	0,4...1,1 (до 255 спектральных каналов)
Пространственное разрешение, м	25
Полоса обзора, км	950
Полоса съемки, км	25

26. Параметры мультиспектрального сканера ШМСА-ВР

Спектральный диапазон, мкм	0,43...0,75 панхроматический канал 0,43...0,51 0,51...0,58 0,60...0,70 0,70...0,90 0,8...0,90
Пространственное разрешение, м	12 в панхроматическом канале 24 в мультиспектральных каналах
Полоса обзора, км	1300
Полоса съемки, км	96

27. Параметры мультиспектрального сканера ШМСА-СР

Спектральный диапазон, мкм	0,43...0,75 панхроматический канал 0,43...0,51 0,51...0,58 0,60...0,70 0,70...0,90 0,80...0,90
Пространственное разрешение, м	60 в панхроматическом канале 120 в мультиспектральных каналах
Полоса обзора, км	1300
Полоса съемки, км	480

11.2. Аппаратура дистанционного зондирования орбитальных станций «Салют» и «Мир»

Дистанционное зондирование с целью использования природных ресурсов Земли и окружающей среды с борта долговременных орбитальных станций «Салют» и «Мир» составляло одну из основных частей программ полетов. Эти станции имели орбиты с наклоном $51,6^\circ$ и высотами 350...400 км. Такие орбиты позво-

28. Состав и характеристики аппаратуры для решения природоведческих и экологических задач со станции «Мир»

Наименование аппаратуры	Рабочий диапазон спектра электромагнитного излучения	Угловое поле, полоса обзора при высоте полета 400 км	Пространственное разрешение/Спектральное разрешение	Расположение оси прибора в осях базового блока	Место установки	Примечание
Оптический диапазон						
Фотоаппарат КАП-350	400...800 нм	40°	30...40 м/—	— X_{66}	«Квант-2»	Формат кадра 18×18 см Число кадров 600
Природа-5	400...800 нм	32°×16° 100×200 км	5...10 м/—	8° ст — X_{66}	«Кристал»	Формат кадра 30×30 мм Число кадров 1500
Многозональная фотокамера МКФ-6МА	480...840 нм	36°22'×24°48'	30 м/—	— X_{66}	«Квант-2»	Формат кадра 56×81 мм Число кадров 2400
ТВК в составе МКС-М2	415...1030 нм	1,15°×0,09° и 0,46°×0,46°	—/1,5×10 нм	— X_{66} на плат-форме	«Квант-2»	Время формирования спектра 20...30 мс
Телескоп-спектрометр ИТС-7Д	4000...1600 нм	0,2°×0,2° и 0,2°×0,8° 1,0°×4,0°	150×300 нм	— X_{66} на плат-форме	«Квант-2»	Время формирования спектра 3 с
Телевизионная аппаратура: КЛ-103В	400...800 нм	16°×20°	250 м/—	— X_{66} на плат-форме	«Квант-2»	

«Атлас»	400...800 нм	От 20° до 41°	200×10 м/—	— X_{66} на плат- форме	«Квант-2»
ТВ-камера	0,4...0,75 мкм	15°	0,3 км/—	— X_{66} на плат- форме	«Природа»
Многоканальные сканирующие устройства:	МСУ-СК	350 км	120×300 м	— X_{66}	«Природа»
	МСУ-Э	45 км	25 м	— X_{66}	
	ИК-радиометры:				
«Яуза-100-3»	1,8...3,0 мкм	50'×50'	—/—	— X_{66}	«Спектр»
«Нева-3»	1,8...3,0 мкм	10'×10'	—/—	— X_{66}	
«Нева-3»	3,0...5,0 мкм	10'×20'	—/—	— X_{66}	
Телеспектрометр «Фаза»	445...2830 мкм	10'	—/15, 100, 200, 250 нм	— Y_{66} — X_{66}	«Квант-2» «Спектр»
ИК-спектрометр «Исток-1»	3,6...16 мкм	12'×48'	1×8 км/—	— X_{66}	«Природа»
Спектрометр «Феникс»	2,61...2,63 мкм	1°24'×25'	—/0,4 см ⁻¹	— Y_{66}	Время формирования спектра 1 с
Спектрометры:	«Волхов-1»	10°	—/10 см ⁻¹	— X_{66}	Время формирования спектра 2 с
	«Волхов-2»	20'	—/16 см ⁻¹	— X_{66}	Время формирования спектра 2 с
	«Скиф»	0,87°×0,17°	—/14 и 3 нм	Переносной	

Окончание табл. 28

Наименование аппаратуры	Рабочий диапазон спектра электромагнитного излучения	Угловое поле, полоса обзора при высоте полета 400 км	Пространственное разрешение/Спектральное разрешение	Расположение оси прибора в осях базового блока	Место установки	Примечание
МКС-М	415...880 нм	$0,76^\circ \times 0,78^\circ$ ($2,5 \times 2,5$) км	120 м/1,5 и 10 нм	Переносной	«Спектр»	
«Спектр-256Ц»	450...830 нм	8°	85×120 м/ 1,5 нм	Переносной		
«Озон-Мир»	0,26...1,02 мкм		15 км/—	$-Y_{66}$	«Природа»	
Матричный спектрометр «Свет»	1,5...3,3 мкм	$20' - 20'$	—/0,02 мкм	$-X_{66}$	«Спектр»	Время формирования спектра 0,5 с
Сканирующая спектрометрическая система «Обзор»	457...1030 нм	60 км	0,6 км/1,5...10 нм	$-X_{66}$	«Природа»	
Лидар «Балкан-1»	532 нм	$90''$	3 м (по вертикали)	$-X_{66}$	«Спектр»	Мощность импульса 0,15 Дж Частота импульсов 1 раз в 5,5 с
Лидар «Алиса»	532 нм	$3'$	150 м (по вертикали)	$-X_{66}$	«Природа»	Мощность импульса 40 мДж Частота измерений 8 Гц

Радиодиапазон							
Радиолокатор бокового обзора «Траверс»	9,2 см и 23 см	$1^{\circ} \times 4^{\circ}$ и $2,5^{\circ} \times 4^{\circ}$	100...150 м/—	$30^{\circ} \dots 40^{\circ}$	«Природа»		
Радиометр миллиметрового диапазона «КР-0,5»	55...65 ГГц	25'	2,5 км	$-X_{66}$	«Спектр»	Полоса пропускания 1 ГГц	
Комплекс СВЧ-радиометров и сканирующей антенны «ИКАР»	0,3...6 см	$1^{\circ} \dots 12^{\circ}$ 60...750 км	5...75 км/—	$-X_{66}$	«Природа»		
Прецизионный радиовысотометр «Гребень»	2,25 см	2 км	2 км	$-X_{66}$	«Природа»	Точность определения высоты 0,15 км	

лили экипажам проводить наблюдения, выполнять съемку в надир на широтах от $51,6^\circ$ с. ш. до $51,6^\circ$ ю. ш., в направлении края диска Земли на широтах до 70° , что охватывает 95% поверхности Земли. Практическая реализация программ дистанционного зондирования определяется аппаратным обеспечением орбитальных комплексов. Состав и основные характеристики аппаратуры для решения природоведческих и экологических задач со станции «Мир», приведены в табл. 28.

Из таблицы видно, что оптико-электронная аппаратура составляет большую часть аппаратного комплекса, хотя не следует умалять значение визуально-инструментальной, фотографической аппаратуры и аппаратуры радиодиапазона спектра.

Рассмотреть подробно схемотехнические решения, параметры и характеристики всей оптико-электронной аппаратуры дистанционного зондирования комплексных орбитальных станций «Салют» и «Мир» не представляется возможным. Остановимся на некоторых характерных оптико-электронных системах, работавших на этих станциях.

Радиометр «Микрон» предназначен для измерения яркости протяженных источников излучения (серебристых облаков, фонов) с борта орбитальных станций. Впервые «Микрон» был установлен на станции «Салют-7». Схема радиометра «Микрон» показана на рис. 3.31, а основные параметры приведены в табл. 29. Прибор построен по 4-канальной схеме с использованием отдельных оптических ветвей. Оптические ветви расположены по окружности через 90° . На рисунке показаны два из четырех каналов. Бленда является общей для всех каналов. Радиометр функционирует в трех режимах: «измерение», «эталон», «темновой сигнал». Переключение режимов осуществляется с помощью коммутирующего устройства, включающего привод 12, на валу которого установлен усеченный конус 4 с внутренней зеркальной поверхностью, и вложенные цилиндры 10 и 11. Цилиндр 10 неподвижен, а цилиндр 11 жестко связан с конусом. Отверстия в цилиндрах и на боковой поверхности конуса расположены так, что при ступенчатом вращении конуса на приемники излучения попадает излучение от объектива (режим «измерение»), от лампы накаливания (режим «эталон»), или оба канала опорный и измерительный закрыты (режим «Темновой сигнал»). Длительность режимов определяется программным

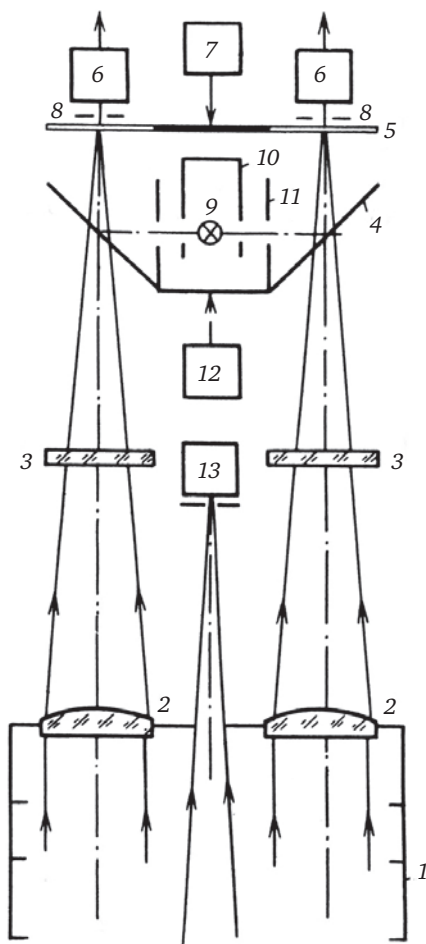


Рис. 3.31. Схема радиометра «Микрон»:

1 — блenda; 2 — объективы; 3 — оптический фильтр; 4 — зеркальный конус; 5 — модулятор; 6 — приемники излучения; 7 — двигатель модулятора; 8 — диафрагма поля; 9 — лампа накаливания; 10 — внутренний неподвижный цилиндр; 11 — наружный цилиндр; 12 — привод коммутатора; 13 — датчик системы защиты от Солнца

устройством, управляющим приводом 12. Модулятор — обтюратор является общим для всех каналов и имеет пять периодов раstra. Датчик системы защиты от Солнца выполнен на кремниевом фотодиоде. Оптико-механический блок герметизирован. Объективы из

кварцевого стекла одновременно выполняют роль защитных. Передняя поверхность объективов плоская, а задняя — асферическая. Кружок рассеяния составляет не более 0,2 мм.

29. Параметры радиометра «Микрон»

Параметры	Значение
Число спектральных каналов	4
Спектральный диапазон работы, мкм	1,2 ... 2,7
Средние длины волн каналов	13,5; 1,90; 2,20; 2,70
Полуширина спектральных каналов, мкм	0,05 ... 0,3
Диаметр входного зрачка, мм	50
Фокусное расстояние, мм	180
Угловое поле канала, угл. мин	15
Диапазон измеряемых спектральных плотностей энергетической яркости, Вт · см ⁻¹ · ср ⁻¹ · мкм ⁻¹	10 ⁻⁶ ... 10 ⁻²
Частота модуляции, Гц	500
Приемники излучения	PbS-фоторезисторы
Угловое поле системы защиты от Солнца, град.	5° ± 40'
Длительность режимов работы, с:	
«измерение»	115
«эталон»	2,5
«темновой сигнал»	2,5
Масса, кг	2,5

Оптико-электронная система «Фаза» представляет собой 8-канальный узкопольный сканирующий радиометр. Как и в ОЭС «Микрон», оптическая система имеет четыре линзовых объектива, но за каждым из этих объективов пучок делится еще на два канала с помощью дихроичных фильтров. Схема такого сдвоенного оптического канала показана на рис. 3.32. Перед каждым объективом измерительного канала располагается бленда (не показана). За объективом пучок делится дихроичным зеркалом 4. Каналы отраженного и проходящего излучения содержат идентичные элементы: интерференционный фильтр, диафрагму поля, конденсор, приемник излучения. Все каналы имеют общий модулятор. Опорный канал содержит эталонный источник излучения, диафрагму, объ-

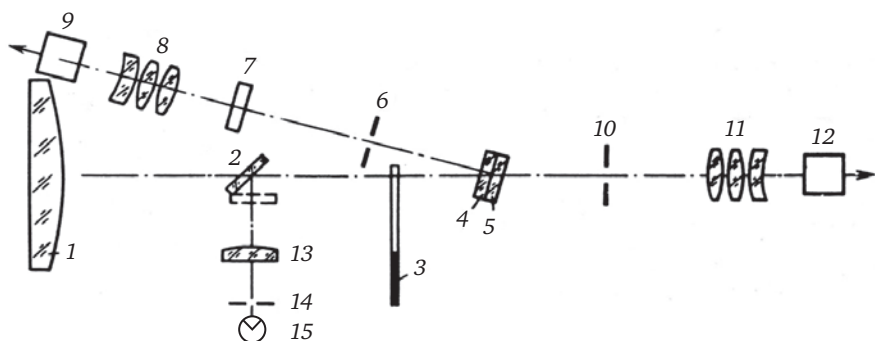


Рис. 3.32. Схема радиометра «Фаза»:

1 — объектив измерительного канала; 2 — зеркало; 3 — модулятор; 4 — дихроичное зеркало; 5 — интерференционный фильтр; 6, 10 — диафрагмы поля; 7 — интерференционный фильтр; 8, 11 — конденсоры; 9, 12 — приемники излучения; 13 — объектив опорного канала; 14 — диафрагма; 15 — опорный источник излучения

ектив. Зеркало 2 используется для переключения режимов работы радиометра. Кроме перечисленных элементов, оптическая система включает систему защиты от Солнца, датчик частоты модуляции, датчик температуры приемников излучения. В качестве приемников излучения в каналах используются фоторезисторы, кремниевые и германиевые фотодиоды. Вся 8-канальная оптическая головка установлена в узле механического сканирования вокруг оси, перпендикулярной оптическим осям объективов измерительных каналов. Основные параметры ОЭС «Фаза» приведены в табл. 30. Так же как и радиометр «Микрон», ОЭС «Фаза» работает в трех режимах: «измерение», «эталон», «темновой сигнал».

Радиометр ультрафиолетовый РУФ предназначен для определения яркости фонов Земли, атмосферы и космического пространства, а также силы излучения точечных объектов. Схема РУФ показана на рис. 3.33. В системе использованы в качестве входных объективов два внеосевых параболамида 1 и 2. Для формирования спектральных каналов применена вогнутая дифракционная решетка 7. Параллельный поток лучей, падающих на решетку, формируется коллиматорами 3 и 4. Объектив фокусирует излучение на зеркальный растр 5, вращающийся с частотой 100 с^{-1} электродвигателем 6. Оправа растра является полевой диафрагмой верх-

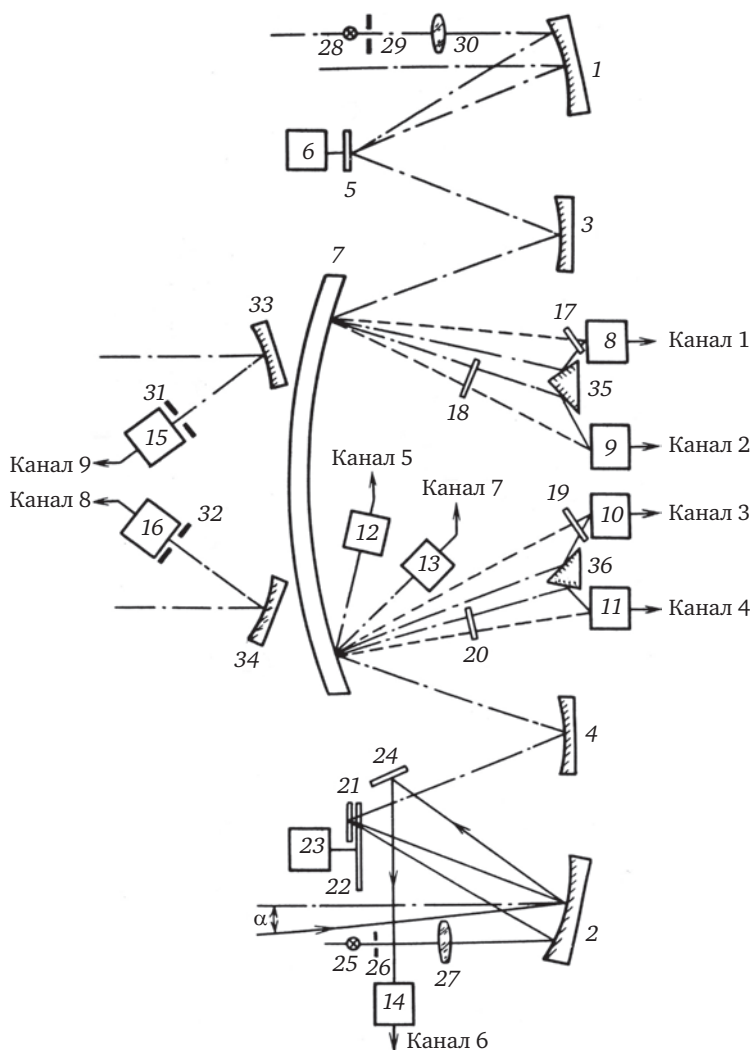


Рис. 3.33. Схема радиометра РУФ:

1, 2 — входные объективы (внеосевые параболоиды); 3, 4 — коллиматорные объективы (внеосевые параболоиды); 5 — зеркальный растр; 6, 23 — электродвигатели; 7 — вогнутая дифракционная решетка; 8—16 — приемники излучения; 17, 19 — интерференционные фильтры; 18, 20 — ультрафиолетовые отсекающие фильтры; 21, 24 — плоские зеркала; 22 — модулятор; 25, 28 — водородные лампы; 26, 29 — диафрагмы; 27, 30 — коллиматорные объективы; 31, 32 — диафрагмы счетчиков фотонов; 33, 34 — объективы счетчиков фотонов; 35, 36 — зеркальные призмы

30. Параметры радиометра «Фаза»

Параметры	Значение
Число спектральных каналов	8
Спектральный диапазон работы, мкм	0,33...3,0
Полуширина спектральных каналов, мкм	0,015...0,2
Диаметр входного зрачка, мм	100
Фокусное расстояние, мм	500
Угловое поле канала, угл. мин	10
Поле обзора, град.	4,5
Частота сканирования, Гц	0,1
Частота модуляции, Гц	300
Угловое поле системы защиты от Солнца, град.	10
Диапазон измеряемых спектральных плотностей энергетической яркости, Вт·см ⁻¹ ·ср ⁻¹ ·мкм ⁻¹	$5 \cdot 10^{-6} \dots 7 \cdot 10^{-2}$
Длительность режимов работы, с:	
«измерение»	300
«эталон»	2,5
«темновой сигнал»	2,5

ней (по схеме) оптической ветви и формирует угловое поле, равное 40°. С помощью растра 5 осуществляется пространственная фильтрация точечных объектов. Для этого на поверхности растра имеется 10 эвольвентных зеркальных полос, ширина которых соответствует угловой величине около 1'. Глубина модуляции объектов, угловые размеры которых превышают 1', уменьшается, поскольку их изображение составляет линейный размер, больший, чем ширина полосы растра (см. разд. 6.5). В ультрафиолетовой части левого первого порядка спектра, даваемого дифракционной решеткой, установлены фотоумножители 8 и 9. Зеркальные грани призмы 35, установленной перед фотоумножителями, направляют на их катоды промежуточную часть спектра, сокращая до минимума потери излучения из-за конструктивных причин. Для подавления рассеянного дифракционной решеткой излучения установлены оптические фильтры 17 и 18.

Ход лучей от объектива 2 аналогичен изложенному выше. Отличия заключаются в том, что вместо зеркального растра в нижней

(по схеме) оптической ветви установлено неподвижное плоское зеркало 21, перед которым вращается дисковый модулятор 22. Полевой диафрагмой здесь является оправа зеркала 21. Размер углового поля составляет $10'$. Как и в верхнем канале, частота модуляции равна 1000 Гц, однако площадные объекты в нижнем канале не подавляются при модуляции. Дифрагированный поток попадает на фотоумножители 10 и 11, установленные в ультрафиолетовой части левого первого порядка спектра, и на приемники излучения 12 и 13, работающие в режиме счета фотонов (динамическом режиме) в спектре правого первого порядка. Зеркальные призмы 35 и 36 служат для уменьшения потерь в спектре, а оптические фильтры 17—20 — для подавления рассеянного света. Под углом $\alpha = 18'$ относительно оптической оси объектива расположена оптическая ось дополнительного оптического канала, с приемником излучения 14, работающим в режиме счета фотонов. В этом дополнительном канале диафрагмой поля является оправа зеркала 24.

Для проверки работоспособности и калибровки спектральных каналов 1 и 2 (приемники излучения 8 и 9) служит канал эталонного источника, расположенный в угловом поле объектива 1 и включающий водородную лампу 28, диафрагму 29 и коллиматор 30. Объектив 1 дает на растре 5 изображение диафрагмы. Аналогично устроен канал эталонного источника, состоящий из водородной лампы 25, диафрагмы 26 и коллиматора 21 в нижней оптической ветви. Дополнительную часть оптической системы составляют ма-

31. Спектральные каналы радиометра РУФ

№ канала	Спектральный диапазон, нм	Угловое поле, угл. мин	Относительное отверстие	Приемник излучения
1	200...290	40	1:3,2	ФЭУ-71
2	280...380	40	1:3,2	ФЭУ-85
3	200...290	10	1:3,2	ФЭУ-71
4	280...380	10	1:3,2	ФЭУ-85
5	260...280	10	1:3,2	СФК-250
6	160...250	10	1:3,2	СФК-180
7	190...220	10	1:3,2	СФК-250
8	150...163	40	1:2,7	СФ-153
9	135...150	40	1:2,7	СФ-145

лые зеркальные объективы 33 и 34 с приемниками излучения 15 и 16, работающими в режиме счета фотонов. Угловые поля этих каналов равны 40' и формируются диафрагмами 31 и 32. В нерабочем положении все оптические каналы блокируются затворами. Радиометр снабжен датчиком Солнца с угловым полем 60°. При попадании Солнца в угловое поле датчика автоматически закрываются затворы.

Данные о спектральных каналах радиометра РУФ приведены в табл. 31.

Оптико-электронные системы в современных программах дистанционного зондирования Земли

В обзор оптико-электронных систем дистанционного зондирования Земли из космоса включены в основном разработки, реализованные в XXI веке. Выбраны, прежде всего, ведущие программы ДЗЗ, а также наиболее характерные примеры реализации принципов построения основных типов ОЭС ДЗЗ, в том числе оборудование малых и мини-спутников. Системы представлены в порядке запуска соответствующих спутников ДЗЗ.

12.1. ADEOS

ADEOS (Midori) — первый японский спутник ДДЗ, разработанный в международной кооперации. Главная цель проекта — экологические исследования, глобальные наблюдения за Землей, океаном, атмосферными процессами. В состав оптико-электронного оборудования ADEOS входят OCTS (Ocean Color Temperature Scanner), AVNIR (Advanced Visible and Near Infrared Radiometer), TOMS (Total Ozone Mapping Spectrometer) и POLDER (Polarization and Directionality of the Earth's Reflectance), IMG (Interferometric Monitor for Greenhouse Gases), ILAS (Improved Limb Atmospheric Spectrometer), RIS (Retroreflector in Space). Кроме того, на ADEOS установлен микроволновой скаттерометр NSCAT (NASA Scatterometer).

OCTS является сканирующим радиометром, предназначенным для измерения температуры поверхности морей и океанов. Изме-

рения осуществляются в 12 спектральных каналах, расположенных в диапазоне 0,402...12,5 мкм. Поле обзора составляет 1400 км на поверхности Земли ($\pm 40^\circ$). Пространственное разрешение (пиксель) — 700 м (0,85 мрад). В радиометре используется зеркальный объектив, перед которым располагается вращающееся плоское сканирующее зеркало. Приемники излучения инфракрасного диапазона спектра охлаждаются до 100 К. Для калибровки используются Солнце, лампа накаливания (для видимой области) и черное тело (для ИК-диапазона). Тепловая карта поверхности может быть представлена в виде цветного изображения. Основные технические параметры OCTS представлены в табл. 32.

32. Параметры радиометра OCTS

Номер канала	Спектральный диапазон, мкм	Полоса пропускания, мкм	Яркость, эквивалентная шуму, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{мкм}^{-1}$	Отношение сигнал/шум
1	0,402...0,422	0,020	145	450
2	0,433...0,453	0,020	150	500
3	0,480...0,500	0,020	130	500
4	0,511...0,529	0,018	120	500
5	0,555...0,575	0,020	90	500
6	0,660...0,680	0,020	60	500
7	0,745...0,785	0,040	40	500
8	0,845...0,885	0,040	20	450
			Эквивалентная шумовая температура	
9	3,55...3,88	0,33	0,15K	
10	8,25...8,80	0,55	0,15K	
11	10,3...11,4	1,1	0,15K	
12	11,4...12,7	1,3	0,20K	

AVNIR — оптико-электронный радиометр, предназначенный для наблюдения за прибрежной зоной и для измерения интенсивности отраженного от поверхности Земли солнечного излучения. В конструкции радиометра используется объектив Шмидта, обеспечивающий высокое качество изображения в широком угловом поле. Спектральные каналы формируются спектральной призмой

и интерференционными фильтрами. В качестве приемников излучения используются ПЗС-матрицы с числом элементов в строке в мультиспектральных каналах 5000, в панхроматическом канале — 10 000. Радиометр обладает пространственным разрешением 16 м в мультиспектральных каналах (угловой размер пикселя 20 мкрад) и 8 м в панхроматическом канале (угловой размер пикселя 10 мкрад). Полоса обзора равна 80 км на поверхности Земли (угловое поле $5,7^\circ$). Направление визирования может изменяться в диапазоне $\pm 40^\circ$. Радиометрическая погрешность составляет $\pm 10\%$. Масса радиометра — 250 кг. Основные технические параметры AVNIR приведены в табл. 33.

33. Параметры радиометра AVNIR

Спектральный диапазон, мкм	Панхроматический канал 0,52...0,69 Мультиспектральные каналы: 0,42...0,50; 0,52...0,60; 0,61...0,69; 0,76...0,89
Пространственное разрешение в надири, м	Панхроматический канал — 8 Мультиспектральные каналы — 16
Радиометрическая погрешность, %	± 10
Оптическая система	Объектив Шмидта, призмный монохроматор
Блок приемников излучения	Панхроматический канал: Si ПЗС-матрица 5000 элементов Мультиспектральные каналы: Si ПЗС-линейки по 10000 элементов
Поле обзора в надири, км	80 с высоты 800 км ($5,7^\circ$)
Диапазон угловых направлений визирования	$\pm 40^\circ$

POLDER-радиометр-поляриметр, предназначенный для измерения интенсивности и состояния поляризации отраженного солнечного излучения в целях изучения тропосферных аэрозолей, определения спектральных коэффициентов отражения поверхности океана и земной поверхности, радиационного баланса Земли.

Оптическая система POLDER (рис. 3.34) построена на основе широкоугольного зеркального объектива как вариант системы Гилля. Фокусное расстояние объектива равно 3,57 мм, относитель-

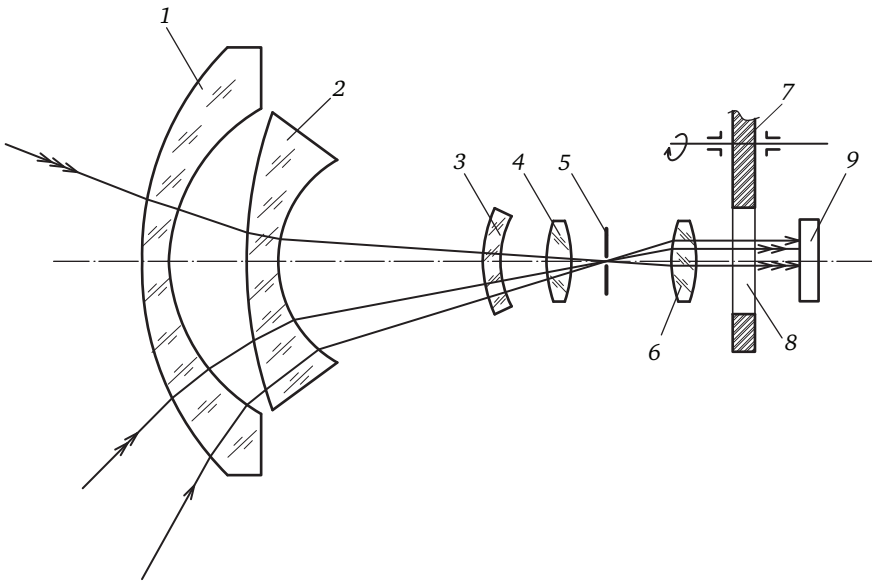


Рис. 3.34. Оптическая схема POLDER:

1—4 — компоненты широкоугольного объектива; 5 — диафрагма поля; 6 — коллимирующая линза; 7 — диск со сменными фильтрами; 8 — сменные оптические фильтры и поляризаторы; 9 — ПЗС

ное отверстие — 1 : 4,6. В фокальной плоскости объектива установлена малоразмерная диафрагма, определяющая размер пикселя. В системе используется телецентрический ход лучей, при котором на выходе коллимирующей линзы образуется параллельный пучок лучей, падающих на ПЗС. Каждому направлению излучения на входе оптической системы соответствует определенный луч в выходном параллельном пучке и, следовательно, определенный элемент матрицы ПЗС. Перед ПЗС в параллельном пучке лучей располагаются сменные интерференционные фильтры и поляризаторы, закрепленные во вращающейся турели. Фильтры и поляризаторы формируют 8 спектральных каналов с центрами на длинах волн: 0,443; 0,490; 0,565; 0,670; 0,763; 0,765; 0,865; 0,910 мкм. В трех каналах 0,443; 0,670 и 0,865 мкм измеряется состояние поляризации входного излучения. Шесть из восьми каналов оптимизированы для исследования атмосферного аэрозоля, облаков, океана и земной поверхности. Два других — для измерения концентрации

34. Параметры радиометра-поляриметра POLDER

Спектральный диапазон	Центральная длина волны, мкм	Ширина полосы пропускания, нм
	0,43	20
	0,490	20
	0,565	20
	0,670	20
	0,763	10
	0,765	40
	0,865	40
	0,910	20
Пространственное разрешение в надире, км	7×6	
Радиометрическое разрешение, бит на пиксель	12	
Оптическая система	Телецентрическая с панорамным объективом Гиля, фокусное расстояние объектива 3,57 мм, относительное отверстие 1:4,6	
Приемник излучения	ПЗС-матрица, 242×274 активных элементов	
Поле обзора в надире, км	1440 (вдоль траектории полета)×2200 (поперек траектории полета)	

водяных паров в атмосфере и высоты облачного покрова. Угловое поле оптической системы составляет $\pm 43^\circ$ вдоль траектории полета и $\pm 51^\circ$ поперек траектории. Поле обзора POLDER составляет (1440×2200) км, пространственное разрешение в надире (7×6) км. Число элементов ПЗС — 242×274. Основные технические параметры POLDER представлены в табл. 34.

IMG — инфракрасный Фурье-спектрометр, предназначенный для исследования спектров излучения земной поверхности и атмосферы Земли, картирования атмосферных газов, дающих парниковый эффект (CO_2 , CH_4 , H_2O , N_2O) и озонового слоя. IMG обеспечивает измерение непрерывного спектра излучения в диапазоне 3,3...14,0 мкм в трех поддиапазонах: 3,3...4,3 мкм, 4,3...5,0 мкм, 5,0...14,7 мкм со спектральным разрешением порядка $0,1 \text{ см}^{-1}$ в мгновенном угловом поле 10 мрад (8 км на поверхности Земли). Вертикальное разрешение находится в диапазоне от 2 до 6 км в за-

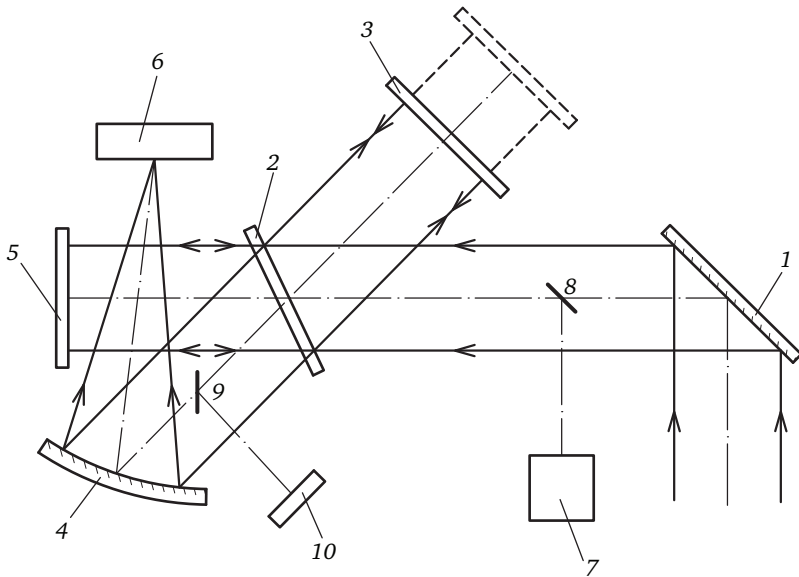


Рис. 3.35. Оптическая схема IMG:

1 — входное плоское зеркало; 2 — полупрозрачное зеркало; 3 — подвижное зеркало; 4 — объектив; 5 — неподвижное зеркало; 6 — блок приемников ИК-излучения; 7 — лазер; 8, 9 — плоские зеркала блока контроля; 10 — Si-фотодиод

висимости от характера измерений. Время получения интерферограммы ≤ 10 с. В системе предусмотрена компенсация сдвига изображения с помощью плоского зеркала. Полоса обзора равна 20 км на поверхности Земли. В IMG используется схема интерферометра Майкельсона (рис. 3.35). Подвижное зеркало перемещается на величину 10 см с линейной скоростью 1 см/с с помощью магнитного привода, исключающего механическое трение. Пространственное положение, скорость движения и наклон подвижного зеркала контролируется с помощью лазерного блока контроля. Луч гелий-неонового лазера вводится в интерферометр с помощью небольшого плоского зеркала. Интерференционная картина лазерного блока детектируется четырьмя кремниевыми фотодиодами, разнесенными по периферии пучка. Для приема излучения в ближней ИК-области спектра (первые два поддиапазона) используются InSb-приемники, в средней ИК-области (третий поддиапазон) — CdHgTe-приемник. Основные технические параметры IMG приведены в табл. 35.

35. Параметры спектрометра IMG

Спектральный диапазон, мкм	3,3...14,7 Поддиапазоны: 3,3...4,3; 4,3...5,0; 5,0...14,7
Пространственное разрешение, км	в надире 8 вертикальное 2...6
Спектральное разрешение, см ⁻¹	0,1
Оптическая система	Интерферометр Майкельсона, диаметр зеркал 10 см, диапазон перемещений подвижного зеркала 10 см
Блок приемников излучения	Поддиапазоны 3,3...4,3, 4,3...5,0 мкм InSb-приемники Поддиапазон 5,0...14,7 CdHgTe-приемник. Охлаждение — криогенная система
Полоса обзора в надире на поверхности Земли, км	20
Время получения интерферограммы, с	≤ 10
Габаритные размеры, мм	1150 × 930 × 650

ILAS — лимбовый гиперспектрометр, предназначенный для измерения вертикальных профилей содержания газов в атмосфере Земли (O_3 , N_2O , H_2O , CH_4) и аэрозолей. ILAS содержит два дифракционных спектрометра, один из которых работает в ИК-диапазоне спектра, другой — в видимом диапазоне. Концентрация газов

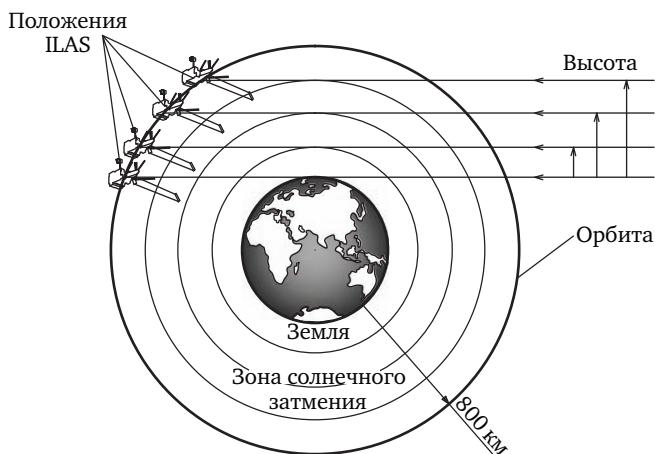


Рис. 3.36. Схема измерений

определяется по результатам измерений поглощения солнечного излучения, проходящего через атмосферный лимб на различных высотах при заходе и восходе Солнца (рис. 3.36). В ILAS включена система солнечной ориентации. Основные технические параметры ILAS представлены в табл. 36.

36. Параметры гиперспектрометра ILAS

Спектральный диапазон	44 канала в диапазоне 6,21...11,77 мкм и 1024 канала в диапазоне 0,753...0,784 мкм
Оптическая система	Телескоп Кассегрена, диаметр главного зеркала 12 см
Мгновенное поле (по тангенциальной высоте), км	В инфракрасном диапазоне: 2 (по вертикали) $\times$ 13 (по горизонтали)
Система солнечной ориентации	Ориентация по краю Солнца с использование линейки преемников излучения, состоящей из 512 элементов
Зоны обзора по широте	56°...70° N, 63°...80° S
Время наблюдения лимба	10 минут
Габаритные размеры, мм	800 $\times$ 1630 $\times$ 550
Масса, кг	130

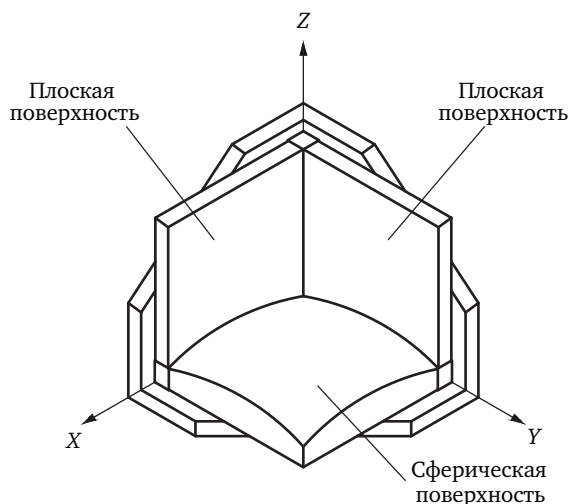


Рис. 3.37. Схема отражателя RIS

RIS — отражатель уголкового типа, используемый при работе наземной станции, предназначенной для измерения поглощения излучения всей толщей атмосферы. Поглощение измеряется на пути лазерного излучения от наземной станции до отражателя и обратно. Отражатель (рис. 3.37) состоит из двух плоских зеркал и одного сферического с большим радиусом зеркальной поверхности. Сферическое зеркало служит для оптимизации пространственного распределения излучения в отраженном пучке. Эффективный диаметр отражателя равен 0,5 м, масса — 43 кг.

12.2. SPOT-4

SPOT-4 –(Satellite Pour L’Observation de la Terre) — совместный проект Национального космического агентства Франции с партнерами из Бельгии и Швеции. SPOT-4 является спутником второго поколения серии SPOT. Первый запуск (SPOT-1) состоялся в 1986г. В отличие от предшествующих съемочных систем HRV (High Resolution Visible), в основную съемочную аппаратуру SPOT-4 — оптико-электронную систему HRVIR (High Resolution Visible and Infrared Sensor) включен коротковолновый инфракрасный диапазон 1,58...1,75 мкм. Кроме того, на SPOT-4 установлен оптико-электронный радиометр VEGETATION . В число решаемых аппаратурой SPOT-4 задач входит создание и обновление топографических и специальных карт масштаба вплоть до 1:100 000, экологический мониторинг, обновление топографической основы развития территорий, мониторинг посевов сельскохозяйственных культур, прогнозирование урожая, мониторинг состояния лесов и т. д.

Оптическая схема HRVIR показана на рис. 3.38. Телескоп построен по схеме объектива Шмидта. Перед объективом располагается плоское зеркало, с помощью которого возможно изменение направления оптической оси (направления визирования) в диапазоне $\pm 27^\circ$ от надира. Перемещения зеркала осуществляются с помощью шагового двигателя с дискретностью $0,3^\circ$. Изменение направления визирования позволяет получать снимки в широкой полосе 450 км в любом направлении, снимать один и тот же участок поверхности Земли под различными углами для получения стереоснимков и вводить в угловое поле системы источники излучения, используемые для калибровки системы. Между компенсато-

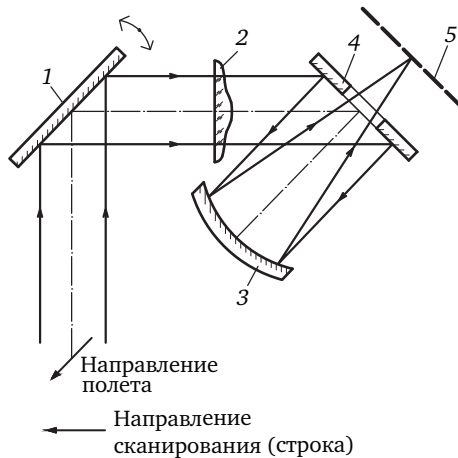


Рис. 3.38. Схема HRVIR:

1 — плоское зеркало; 2 — компенсатор; 3 — главное зеркало; 4 — плоское зеркало с центральным отверстием; 5 — фокальная плоскость

ром объектива Шмидта и его сферическим зеркалом установлено плоское зеркало с центральным отверстием. Такая компоновка оптической системы позволяет разместить в сходящемся пучке за главным зеркалом спектроделительный блок и блоки приемников излучения. Спектроделительный блок построен на основе дихроичных зеркал, размещенных в склейке оптических призм.

На рис. 3.38 спектроделительный блок не показан, а приведен ход лучей, соответствующий одному из спектральных каналов. Всего спектральных каналов четыре: 0,50...0,59 мкм; 0,61...0,68 мкм; 0,79...0,89 мкм; 1,58...1,75 мкм. Вместо спектрального канала 0,61...0,68 мкм может включаться панхроматический (черно-белый канал). В мультиспектральных каналах видимого и ближнего ИК-диапазона спектра и панхроматическом канале используются кремниевые ПЗС-линейки (3000 элементов в мультиспектральных каналах, 6000 — в панхроматическом). В канале 1,58...1,75 мкм применяется линейка InGaAs-фотодиодов также с числом элементов 3000, но состоящая из 10 сборок по 300 элементов. Основные технические параметры HRVIR приведены в табл. 37.

Оптико-электронный радиометр VEGETATION, или VMI (Vegetation Monitoring Instrument), предназначен для наблюдения за растительным покровом и для изучения биосферы Земли.

37. Параметры сканера HRVIR

Спектральный диапазон, мкм	Панхроматический канал 0,61...0,68 Мультиспектральные каналы: 0,50...0,59; 0,61...0,68; 0,79...0,89; 1,58...1,75
Пространственное разрешение (в надире), м	Панхроматический канал — 10 Мультиспектральные каналы — 30
Радиометрическое разрешение, бит на пиксель	8
Оптическая система	Объектив Шмидта, фокусное расстояние 1,08 м, относительное отверстие 1:3,5
Блок приемников излучения	Панхроматический канал: Si ПЗС-линейка 6000 элементов Мультиспектральные каналы видимого и ближнего ИК-диапазона: Si ПЗС-линейки по 3000 элементов Канал в коротковолновом ИК-диапазоне: фотодиодная InGaAs-линейка 3000 элементов
Полоса обзора, км	60 с высоты 832 км (угловое поле 4,3°)

38. Параметры радиометра VMI

Спектральный диапазон, мкм	Мультиспектральные каналы: 0,45...0,52; 0,61...0,68; 0,78...0,89; 1,58...1,75
Пространственное разрешение (в надире), м	1000
Радиометрическое разрешение, бит на пиксель	10
Блок приемников излучения	Мультиспектральные каналы видимого и ближнего ИК-диапазона: Si ПЗС-линейки по 1728 элементов Канал в коротковолновом ИК-диапазоне: фотодиодная InGaAs-линейка 1728 элементов
Полоса обзора, км	2250 с высоты 832 км

Система VMI представляет собой совокупность расположенных в ряд четырех ПЗС-камер, обеспечивающих обзор на поверхности Земли полосы шириной 2250 км с пространственным разрешением около 1 км. Каждая камера работает в одном из четырех спек-

тральных каналов: 0,43...0,47 мкм; 0,61...0,68 мкм; 0,78...0,89 мкм; 1,58...1,75 мкм. В видимом и ближнем ИК-диапазоне используются кремниевые ПЗС-линейки, в канале 1,58...1,75 мкм — InGaAs-фотодиодная линейка. Число элементов всех линеек равно 1728. Основные технические параметры VMI приведены в табл. 38.

12.3. TERRA

Программа Terra (известная также, как EOS/AM-1) выполняется в рамках международного сотрудничества США, Японии и Канады. Считается, что программа Terra является одной из наиболее успешных в области ДЗЗ. Спутник Terra был запущен в феврале 1999 г. Целью проекта является получение информации о свойствах облачного покрова, теплообмене между атмосферой и земной поверхностью, атмосферой и мировым океаном, о газовом составе атмосферы. Выполнение программы позволяет прогнозировать результаты техногенного воздействия на климат, изменение климата, экологическую обстановку, совершенствовать технологии предсказания стихийных бедствий. Исследования по программе Terra проводятся не только с космических, но и с наземных и самолетных платформ.

Бортовым исследовательским оборудованием спутника Terra являются оптико-электронные системы ASTER, CERES, MISR, MODIS и MOPITT.

Радиометр ASTER (Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection Radiometer) предназначен для получения мультиспектрального изображения высокого разрешения земной поверхности и облачного покрова с целью изучения энергетического баланса, характеристик растительности и почвы, вулканических процессов и т. д.

ASTER состоит из трех подсистем, работающих в различных спектральных диапазонах: подсистема VNIR — в видимом и ближнем ИК-диапазоне, подсистема SWIR — в коротковолновом ИК-диапазоне, подсистема TIR в тепловом ИК-диапазоне.

Подсистема VNIR имеет два оптических блока: один для наблюдения в надир, другой наклонен под некоторым углом назад по отношению к надиру, что необходимо для получения стереоизображения. Объективы обоих блоков построены по схеме Шмидта. Блок наблюдения в надир содержит три спектральных канала, наклон-

ный блок — только один спектральный канал. Направление визирования поперек трассы может быть изменено путем вращения всей подсистемы. Спектральные каналы блока наблюдения в надир формируются с помощью дихроичных зеркал и интерференционных фильтров. Внутренняя калибровка осуществляется по двум га-логенным лампам.

В подсистеме SWIR используется зеркальный объектив, направленный в надир. Изменение направления визирования поперек трассы осуществляется с помощью поворотов плоского зеркала, расположенного перед объективом.

В подсистеме TIR используется зеркальный объектив, построенный по схеме Ньютона с дополнительными корректирующими линзами. В этой подсистеме сканирование осуществляется с помощью плоского зеркала, установленного перед объективом и качающегося с частотой 7 Гц. Это же зеркало используется и для изменения направления визирования поперек трассы в диапазоне $\pm 4,54^\circ$. Приемник излучения TIR (CdHgTe-матрица) охлаждается до 80 К. Калибровка осуществляется по бортовому протяженному источнику с температурой 340 К.

Основные технические параметры радиометра ASTER представлены в табл. 39.

Оптико-электронная система CERES предназначена для измерения радиационного баланса Земли и излучения атмосферы, используемых для прогнозирования изменений климата. CERES строит из двух идентичных сканирующих радиометров (модулей): FM-1 (Flight Module-1) и FM-2. Один радиометр сканирует поперек трассы, другой осуществляет круговое сканирование (по вращающейся вокруг надира диагонали круга). Круговое сканирование обеспечивает визирование элементов подстилающей поверхности под различными углами, что позволяет построить более точную модель излучения. В каждом радиометре имеется три спектральных канала: 0,3...5,0 мкм, 8,0...12,0 мкм (окно прозрачности атмосферы) и 0,35...125 мкм. В качестве приемников излучения используются работающие в компенсационном режиме неохлаждаемые болометры, расположенные в фокальной плоскости объектива Кассегрена. Калибровка осуществляется по бортовому черному телу и лампам накаливания. Основные технические параметры CERES представлены в табл. 40.

39. Параметры радиометра ASTER

Параметр	Номер спектрального канала	VNIR	Номер спектрального канала	SWIR	Номер спектрального канала	TIR
Спектральный диапазон, мкм	1	0,52...0,60	4	1,600...1,700	10	8,125...8,475
	2	0,63...0,69	5	2,145...2,185	11	8,475...8,825
	3N (надир)	0,76...0,86	6	2,185...2,225	12	8,925...9,275
	3B (назад под углом)	0,76...0,86	7	2,235...2,285	13	10,25...10,95
	Возможность стереосъемки вдоль трассы		8	2,295...2,365	14	10,95...11,65
			9	2,360...2,430		
Пространственное разрешение, м	15		30		90	
Мгновенное угловое поле в надире, мкрад	21,5		42,6		128	
Скорость передачи данных, Мбит/с	62		23		4,2	
Изменение направления визирования поперек трассы	$\pm 24^\circ$ (± 318 км)		$\pm 8,55^\circ$ (116 км)		$\pm 8,55^\circ$ (116 км)	
Поле обзора, км	60		60		60	
Приемники излучения	Si-ПЗС-линейка, 5000 элементов, из них активных 4000		Фотодиодная PtSi-Si линейка приемников с барьерами Шоттки, охлаждаемая до 80 К		HgCdTe-линейка, охлаждаемая до 80 К	
Радиометрическая точность	4%		4%			

40. Параметры радиометра CERES

Спектральный диапазон, мкм	0,35...125; 0,3...5,0; 8,0...12,0
Пространственное разрешение в надири, км	20
Угловое поле	$\pm 78^\circ$ поперек трассы, 360° по азимуту
Мгновенное поле, мкрад	14
Скорость передачи данных, Кбит/с	10
Масса, кг	50
Габаритные размеры, см	60×60×57,6

Спектрорадиометр MISR предназначен для измерения яркости элементов поверхности Земли в области отраженного солнечного излучения под различными углами визирования. В MISR используется 9 камер для наблюдения в надири и под углами, симметричными относительно надира: $\pm 26,1$; $\pm 45,6$; $\pm 60,0$; $\pm 70,5$ градусов в направлении полета (вдоль трассы). Изображения, получаемые под каждым углом, создаются в четырех спектральных полосах с центрами на длинах волн 0,446 мкм, 0,558 мкм, 0,672 мкм, 0,866 мкм. В каждом из 36 каналов (9 камер по 4 спектральных полосы в каждой) обеспечивается пространственное разрешение 275 м, 550 м или 1,1 км по выбору. Полоса обзора составляет 360 км для каждой камеры. По данным, полученным MISR, возможно составление глобальных карт альбедо Земли, исследование свойств аэрозолей и растительности.

MISR функционирует в двух режимах сканирования: обзорном и локальном. Обзорное сканирование обеспечивает непрерывное наблюдение всей планеты с низким пространственным разрешением, но некоторые избранные каналы при этом могут работать и в режиме с высоким пространственным разрешением для наблюдения за отдельными облаками, в целях обеспечения навигации и стереосъемки. Режим локального сканирования обеспечивает обзор в выбранной зоне 300×300 км на поверхности Земли с наиболее высоким пространственным разрешением. Для радиометрической калибровки используются складные диффузные отражатели, направляющие солнечное излучение в камеры. Геометрическая калибровка осуществляется по наземным контрольным точкам (пунктам калибровки). Основные технические параметры спектрорадиометра MISR приведены в табл. 41.

41. Параметры спектрорадиометра MISR

Полоса обзора	360 км поперек трассы для всех 9 камер
Угловое поле	$\pm 60^\circ$ вдоль трассы, $\pm 15^\circ$ поперек трассы
Углы визирования земной поверхности от надира	0° ; $26,1^\circ$; $45,6^\circ$; $60,0^\circ$; $70,5^\circ$
Спектральный диапазон, мкм	4 спектральных полосы с центрами на длинах волн 0,446; 0,558; 0,672; 0,866
Пространственное разрешение	275 м, 550 м или 1,1 км, по выбору
Приемники излучения	9 ПЗС-камер, каждая камера с четырьмя независимыми матрицами, содержащими по 1504 активных пикселей в строке
Радиометрическая точность	3% от максимального сигнала
Рабочая температура приемников излучения, $^\circ\text{C}$	$-5 \pm 0,1$
Масса, кг	148
Габаритные размеры, м	$0,9 \times 0,9 \times 1,3$
Скорость передачи данных (номинальная), Мбит/с	3,3

Спектрорадиометр MODIS предназначен для изучения глобальных физических и биологических процессов во временных рамках 1—2 дня. MODIS позволяет измерять температуру поверхности Земли, океана, облаков, получить информацию о растительном покрове (тип, фаза вегетации), снежном покрове, содержании воды в атмосфере.

Функциональная схема MODIS представлена на рис. 3.39. В MODIS используется оптико-механическое сканирование с помощью плоского двухстороннего зеркала, установленного перед телескопической системой. За афокальной телескопической системой в параллельном пучке лучей располагается спектроделительная система на основе дихроичных зеркал, разделяющих поток излучения на 4 спектральных диапазона (канала): видимый, ближний, средний и длинноволновый ИК-диапазоны, что в целом охватывает спектральную область от 0,4 до 14,5 мкм. В каждом из четырех спектральных каналов имеется объектив, создающий изображение в фокальной плоскости, где располагаются сборки линеек прием-

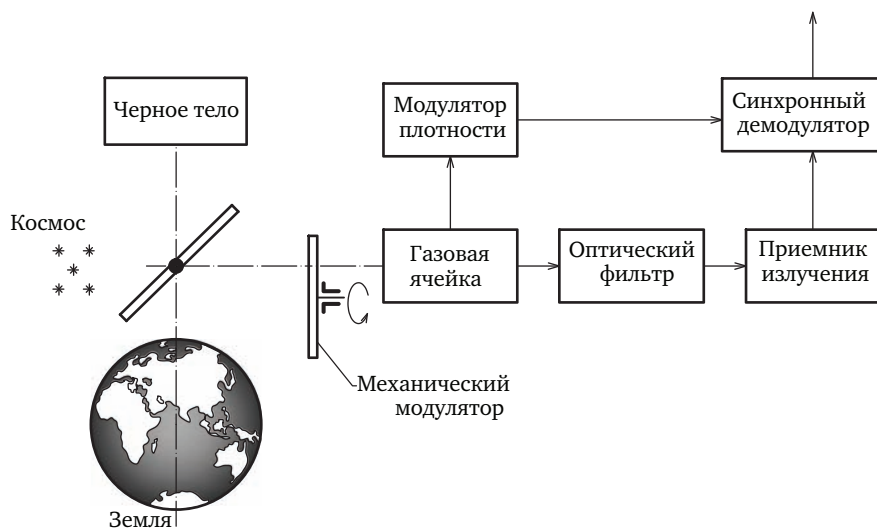


Рис. 3.39. Функциональная схема MODIS

ников излучения, ориентированных по направлению полета (вдоль трассы). Сборки включают интерференционные фильтры, формирующие 36 узких спектральных полос: 21 полосу в диапазоне 0,4...3,0 мкм и 15 полос в диапазоне 3,0...14,5 мкм (см. табл. 42). В видимом и ближнем ИК-диапазоне используются кремниевые фотодиодные линейки, в ИК-диапазоне — CdHgTe-приемники, охлаждаемые до 83 К. Пространственное разрешение в надире составляет 250, 500 и 1000 м в зависимости от спектрального канала. Погрешность измерения температуры поверхности океана составляет 0,2 К, поверхности Земли 1 К. Угловое поле 110° охватывает на поверхности Земли с высоты 705 км полосу 2330 км. Для калибровки MODIS применяются различные источники и методы калибровки. Для спектральной калибровки используется бортовой калибровочный интерферометр SRCA (Spectroradiometric Calibration Assembly). Радиометрическая калибровка осуществляется по Луне, по бортовому черному телу, по солнечному диффузору. Источники калибровки вводятся в угловое поле телескопической системы с помощью сканирующего зеркала, вращающегося с угловой скоростью 20,3 мин⁻¹. Основные технические параметры спектрорадиометра MODIS приведены в табл. 42, 43.

42. Параметры спектральных каналов спектрорадиометра MODIS и их использование

Объект зондирования	Номер спектрального канала (полосы)	Ширина полосы, мкм	Яркость, эквивалентная шуму, Вт·м ⁻² ·мкм ⁻¹ ·ср ⁻¹	Требуемое отношение сигнал/шум (требуемая эквивалентная шуму разность температур)	Пространственное разрешение в надире, м
Нижние границы облачного покрова	1	0,620...0,670	21,8	128	250
	2	0,841...0,876	24,7	201	
Свойства облачного покрова	3	0,459...0,479	35,3	243	500
	4	0,545...0,565	29,0	228	
	5	1,230...1,250	5,4	74	
	6	1,628...1,652	7,3	275	
	7	2,105...2,155	1,0	110	
Поверхность океана, фитопланктон, биохимические свойства	8	0,405...0,420	44,9	880	1000
	9	0,438...0,448	41,9	838	
	10	0,483...0,493	32,1	802	
	11	0,526...0,536	27,9	754	
	12	0,546...0,556	21,0	750	
	13	0,662...0,672	9,5	910	
	14	0,673...0,683	8,7	1087	
	15	0,743...0,753	10,2	586	
	16	0,862...0,877	6,2	516	
Водяные пары в атмосфере	17	0,890...0,920	10,0	167	
	18	0,931...0,941	3,6	57	
	19	0,915...0,965	15,0	250	
Температура поверхности Земли и облаков	20	3,660...3,840	0,45	(0,05)	
	21	3,929...3,989	2,38	(2,00)	
	22	3,929...3,989	0,67	(0,07)	
	23	4,020...4,080	0,79	(0,07)	
Температура атмосферы	24	4,433...4,598	0,17	(0,25)	
	25	4,482...4,549	0,59	(0,25)	
Перистые облака	26	1,360...1,390	6,00	150	

Окончание табл. 42

Объект зондирования	Номер спектрального канала (полосы)	Ширина полосы, мкм	Яркость, эквивалентная шуму, Вт·м ⁻² ·мкм ⁻¹ ·ср ⁻¹	Требуемое отношение сигнал/шум (требуемая эквивалентная шуму разность температур)	Пространственное разрешение в надире, м
Водяные пары	27	6,535...6,895	1,16	(0,25)	1000
	28	7,175...7,475	2,18	(0,25)	
	29	8,400...8,700	9,58	(0,25)	
Озон	30	9,580...9,880	3,69	(0,25)	
Температура поверхности Земли и облаков	31	10,780...11,280	9,55	(0,05)	
	32	11,770...12,270	8,94	(0,05)	
Высота вершин облаков	33	13,185...13,485	4,52	(0,25)	
	34	13,485...13,785	3,76	(0,25)	
	35	13,785...14,085	3,11	(0,25)	
	36	14,085...14,385	2,08	(0,35)	

43. Параметры спектрорадиометра MODIS

Спектральный диапазон, мкм	0,40...14,5; 36 каналов (см. табл. 42)
Полоса обзора	2330 км, 110° (1354 пикселей поперек трассы)
Пространственное разрешение, м	250 (каналы 1—2) 500 (каналы 3—7) 1000 (каналы 8—36)
Ширина полосы сканирования на поверхности Земли (строки), км	10 (10 пикселей вдоль трассы)
Объектив	Внеосевая зеркальная система, диаметр главного зеркала 17,8 см
Частота вращения сканирующего зеркала, мин ⁻¹	20,3
Номинальная скорость передачи данных, Мбит/с	6,1
Габаритные размеры, м	1,0×1,6×1,0
Масса, кг	229

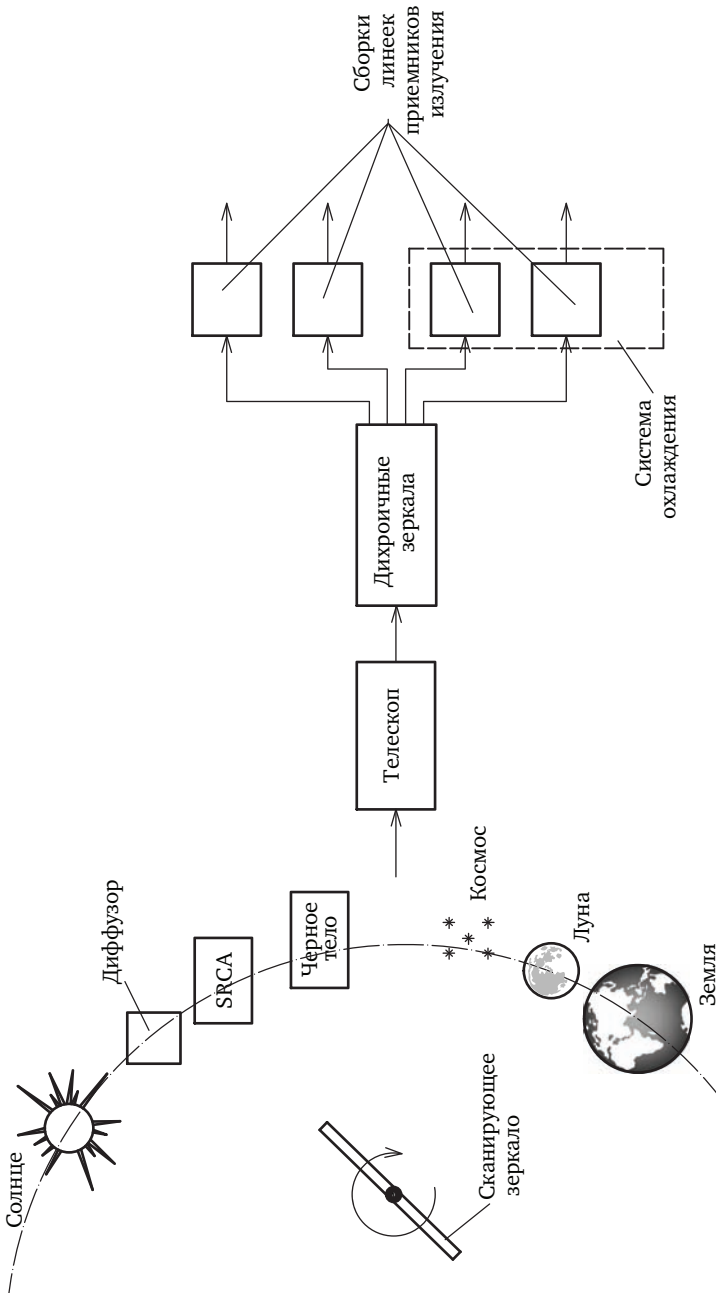


Рис. 3.40. Функциональная схема MORIT

Газовый спектрометр МОРПТТ (Measurement of Pollution in the Troposphere) предназначен для измерения содержания CO и CH₄ в атмосфере. МОРПТТ — первый космический прибор, реализующий метод корреляционной спектроскопии газов. В МОРПТТ содержится 4 оптических канала, в каждом из которых производятся спектральные измерения, суть которых заключается в следующем (рис. 3.40). В газовой ячейке содержится образец чистого газа — CO или CH₄. Оптический сигнал (входной поток излучения) модулируется механическим модулятором, создающим несущую частоту, а затем проходит через ячейку с газом. Давление в газовой ячейке или ее длина модулируется с несущей частотой, что вызывает соответствующую модуляцию интенсивности линий поглощения газа в ячейке. Входной поток излучения, имеющий спектральные полосы излучения, совпадающие с полосами поглощения газа в ячейке (закон Кирхгофа), модулируется по амплитуде на этих длинах волн, остальные же спектральные составляющие входного потока не модулируются. Сигнал на выходе приемника излучения демодулируется по амплитуде синхронным демодулятором. В целом, каждый оптический канал действует как оптический фильтр, имеющий высокое спектральное разрешение. Сканирование в каждом из четырех каналов осуществляется с помощью оптико-механической системы, обеспечивающей поле обзора 616 км, пространственное разрешение в надире 22 × 22 км (мгновенное угловое поле 1,8 × 1,8°).

12.4. IKONOS-2

Космический аппарат «Ikonos-2» стал первым коммерческим спутником, обеспечивающим съемку с высоким пространственным разрешением около 1 м (в панхроматическом режиме). Высокая маневренность спутника, запуск которого состоялся в 1999г., позволяет получать снимки больших площадей (до 5000 м²) за один проход и стереопары с одного витка. Снимки могут использоваться для создания цифровых моделей рельефа, создания и обновления топографических и специальных карт вплоть до масштаба 1 : 5000, выполнения лесоустроительных работ, инвентаризации сельскохозяйственных угодий, инвентаризации и контроля строительства объектов инфраструктуры транспортировки и добычи нефти и газа, решения широкого круга экологических и других задач.

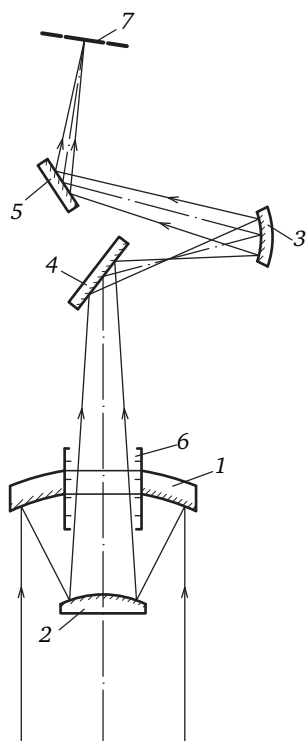


Рис. 3.41. Оптическая схема объектива съемочной камеры OSA:

1 — главное зеркало; 2 — вторичное зеркало; 3 — третье зеркало; 4, 5 — плоские зеркала; 6 — бленда; 7 — фокальная плоскость

Съемка со спутника «Ikonos-2» осуществляется с помощью оптико-электронной системы OSA (Optical Sensor Assembly). В качестве телескопа OSA используется трехзеркальная оптическая система объектива Корша (рис. 3.41). В конструкцию объектива включены также два плоских зеркала, позволяющих оптимизировать компоновку и уменьшить продольные габариты телескопа. Оптическая система является единой как для панхроматического, так и для мультиспектральных каналов. Диаметр первичного зеркала объектива равен 0,7 м, фокусное расстояние объектива составляет 10 м.

В фокальной плоскости располагается блок приемников излучения, состоящий из ПЗС-матриц. Спектральные каналы формируются оптическими интерференционными фильтрами, расположенными перед ПЗС. Размеры элементов ПЗС (пикселей) в направлении сканирования составляют 12 мкм в панхроматическом канале и 48 мкм в мультиспектральных каналах. Число пикселей в строке панхроматического канала равно 13500, в мультиспектральных каналах — 3375. Мультиспектральные каналы соответствуют каналам сканера ТМ на Landsat в видимом диапазоне спектра. Экспозиция устанавливается в зависимости от уровня освещенности и регулируется за счет диафрагмирования входного зрачка телескопа.

В системе осуществляется радиометрическая калибровка по Солнцу, Луне и звездам, а также пространственная (геометрическая) калибровка параметров ориентации (привязки).

Стереосъемка обеспечивается возможностью наклона оптической оси OSA в диапазоне $\pm 30^\circ$ и высоким пространственным раз-

решением. Существующие методы обработки стереопар Ikonos-2 позволяют получить угловую погрешность порядка $1...2^\circ$ и погрешность позиционирования до 1 пикселя.

Основные технические параметры оптико- электронной системы OSA представлены в табл.44.

44. Параметры сканера OSA

Спектральный диапазон, мкм	Панхроматический канал 0,45...0,90 Мультиспектральные каналы: 0,45...0,53; 0,52...0,61; 0,64...0,72; 0,76...0,86
Пространственное разрешение в надире, м	Панхроматический канал — 0,82 Мультиспектральные каналы — 3,28
Радиометрическое разрешение, бит на пиксель	11
Оптическая система	Объектив Корша, диаметр входного зрачка 700 мм, фокусное расстояние 10 м
Блок приемников излучения	Панхроматический канал: Si ПЗС-матрица, 13500 элементов в строке, пиксель 12 мкм Мультиспектральные каналы: Si ПЗС-матрица, 3375 элементов в строке, пиксель 48 мкм
Поле обзора в надире, км	11,3
Возможность получения стереопары	Да, с одного витка, диапазон угловых направлений визирования $\pm 30^\circ$

12.5. CALIPSO

CALIPSO — совместный проект NASA и CNES с рядом университетов США и Франции. Основная цель проекта — исследование вертикального распределения аэрозоля и облаков в атмосфере и их роли в процессах нагревания и охлаждения Земли. В состав оборудования спутника входят CALIOP (Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization), IIR (Imaging Infrared Radiometer), WFC (Wide-Field Camera). CALIOP — космический лидар, зондирующий атмосферный лидар. Радиометр IIR и видеокамера WFC сопровождают лидарные измерения.

Измерения, проводимые CALIOP, позволяют построить вертикальный профиль обратного рассеяния (распределение аэрозоля

и частиц) при зондировании в надир на двух длинах волн, как в дневных, так и ночных фазах орбиты. Передающая система лидара включает два Nd: YAG (ИАГ) лазера, излучение которых формируется оптической системой. Конструкция резонаторов лазеров обеспечивает высокую степень поляризации выходного излучения. Измерения производятся на двух длинах волн: 1,064 мкм (первая гармоника) и 0,532 мкм (вторая гармоника). Энергия импульсов составляет 110 мДж, частота 20,16 Гц. Угол расходимости лазерного пучка, формируемого передающей оптической системой, составляет около 20,5 угл. с, что дает на поверхности Земли пятно (след) диаметром 70 м с высоты 705 км.

На длине волны 0,532 мкм измеряются ортогональные составляющие поляризации входного потока излучения (параллельная и перпендикулярная по отношению к плоскости поляризации выходного пучка) и определяются вертикальные профили обратного рассеяния до высоты 40 км от поверхности Земли. Канал на длине волны 1,064 мкм охватывает высоты до 26 км. Пространственное разрешение обоих каналов составляет 30 м. Интервал между центрами зондирующего следа равен 333 м.

Упрощенная схема лидара CALIOP представлена на рис. 3.42. В коротковолновый канал лидара периодически вводится деполяризатор, необходимый для выравнивания чувствительности двух ветвей этого канала с ортогональной поляризацией. Для спектральной фильтрации на длине волны 1,064 мкм используется интерференционный фильтр, а на длине волны 0,532 мкм — эталон Фабри—Перо. Интерференционный фильтр здесь служит для предварительной монохроматизации излучения, что является необходимым условием применения эталона, дающего более узкую полосу пропускания, чем интерференционный фильтр. Основные технические параметры CALIOP представлены в табл. 45.

IIR — несканирующий радиометр, параметры которого оптимизированы для работы совместно с CALIOP. Ось пучка излучения лидара попадает в центр поля обзора радиометра. IIR работает в трех спектральных каналах с центрами на длинах волн 8,65 (0,9) мкм, 10,6 (0,6) мкм, 12,5 (1,0) мкм (в скобках указана ширина полосы пропускания каналов на соответствующих длинах волн). Указанные длины волн выбраны для оптимального поиска областей рассеяния облаков и аэрозоля. Та или иная спек-

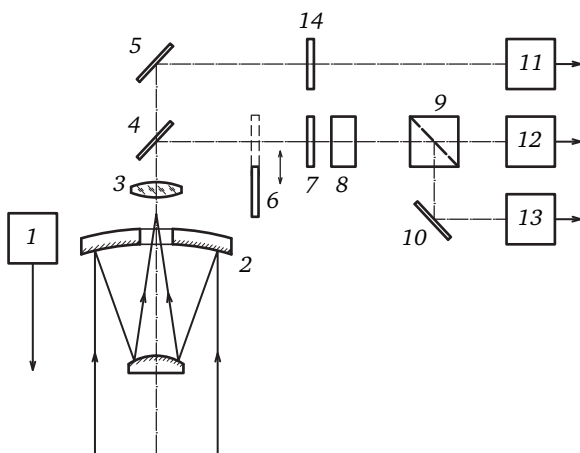


Рис. 3.42. Оптическая схема CALIOP:

1 — передающая система; 2 — объектив; 3 — конденсор; 4, 5, 10 — плоские зеркала; 6 — деполаризатор; 7, 14 — интерференционные фильтры; 8 — эталон Фаби—Перо; 9 — поляризационный разделитель пучка; 11 — приемник излучения канала 1,064 мкм; 12, 13 — приемники излучения канала 0,532 мкм

45. Параметры лидара CALIOP

Лазер	Nd:YAG (ИАГ-лазер)
Длина волны, мкм	0,532 (вторая гармоника), 1,064 (основная)
Энергия в импульсе, мДж	105...115
Частота импульсов, Гц	20,16
Длительность импульса, нс	20
Диаметр входного зрачка приемного объектива, м	1,0
Угловое поле, мкрад	130
Приемник излучения в каналах: 0,532 нм 1,064 нм	Фотоумножитель Лавинный фотодиод
Пространственное разрешение по горизонтали, м	333 (интервал выборки на поверхности Земли вдоль траектории полета)
Пространственное разрешение по вертикали, м	30
Масса лидара, кг	156
Частота цифрового преобразования, МГц	10

тральная полоса из трех устанавливается с помощью сменных светофильтров, закрепленных во вращающейся турели, расположенной перед объективом IIR. В свою очередь перед турелью помещается плоское зеркало, поворотом которого обеспечиваются три направления визирования: в надир, на бортовое черное тело и в космическое пространство. Направление радиометра на бортовое черное тело и в открытый космос используется для калибровки радиометра. «Холодная» калибровка (космос, 4 K) проводится через каждые 8 с, «горячая» (черное тело, 300 K) — через каждые 40 с. Основные технические параметры IIR представлены в табл. 46.

46. Параметры радиометра IIR

Спектральный диапазон, мкм (3 канала)	8,7 мкм, ширина 0,9 мкм 10,5 мкм, ширина 0,6 мкм 12,05 мкм, ширина 1,0 мкм
Пространственное разрешение, км	1×1 (64×64 пикселя)
Поле обзора, км	64×64 (90×90 мрад)
Приемник излучения	Микроболометрическая матрица
Радиометрическое разрешение (эквивалентная шуму разность температур)	NEΔT < 0,5 K
Скорость передачи данных, кбит/с	50
Масса, кг	24
Габаритные размеры, мм	490×550×320

WFC — цифровая ПЗС-камера, служащая для метеорологической разведки и взаимной пространственной привязки спутников CALIPSO и AQUA. Камера работает в спектральном диапазоне 0,62...0,67 мкм (единственный спектральный канал) и обеспечивает полосу обзора 61 км с пространственным разрешением 1 км. В центральной 5-километровой зоне пространственное разрешение равно 125 м. В WFC используется ПЗС-матрица 512×512 элементов, но в строчном режиме сканирования, исключающем смаз изображения. Из 512 строк используются только 30, расположенных в центре матрицы. Остальные строки закрыты от излучения. Основные технические параметры WFC представлены в табл. 47.

47. Параметры камеры WFC

Спектральный диапазон, мкм	0,620...0,670
Пространственное разрешение в центре углового поля, м	125×125
Полоса обзора, км	61 (488 пикселей в строке)
Приемник излучения	ПЗС-матрица 512×512 элементов
Отношение сигнал/шум при максимальной яркости $730 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{мкм}^{-1}$	435
Отношение сигнал/шум при типовой яркости $12 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{мкм}^{-1}$	51
Скорость передачи данных, кбит/с	26

12.6. ТАИКИ

ТАИКИ — японский микроспутник (масса спутника 50 кг, габаритные размеры 50×50×50 см) — разработан в Технологическом институте Хоккайдо для исследования и демонстрации микроспутниковых технологий ДЗЗ. Данные, получаемые ТАИКИ, могут использоваться для нужд сельского хозяйства, для изучения радиационного баланса Земли, телевизионного мониторинга поверхности Земли. В состав исследовательского оборудования спутника входит лазерная система передачи информации LCS (Laser Communication System) и гиперспектрометр HSC (Hyperspectral Camera).

Гиперспектрометр HSC обеспечивает получение спектральной и пространственной информации в видимой и ближней ИК-области спектра в диапазоне 0,45...1,0 мкм с пространственным разрешением 60 м. Основными узлами системы являются объектив, полихроматор и блок приемников излучения. Входной объектив построен по схеме Кассегрена с дополнительными линзовыми корректирующими компонентами (рис. 3.43). Диаметр первичного зеркала объектива равен 150 мм, угловое поле — $1,38^\circ$, мгновенное угловое поле — 24 мкрад. Размер элемента разложения (пикселя) на поверхности Земли составляет 15 м с высоты 620 км. Качество изображения, даваемого объективом, близко к дифракционному пределу. Полихроматор построен по классической схеме призмленного щелевого спектрометра с телецентрическим ходом лучей. Интервал

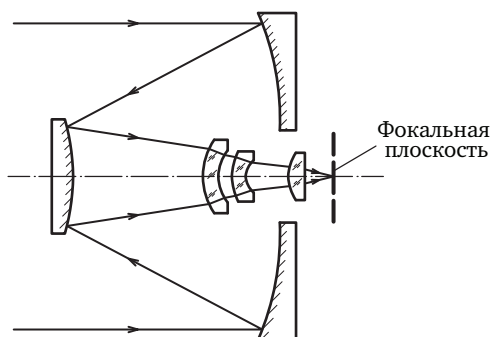


Рис. 3.43. Схема объектива гиперспектрометра HSC

(шаг) выборки спектральной картины меняется в зависимости от спектральной области от 1,2 до 16 нм. Чем больше длина волны, тем больше и интервал выборки, поскольку полезный сигнал падает с увеличением длины волны и соответственно уменьшается отношение сигнал/шум. Для сохранения этого отношения постоянным сигналы смежных пикселей суммируются, что дает больший шаг усредняющей выборки.

Без существенного изменения конструкции призма полихроматора может быть заменена на дифракционную решетку, обеспечивающую большую разрешающую способность, чем призма. В этом случае спектральный диапазон ограничивается областью 0,45...0,90 мкм, но интервал выборки может быть постоянным и равным 5 нм при использовании дифракционной решетки 30 лин/мм вследствие большего отношения сигнал/шум во всем спектральном диапазоне. В этом случае в состав полихроматора должен быть включен дополнительный оптический фильтр, отсекающий излучение, возникающее в результате вторичной дифракции.

В качестве приемника излучения используется КМОП-матрица 1084×1024 элементов с размером пикселей 10,8 мкм. Для детального исследования какой-либо области поверхности Земли используется режим работы матрицы с частотой 500 Гц (кадров в секунду), при этом опрашивается фрагмент матрицы. Полный кадр строится с частотой 30 Гц. В последнем случае для получения пространственных данных используется 1000 пикселей, а еще 75 пикселей — для получения спектральных данных гиперспектрального куба. В спектральном диапазоне 0,45...1,0 мкм реализуется 138 спектральных

48. Параметры гиперспектрометра HSC

Интервал выборки на поверхности Земли, м	15 (с высоты 620 км)
Пространственное разрешение, м	50...60
Полоса обзора, км	15
Спектральный диапазон, мкм	0,4...1,00
Частота кадров, Гц	500
Динамический диапазон, бит	10
Входной объектив	Система Кассегрена с корректирующими линзами, фокусное расстояние 150 мм, относительное отверстие 1:3,0
Угловое поле, мгновенное поле	1,38°, 24 мкрад
Отношение сигнал/шум	>100
Масса, кг	~10

каналов, однако из них передаются только 75 каналов, расположенных в диапазоне 0,55...1,0 мкм. Квантовая эффективность КМОП-матрицы составляет 85% (на длине волны 0,65 мкм).

Основные технические параметры гиперспектрометра HSC представлены в табл. 48.

12.7. PLEIADES

Программа Pleiades — HR (Pleiades High Resolution) является логическим продолжением программы SPOT, связана с ней и включает два спутника нового поколения Pleiades-1A и Pleiades-1B сверхвысокого разрешения. Спутники Pleiades обладают исключительно высокой маневренностью, что позволяет проводить съемку в любом месте 800-километровой полосы обзора уже через 25 с после команды. Орбиты спутников синхронизированы таким образом, чтобы иметь возможность ежедневной съемки одного и того же участка поверхности Земли. Pleiades обеспечивает съемку с пространственным разрешением менее 1 м в панхроматическом режиме, около 3 м в мультиспектральных каналах и стереосъемку с представлением изображений в цифровой форме. Высокое качество изображения, даваемого съемочной аппаратурой, сочетается с высокой точностью геопозиционирования снимков.

Полученные снимки могут использоваться для создания и обновления топографических и специальных карт вплоть до масштаба 1:2000, обновления топографической подосновы для разработки генеральных планов перспективного развития городов, схем территориального планирования муниципальных районов, инвентаризации и мониторинга состояния транспортных, энергетических, информационных коммуникаций, решения широкого круга задач в области сельского хозяйства, лесного хозяйства, охраны окружающей среды. Программа Pleiades ведется с 2001 г. под руководством французского космического агентства.

Интересно, что Pleiades (Плеяды) называют группу звезд в созвездии Тельца — одного из ближайших к Земле (100 световых лет). Видимые звезды созвездия Тельца известны из греческой мифологии под именами семи сестер, рожденных от Атланта и Плетоны. Старинное русское название этих звезд Стожары.

Съемочной аппаратурой спутников Pleiades является оптико-электронная система HiRi (High Resolution Imager). В телескопе используется зеркальный объектив Корша с дополнительным плоским зеркалом, служащим для оптимизации компоновки системы (рис. 3.44). Диаметр главного зеркала составляет 650 мм, фокусное расстояние объектива равно 12,905 м. Первичное и вторичное зеркала симметричны относительно оптической оси, третье зеркало — внеосевое. На выходе объектива в сходящемся пучке лучей

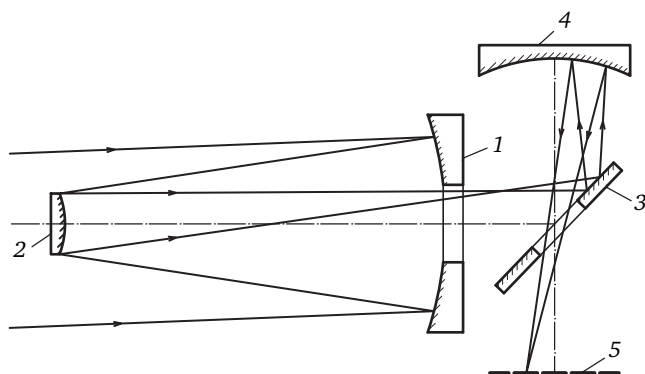


Рис. 3.44. Оптическая схема HiRi:

1 — первичное зеркало; 2 — вторичное зеркало; 3 — плоское зеркало с центральным отверстием; 4 — третье зеркало; 5 — фокальная плоскость

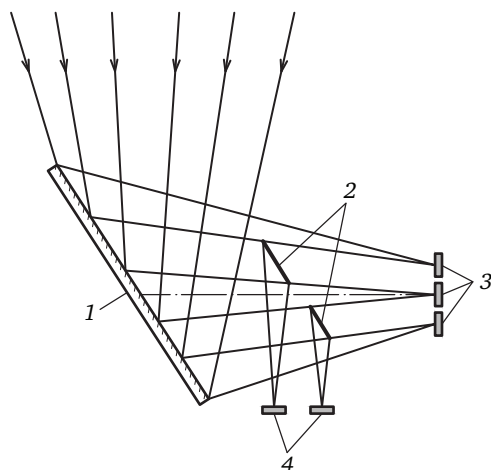


Рис. 3.45. Схема разделения пучков в HiRi:

1 — плоское зеркало; 2 — щелевое зеркало; 3, 4 — ПЗС

стоит светоделительный блок (светоделитель), состоящий из двух плоских зеркал и щелевых зеркал в виде двух полос. На рис. 3.45 показана упрощенная схема одной из двух симметричных частей светоделителя. Каждая из симметричных частей светоделителя создает 5 (всего 10) разнесенных в пространстве участков фокальной плоскости. Это позволяет разместить в каждой из 10 частей ПЗС-матрицу и создать таким образом линейки матриц, расположенные поперек траектории полета (по направлению строк сканирования). Каждая из пяти матриц мультиспектральных каналов, расположенных в одной из двух симметричных частей светоделителя, имеет четыре спектральных фильтра, выделяющие заданные спектральные полосы. В панхроматическом канале (другая симметричная часть) выделяется одна спектральная полоса, но матрицы работают в режиме временной задержки и интегрирования, при котором перенос зарядов осуществляется по направлению траектории полета, а после переноса выводится строка изображения. Входные электронные цепи преобразования сигналов и цепи управления ПЗС интегрированы и расположены на одном кристалле.

Для фокусировки изображения используются перемещения третьего зеркала объектива, осуществляемые прецизионным механизмом.

Основные технические параметры сканера HiRi представлены в табл. 49.

49. Параметры сканера HiRi

Спектральный диапазон, мкм	Панхроматический канал 0,48...0,82 Мультиспектральные каналы: 0,45...0,53; 0,51...0,59; 0,62...0,70; 0,775...0,915
Оптическая система	Объектив Корша, диаметр первичного зеркала 650 мм, фокусное расстояние 12,905 м, относительное отверстие 1:20
Пространственное разрешение, м	Панхроматический канал — 0,5 Мультиспектральные каналы — 2,8
Блок приемников излучения	Панхроматический канал: линейка из 5 сборок ПЗС-матриц по 6000 элементов в строке с размером пикселя 13 мкм, 30000 пикселей в полной строке (используется режим временной задержки и интегрирования) Мультиспектральные каналы: линейка из 5 сборок ПЗС-матриц по 1500 элементов в строке с размером пикселя 52 мкм, 7500 пикселей в полной строке
Поле обзора	20 км в надире с высоты 694 км, 60°. Возможно изменение направления визирования в полосе 800 км за 25 с, в полосе 200 км за 11 с
Радиометрическое разрешение, бит на пиксель	12
Погрешность позиционирования, м	1, с использованием опорных точек на поверхности Земли
Габаритные размеры, мм	1594×980×2235

12.8. GLORY

Цель проекта Glory, проводимого NASA, заключается в исследовании изменений климата и атмосферы Земли. В связи с этой целью перед миссией Glory ставится задача сбора данных о свойствах и распределении аэрозоля в атмосфере Земли. Для решения поставленной задачи разработан мультиспектральный поляриметр APS (Aerosol Polarimeter Sensor), предназначенный для измерения поляризационных параметров рассеянного в атмосфере солнечного излучения в девяти узких спектральных каналах, расположенных в видимой, ближней ИК-области спектра и в коротковолновом ИК-диапазоне. По результатам измерений определяются размеры и

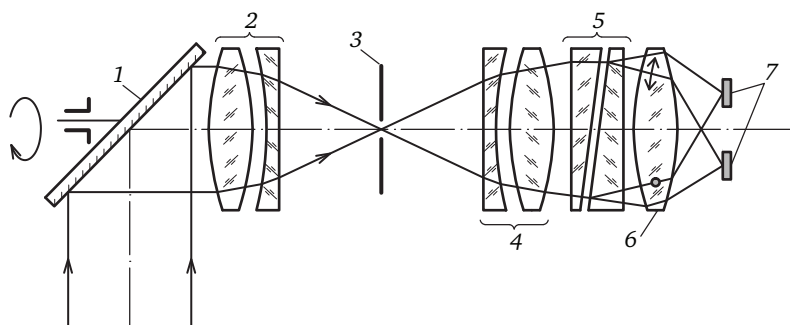


Рис. 3.46. Оптическая схема APS:

1 — плоское зеркало; 2 — входной объектив; 3 — полевая диафрагма; 4 — коллиматорный объектив; 5 — призма Волластона; 6 — объектив камеры; 7 — приемники излучения

форма частиц аэрозоля, показатель преломления аэрозоля, альbedo рассеяния, структура и состав облаков.

APS представляет собой сканирующий поляриметр, позволяющий определять свойства аэрозоля на основе измерений распределения состояния поляризации излучения в спектральном диапазоне 0,4...2,4 мкм. Оптическая схема APS представлена на рис. 3.46. В фокальной плоскости входного объектива установлена полевая диафрагма, определяющая мгновенное угловое поле размером $8 \pm 0,4$ мрад, что в надири на поверхности Земли дает пиксель 5,6 км. Для поляризационного анализа используется призма Волластона, установленная в параллельном пучке лучей за коллиматорным объективом. Призма Волластона позволяет одновременно выделить ортогональные составляющие поляризации входного излучения и вычислить параметры Стокса (I, Q, U). Ортогональные составляющие поляризованного излучения фокусируются объективом камеры на многоэлементный приемник излучения. Спектральные каналы APS формируются с помощью светоделительного блока на основе дихроичных зеркал и интерференционных фильтров (рис. 3.47). Девять узких спектральных полос центрированы относительно длин волн, мкм: 0,410; 0,443; 0,555; 0,670; 0,865; 0,910 (видимый и ближний ИК-диапазон), 1,370; 1,610; 2,200 (коротковолновый ИК-диапазон). Спектральные каналы объединены в три группы, и в каждой из групп используется по два идентичных оптических канала (всего шесть каналов), построенных по схеме,

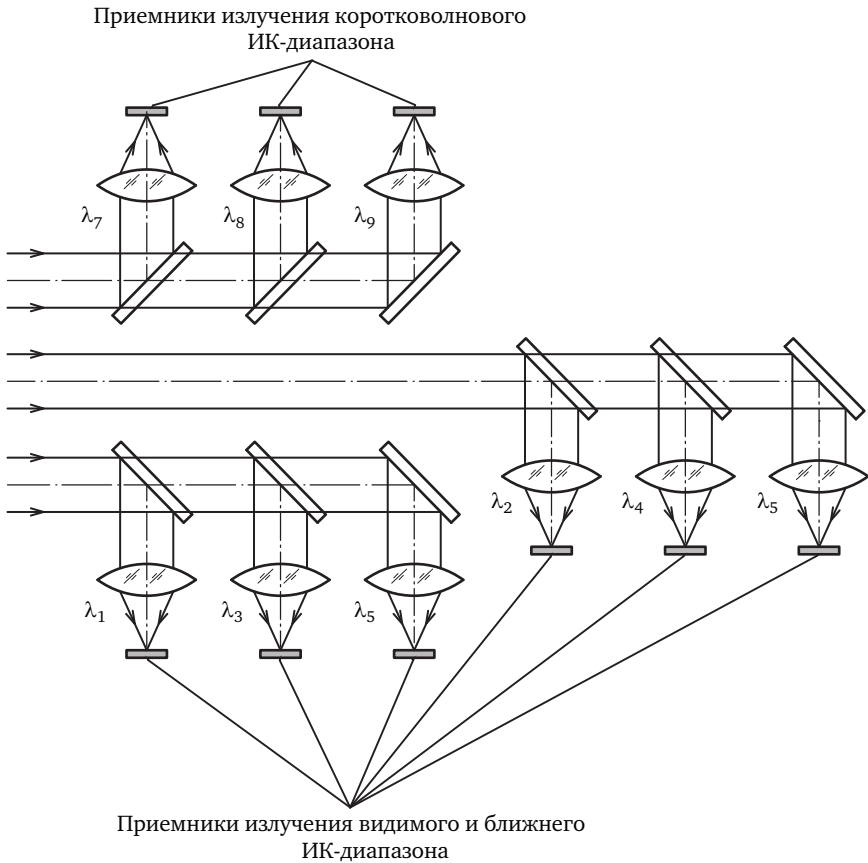


Рис. 3.47. Схема светоделиителя APS

показанной на рисунке: один оптический канал используется для измерения параметров Стокса I и Q , другой для измерения параметров I и U . Избыточность измерений относительно параметра I увеличивает точность и надежность измерений. В спектральных каналах видимого и ближнего ИК-диапазона приемниками излучения являются кремниевые ПЗС, в коротковолновом ИК-диапазоне — CdHgTe-приемники, охлаждаемые до 160 К.

Сканирование вдоль траектории полета осуществляется с помощью плоского зеркала, вращающегося с частотой $40,7 \text{ мин}^{-1}$. Ось вращения расположена под углом 45° по отношению к оптической

оси. С помощью того же зеркала в угловое поле системы вводятся бортовые источники радиометрической и поляризационной калибровки. Измерения осуществляются только при достаточной освещенности атмосферы (при зенитных углах Солнца, больших 70°). Основные технические параметры APS представлены в табл. 50

50. Параметры поляриметра APS

Спектральный диапазон (центральные длины волн спектральных каналов), мкм	0,410; 0,443; 0,555; 0,670; 0,865; 0,910; 1,370; 1,610; 2,200
Угловое поле, град от надира	От +50 до -60
Пространственное разрешение	8 мрад, 5,6 км на поверхности Земли
Полоса обзора на поверхности Земли, км	$5,6 \times 2200$
Измеряемые параметры	Параметры Стокса I, Q, U во всех 9 каналах
Радиометрическая погрешность, %	5...8
Поляризационная погрешность, %	0,2...0,5
Масса, кг	61
Габаритные размеры, см	$48 \times 61 \times 112$

12.9. SPOT-6,7

Французские спутники SPOT-6 и SPOT-7 предназначены для получения снимков поверхности Земли с более высоким пространственным разрешением по сравнению с предшествующими космическими аппаратами этой серии. Предполагается, что спутники SPOT-6,7 составят единую группировку, планирование их работы будет осуществляться централизованно. При планировании съемки будут использоваться наиболее совершенные алгоритмы учета облачности. Задачами, для решения которых предназначаются спутники SPOT-6 и SPOT-7, являются создание и обновление топографических карт вплоть до масштаба до 1 : 25 000, создание цифровых моделей рельефа с погрешностью по высоте до 5...10 м, инвентаризация и контроль строительства объектов инфраструктуры транспортировки и добычи нефти и газа, экологический мониторинг, инвентаризация сельскохозяйственных угодий, выполнение лесостроительных работ и др.

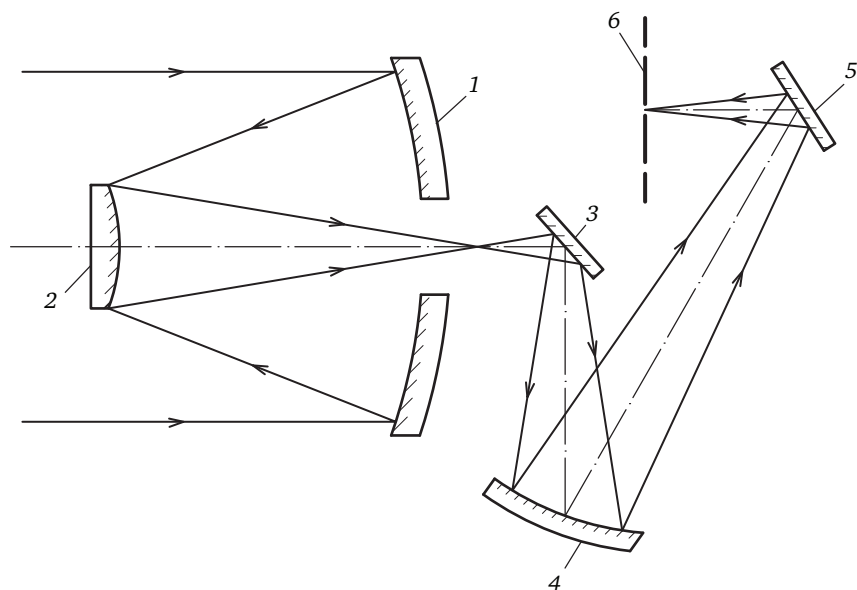


Рис. 3.48. Оптическая схема NAOMI:

1 — первичное зеркало; вторичное зеркало; 3, 5 — плоские зеркала;
4 — третье зеркало; 6 — фокальная плоскость

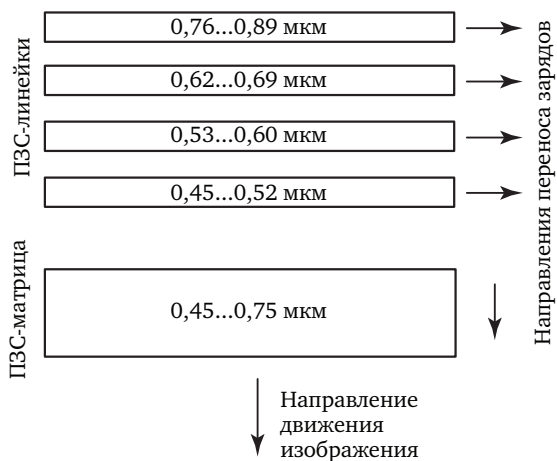


Рис. 3.49. Схема расположения ПЗС

На SPOT-6 и SPOT-7 устанавливается оптико-электронный мультиспектральный сканер NAOMI (New Astrosat Optical Modular Instrument). Основу телескопа составляет объектив Корша, обеспечивающий компактность конструкции системы (рис 3.48). Блок приемников излучения включает четыре кремниевых ПЗС-линейки мультиспектральных каналов и матрицу панхроматического канала (рис. 3.49). Линейки и матрица вместе с входными электронными цепями расположены на одном кристалле. Спектральные полосы формируются оптическими фильтрами, располагаемыми перед приемниками излучения. В панхроматическом канале ПЗС-матрица работает в режиме задержки и интегрирования, при котором перенос зарядов в ПЗС осуществляется по направлению движения изображения. Использование режима задержки и интегрирования сигнала позволяет при сохранении высокого качества изображения снизить требования к светосиле объектива и, следовательно, уменьшить его габариты. Основные технические параметры NAOMI представлены в табл. 51.

51. Параметры сканера NAOMI

Спектральный диапазон, мкм	Панхроматический канал 0,45...0,75 Мультиспектральные каналы: 0,45...0,52; 0,53...0,60; 0,62...0,69; 0,76...0,89
Пространственное разрешение в надире, м	Панхроматический канал — 2 (от 1,5 до 2,5); Мультиспектральные каналы — 8 (от 6 до 10)
Радиометрическое разрешение, бит на пиксель	12
Оптическая система	Объектив Корша, диаметр входного зрачка 200 мм
Блок приемников излучения	Панхроматический канал: Si ПЗС-матрица 7000 элементов Мультиспектральные каналы: Si ПЗС-линейки по 1750 элементов
Поле обзора в надире, км	От 10 до 60 с высоты 695 км
Возможность получения стереопары, диапазон угловых направлений визирования	Да, $\pm 30^\circ$

12.10. Канопус-В, БКА

Российский спутник Канопус-В и Белорусский БКА (Белорусский космический аппарат, прозванный специалистами «Белка», видимо по аббревиатуре) полностью идентичны и работают по скоординированной программе. Оба аппарата выведены на орбиту 22 июля 2012 г. одним запуском. Спутники предназначены для контроля за землепользованием и сельскохозяйственным производством, для выявления площадей, перспективных на поиск полезных ископаемых, для контроля природных ресурсов, мониторинга чрезвычайных ситуаций, экологического контроля, обновления топографических карт и других целей. Космические аппараты разработаны ФГУП «НПП ВНИИЭМ» (Россия) и оснащены съемочной аппаратурой, включающей панхроматический сканер ПСС (панхроматическая съемочная система) и мультиспектральный сканер МСС (многоспектральная съемочная система), конструктивно соединенные в моноблоке.

Оптико-электронный сканер ПСС состоит из зеркально-линзового объектива и фокального модуля. Объектив сканера выполнен по схеме Кассегрена с линзовым корректором полевых aberrаций (рис. 3.50). Зеркала 1 и 2 объектива Кассегрена имеют параболическую форму поверхности. Вблизи плоскости промежуточного изображения, создаваемого зеркалами, установлен кол-

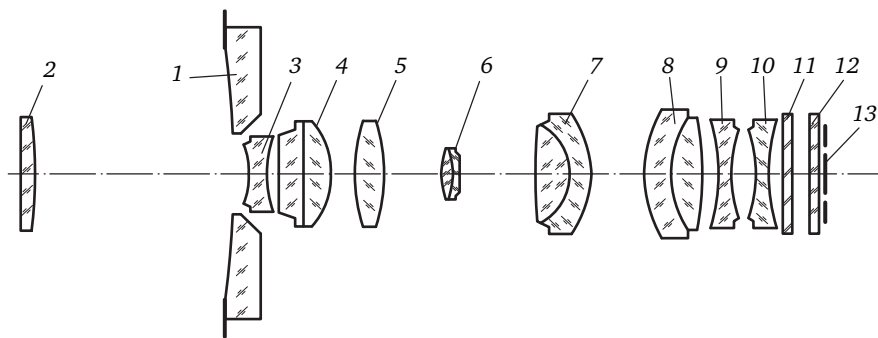


Рис. 3.50. Оптическая схема ПСС:

1 — первичное зеркало; 2 — вторичное зеркало; 3 — коллектив; 4—10 — линзовые компоненты корректора; 11 — оптический фильтр; 12 — защитное стекло; 13 — фокальная плоскость

лектив (конденсор) 3, обеспечивающий сопряжение выходного зрачка зеркальной части объектива и входного зрачка линзового корректора, включающего элементы 4—10. Корректор содержит 11 линз в 7 компонентах и обеспечивает двукратное увеличение. Диаметр входного зрачка объектива равен 200 мм, угловое поле составляет $\pm 1,4^\circ$. В конструкцию объектива включен узел фотометрической калибровки, представляющий собой титановую оправу с печатной платой, на которую установлены 6 светодиодов. В фокальной плоскости объектива располагается фокальный модуль, включающий сборку 6 матриц ПЗС с числом пикселей 985×1920 в каждой матрице. Матрицы ПЗС установлены в шахматном порядке с перекрытием поперек направления полета на 74 пикселя и работают в режиме временной задержки и интегрирования. Каждая матрица создает информационный кадр размером на поверхности Земли $2,1 \times 4,0$ км, формируемый построчно. Одновременно получаемые с одной точки орбиты 6 цифровых кадров «сшиваются» при цифровой обработке как вдоль, так и поперек траектории полета. Основные технические параметры ПСС представлены в табл. 52.

52. Параметры сканера ПСС

Спектральный диапазон, мкм	0,52...0,85
Пространственное разрешение в надире, м	2,1
Полоса обзора, км	23
Оптическая система	Объектив Кассегрена с линзовым корректором, диаметр входного зрачка 200 мм, угловое поле $\pm 1,4^\circ$
Блок приемников излучения	6 ПЗС-матриц, расположенных в шахматном порядке, работающих в режиме временной задержки и интегрирования
Производительность съемки	2 млн км ² за сутки
Периодичность съемки, сут	5
Информационный поток при съемке в надир, Мбит/с, не более	385
Радиометрическое разрешение, бит на пиксель	12

Мультиспектральный сканер МСС обеспечивает получение изображения в четырех спектральных каналах: 0,46...0,52 мкм, 0,51...0,60 мкм, 0,63...0,69 мкм, 0,75...0,84 мкм. В МСС используется линзовый объектив, состоящий из 8 линз в 6 компонентах (рис. 3.51). В конструкцию объектива включен узел фотометрической калибровки с четырьмя светодиодами. Формирование спектральных каналов осуществляется интерференционными фильтрами, расположенными перед фокальными матрицами ПЗС. Диаметр входного зрачка объектива равен 60 мм, угловое поле составляет

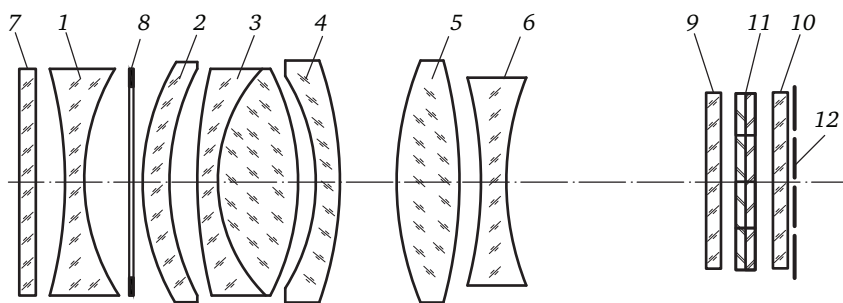


Рис. 3.51. Оптическая схема МСС:

1—6 — линзовые компоненты объектива; 7, 9, 10 — защитные стекла; 8 — апертурная диафрагма; 11 — интерференционные фильтры; 12 — фокальная плоскость

53. Параметры сканера МСС

Спектральный диапазон, мкм	0,45...0,52; 0,51...0,6; 0,63...0,69; 0,75...0,84
Пространственное разрешение в надире, м	10,5
Полоса обзора, км	20
Оптическая система	Линзовый объектив, диаметр входного зрачка 60 мм, угловое поле $\pm 4^\circ$
Блок приемников излучения	4 параллельных ПЗС-матрицы, работающие в режиме временной задержки и интегрирования
Производительность съемки	2 млн км ² за сутки
Периодичность съемки, сут	5
Информационный поток при съемке в надир, Мбит/с, не более	385
Радиометрическое разрешение, бит на пиксель	12

$\pm 4,0^\circ$. Сборка фокальных матриц состоит из четырех ПЗС, работающих в режиме временной задержки и интегрирования. Матрицы расположены параллельно друг другу вдоль направления полета. Размер проекции каждой матрицы на поверхность Земли в надире составляет $10,4 \times 20,2$ км. При цифровой обработке изображения производится «сшивка» кадров по направлению полета. Основные технические параметры МСС представлены в табл. 53.

12.11. LANDSAT-8

Спутник Landsat-8 (Landsat Data Community Mission) продолжает серию спутников NASA Landsat, начатую Landsat-1 в 1972 г. Landsat-8 пришел на смену Landsat-7 (1999 г.) и предназначен для получения данных, используемых в государственном управлении, сельском хозяйстве, бизнесе, в частности, для создания и обновления топографических карт вплоть до масштаба 1 : 200 000, сельскохозяйственного картографирования на уровне регионов, мониторинга состояния посевов, прогнозирования урожая, поисковых работ на нефть, газ, полезных ископаемых.

На Landsat-8 установлены две оптико-электронные системы нового поколения: OLI (Operational Land Imager) и TIRS (Thermal Infrared Sensor), предназначенные для получения 400 снимков в день (185×180) км с пространственным разрешением 30 м в видимой и ближней ИК-области, 15 м в пахроматическом диапазоне и 100 м в средней ИК-области спектра.

Оптико-электронная система OLI представляет собой мультиспектральный сканер со строчным сканированием. В системе используется объектив, состоящий из четырех внеосевых зеркальных компонентов (рис. 3.52). В фокальной плоскости объектива располагается блок приемников излучения, состоящий из 14 модулей (рис. 3.53), смонтированных на единой плате. Каждый модуль (рис. 3.54) создает 10 спектральных каналов с Si-приемниками излучения (в видимой и ближней ИК-области спектра) и CdHgTe-приемниками в коротковолновом ИК-диапазоне). Каналы формируются интерференционными фильтрами, расположенными перед приемниками излучения. В мультиспектральных каналах содержится по 6500 элементов (пикселей) в строке, в панхроматическом канале — 13000 элементов. В каждый модуль включен

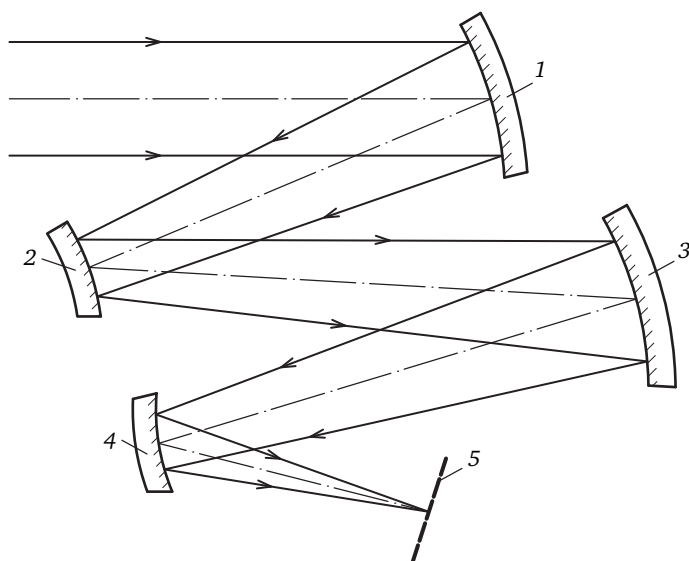


Рис. 3.52. Оптическая схема телескопа OLI:
1—4 — внеосевые зеркала; 5 — фокальная плоскость

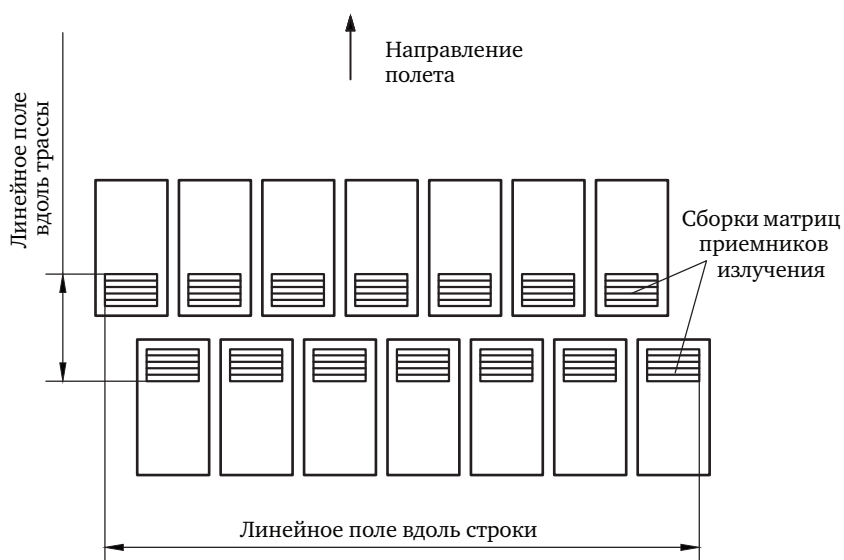


Рис. 3.53. Схема расположения модулей приемников излучения

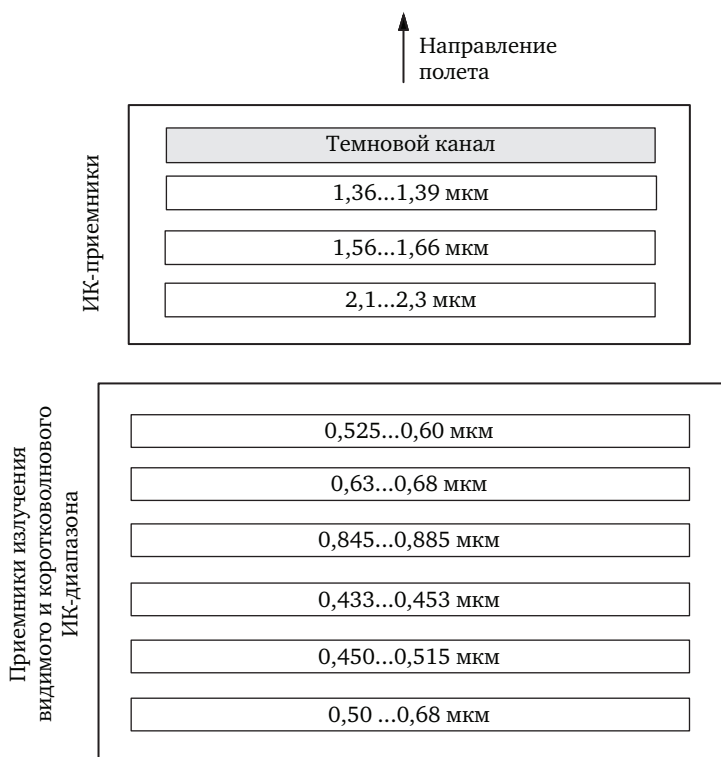


Рис. 3.54. Схема расположения линеек приемников излучения в модуле

также темновой канал (закрытая линейка приемников излучения ИК-диапазона), служащий для калибровки чувствительности приемников излучения.

OLI содержит сложную систему калибровки, включающую, помимо темнового канала, два солнечных диффузора, крышку объектива (заслонку), два блока эталонных ламп накаливания. Основные технические параметры OLI приведены в табл. 54.

Оптико-электронная система TIRS имеет два ИК-канала, не входящих в OLI. Оптическая система TIRS (рис. 3.55) содержит четырехкомпонентный линзовый объектив и входное плоское зеркало. Три линзы изготовлены из Ge, одна из ZnSe. Входное зеркало установлено на оси вращения, что обеспечивает три возможных направления оптической оси телескопа: в нади́р, на черное тело, в открытый космос. Оптическая система охлаждается до 185 К. Для компенса-

54. Параметры сканера OLI

Спектральный диапазон	9 спектральных каналов в видимой, ближней ИК-области спектра и в коротковолновом ИК-диапазоне
Телескоп	4-компонентный объектив, состоящий из внеосевых зеркал
Блок приемников излучения	14 модулей на единой плате. Используется пассивное охлаждение.
Угловое поле	15°, 185 км с высоты 705 км
Пространственное разрешение	15 м в панхроматическом канале 30 м в мультиспектральных каналах
Радиометрическое разрешение, бит на пиксель	12

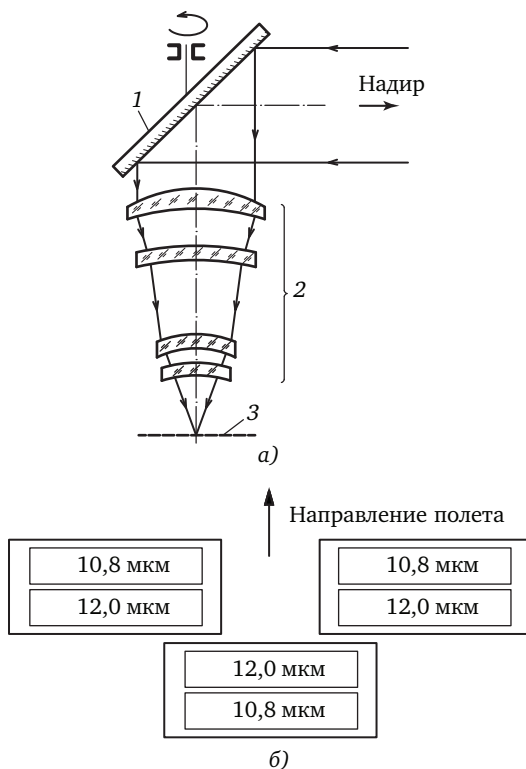


Рис. 3.55. Схема TIRS:

a — оптическая схема телескопа; 1 — входное плоское зеркало; 2 — объектив; 3 — фокальная плоскость; *б* — схема расположения модулей приемников излучения

ции термоаббераций используется изменение температуры охлаждения в диапазоне ± 5 К.

В качестве приемников излучения используются три фокальных матрицы на основе GaAs с чувствительными элементами на квантовых ямах. Каждая матрица расположена за двумя интерференционными фильтрами, формирующими спектральные каналы на длинах волн 10,8 и 12,0 мкм. В матрице содержится 640×512 элементов. Из 512 строк матрицы интерференционным фильтром ограничивается 32 строки, и из этих 32 строк используется лишь две или три наилучших по техническим параметрам. Матрицы охлаждаются до 43 К.

В системе используется калибровка по бортовому черному телу с переменной температурой, по излучению открытого космоса.

Основные технические параметры TIRS представлены в табл. 55.

55. Параметры сканера TIRS

Спектральный диапазон, мкм	10,3...11,3; 11,5...12,5
Телескоп	Четырехкомпонентный линзовый объектив, относительное отверстие 1:1,64 Охлаждение до 185 К
Блок приемников излучения	Три модуля матриц 640×512 элементов на квантовых ямах Размеры элементов (25×25) мкм Угловое поле пикселя (элемента приемника) $142 \cdot 10^{-6}$ рад Температура охлаждения 43 К
Пространственное разрешение, м	100
Угловое поле	15° , 185 км с высоты 705 км
Радиометрическое разрешение, бит на пиксель	12

12.12. PROBA-V

Основная идея программы Proba-V (Vegetation) — улучшить оптико-электронную систему Vegetation спутников SPOT-4 и SPOT-5 и установить ее на малом спутнике серии Proba (запуск запланирован на 2013 г.). Спутниковые технологии, базирующиеся на малых

спутниках, активно продвигаются и в направлении дистанционного зондирования. К аппаратуре таких спутников предъявляются очевидные требования компактности. Масса спутника составляет около 160 кг, габаритные размеры (80×80×100) см, при этом габариты съемочной аппаратуры (20×35×81) см. Масса съемочной аппаратуры 35 кг, из них 20 кг приходится на оптическую часть. Снимки, полученные Proba-V, могут быть использованы в землепользовании, для наблюдения за растительным покровом и его изменениями, в том числе в условиях катаклизмов (засухи, наводнения), для мониторинга ситуаций во время стихийных бедствий, определения запасов пресной воды и экологического мониторинга.

В связи с тем что спутники Pleiades предназначены только для получения данных высокого пространственного разрешения, и на них не предполагается размещение дополнительной съемочной аппаратуры, актуальность использования спутников серии Proba возрастает. По спектральному и радиометрическому разрешению съемочная аппаратура Vegetation, установленная на SPOT, и Proba-V идентичны, однако качество изображения и пространственное разрешение Proba-V выше, а геометрическая привязка точнее.

Съемочной оптико-электронной системой спутника Proba-V является четырехдиапазонный мультиспектральный сканер VGT-P, в состав которого входят три идентичных камеры, каждая со своим телескопом, построенным по схеме трехзеркального анастигмата (рис. 3.56). Угловое поле телескопа равно 34°, что дает суммарное угловое поле 102°. Спектральные каналы создаются за счет отклонения части пучка лучей за объективом плоским зеркалом и применения оптических фильтров. Поток излучения, отклоненный зеркалом, используется в коротковолновом ИК-диапазоне, а прямо прошедший поток — в видимой и ближней области спектра. За счет разделения потока на две части создаются две фокальные плоскости, в которых располагаются блоки приемников излучения с соответствующими оптическими фильтрами спектральных каналов. Матрица видимого и ближнего ИК-диапазона содержит 4 линейки фотодиодов, каждая по 6000 элементов с размерами 13 мкм (пиксель), при этом одна из линеек не используется в фотоприемном режиме. В коротковолновом ИК-диапазоне используется линейка приемников, состоящая из трех сборок, каждая по 1024 элемента с размерами 25 мкм (пиксель).

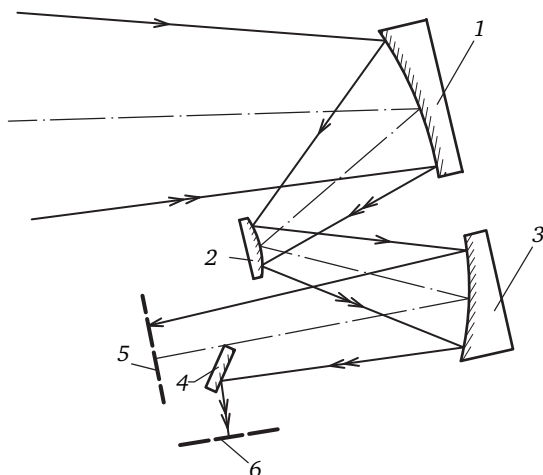


Рис. 3.56. Оптическая схема VGT-P:

1 — первичное зеркало; 2 — вторичное зеркало; 3 — третье зеркало; 4 — плоское зеркало; 5 — фокальная плоскость видимого и ближнего ИК-каналов; 6 — фокальная плоскость коротковолнового ИК-канала

Оптическая ось центральной камеры направлена в надир, две других отклонены на 34° по обе стороны от надира по направлению строки. Основные технические параметры VGT-P представлены в табл. 56.

56. Параметры сканера VGT-P

Спектральный диапазон, мкм	0,415...0,500; 0,580...0,770; 0,730...0,960; 1,480...1,76
Пространственное разрешение в надире, м	200 в канале 1,480...1,76 100 в других каналах
Полоса обзора, км	2285 с высоты 820 км, 103°
Оптическая система	3 идентичных трехзеркальных объектива Корша, угловое поле объектива $33,6^\circ \times 5,5^\circ$ (суммарное угловое поле 103°), фокусное расстояние 109,6 мм, диаметр входного зрачка 18,6 мм
Блок приемников излучения	В видимом и ближнем ИК-диапазоне: линейки фотодиодов по 6000 элементов размером 13 мкм (пиксель) В коротковолновом ИК-диапазоне: сборка трех линеек приемников излучения по 1024 элемента с размерами 25 мкм (пиксель)

12.13. ОСО-2

Проект NASA ОСО-2 (запуск спутника запланирован на 2014 г.) посвящен исследованию влияния атмосферного углекислого газа на возникновение парникового эффекта. Главной целью проекта является картирование очагов выбросов углекислого газа и их мониторинг.

Спектрометр ОСО-2 предназначен для измерения спектра поглощения солнечного излучения в полосах углекислого газа. Эксперимент требует весьма высокого спектрального разрешения, поэтому используются не один, а три полихроматора, каждый из которых имеет сравнительно узкий спектральный диапазон, но высокую разрешающую способность. Один из трех полихроматоров оптимизирован для излучения на длине волны 0,765 мкм (полоса O_2), два других на длинах волн 1,61 и 2,06 мкм (полосы CO_2).

Упрощенная схема спектрометра приведена на рис. 3.57. В спектрометре сочетаются зеркальные и линзовые объективы. Входная часть спектрометра содержит зеркальные компоненты, а в спектральных каналах использованы линзовые, поскольку входная

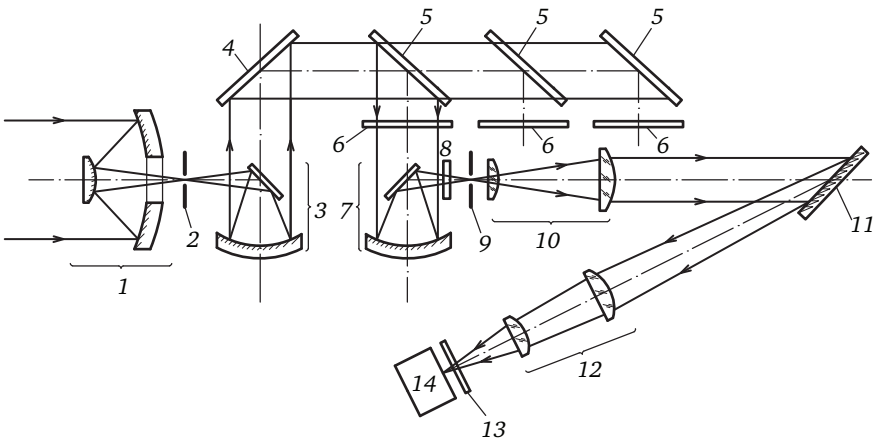


Рис. 3.57. Оптическая схема ОСО-2:

1 — объектив Кассегрена; 2 — диафрагма поля; 3 — коллиматор; 4 — плоское зеркало; 5 — дихроичные зеркала; 6 — интерференционные фильтры; 7 — объектив; 8 — поляризатор; 9 — входная щель полихроматора; 10 — коллиматор полихроматора; 11 — дифракционная решетка; 12 — объектив камеры полихроматора; 13 — охлаждаемый интерференционный фильтр; 14 — матрица приемников излучения

общая часть спектрометра работает в сравнительно широком спектральном диапазоне, а спектральные каналы — в узком. В спектрометре используется общий для всех спектральных каналов объектив Кассегрена, в фокальной плоскости которого располагается диафрагма поля. За диафрагмой поля следует спектроделительная передающая оптическая система, включающая коллимирующий объектив, дихроичные зеркала и интерференционные фильтры. Дихроичные зеркала направляют отраженное излучение в один из трех полихроматоров, построенных идентично (на рисунке изображена схема одного из трех спектральных каналов).

Входной интерференционный фильтр пропускает излучение в спектральной полосе, составляющей $\pm 1\%$ от центральной длины волны. Излучение фокусируется во входную щель полихроматора с помощью зеркального объектива, построенного как и коллимирующий объектив спектроделительной передающей оптической системы по схеме Ньютона. Каждый полихроматор состоит из входной щели, двухлинзового коллиматорного объектива, голографической дифракционной решетки и двухлинзового камерного объектива. Различия между полихроматорами заключаются в просветляющих покрытиях линз и параметрах дифракционных решеток, оптимизированных для заданного спектрального диапазона. Входная щель полихроматора имеет длину 3 мм и ширину 25 мкм. Голографическая решетка полихроматора эффективно действует только при условии линейной поляризации падающего потока излучения, при этом направление плоскости поляризации должно быть параллельным направлению входной щели полихроматора. В связи с этим перед входной щелью установлен поляризатор.

Перед фокальной матрицей преемников излучения располагается еще один интерференционный фильтр, охлаждаемый, как и матрица, до 180 К с целью уменьшения фонового излучения. Спектральный канал 0,758...0,772 мкм имеет спектральное разрешение не менее 17, каналы 1,594...1,619 мкм и 2,042...2,082 мкм разрешающую способность не менее 20.

Матрица приемников излучения содержит 1024×1024 элементов размерами по 18 мкм. Полуширине разрешаемой спектральной линии соответствует 2...3 пикселя. Длина щели полихроматора дает перекрытие 190 пикселей (строк), из которых используется

160. Считывание спектров производится с частотой 3 Гц. Чтобы уменьшить полосу частот, занимаемую сигналом и увеличить отношение сигнал/шум, сигналы пикселей колонок матрицы суммируются (по 20 смежных пикселей), поэтому каждый столбец матрицы вдоль спектральной линии опрашивается всего 8 раз (160 активных пикселей из 190). Угловой размер 20 усредненных пикселей составляет 1,8 мрад ($0,1^\circ$, или 1,3 км в надире, на поверхности Земли с высоты 705 км). Угловая ширина щели полихроматора составляет 0,14 мрад, однако входной объектив намеренно расфокусирован, чтобы увеличить эффективную угловую ширину щели до 0,6 мрад и тем самым выровнять разрешение всех трех каналов.

Измерения спектров производятся в трех режимах: в надир, по зеркальному солнечному отражению и по отражению от калиброванного источника. Измерения в надир производятся, когда зенитный угол Солнца составляет менее 85° . Измерения по отраженному солнечному излучению используются при прохождении спутника над океаном при зенитных углах Солнца до 75° , когда отражение излучения происходит особенно эффективно. Этот режим дает наибольшее отношение сигнал/шум. Режим работы по калиброванному отражателю позволяет сопоставить получаемые результаты с результатами, даваемыми альтернативными методами, в том

57. Параметры спектрометра ОСО-2

Спектральный диапазон, мкм	0,758...0,772; 1,594...1,619; 2,042...2,082
Спектральное разрешение	17 в канале 0,758...0,772; 20 в других каналах
Объектив	Схема Кассегрена, диаметр входного зрачка 11 см, относительное отверстие 1:1,8
Угловое поле	$0,8^\circ$ (10,6 км в надире с высоты 705 км)
Пространственное разрешение (размер пикселя на поверхности Земли в надире), км	1,29×2,25
Приемник излучения	CdHgTe-матрицы, охлаждаемые до 180 К Число элементов 1024×1024, размер элемента по строке 18 мкм
Частота считывания спектров, Гц	3
Масса, кг	140

числе наземной аппаратурой (методика синхронных подспутниковых измерений).

Основные технические параметры ОСО-2 представлены в табл. 57

Список литературы

1. Адзерихо К. Г. Физические основы дистанционного зондирования. Минск, 1991.
2. Аксененко М. Д., Бараночников М. Л. Приемники оптического излучения: Справочник. М.: Радио и связь, 1987.
3. **Белорусский космический комплекс** дистанционного зондирования Земли. М. : ФГУП «НПП ВНИИЭМ», 2011. 88 с.
4. Бузников А. А., Лахтанов Г. А. Поляриметры для аэрокосмических исследований природной среды//Исследование Земли из космоса. 1991.— № 1. С. 103—115.
5. Буймистрюк Г. Я., Ваваев В. А., Ворошинов В. Б. Построение видеоспектрометрических и спектральных адаптивных телевизионных систем на базе акустооптических фильтров//Исследование Земли из космоса.— 1985.— № 5.— С. 67—75.
6. Васильев А. А., Касасент Д., Компанец И. И. Пространственные модуляторы света. М.: Радио и связь, 1987.
7. Гуди Р. М. Атмосферная радиация. М.: Мир, 1966.
8. Гуцин А. И., Слуцкая С. Г., Шкурский Б. И. Исследование структуры полей яркости Земли//Оптико-механическая промышленность. 1977. № 6. С. 10—13.
9. **Дистанционное зондирование: количественный подход**/Ш. Дейвис, Д. Ландгребе, Т. Филлипс и др.; Под ред. Ф. Свейна и Ш. Дейвис. М.: Недра, 1983.
10. Елизаренко А. С., Соломатин В. А., Якушенков Ю. Г. Оптико-электронные системы в исследованиях природных ресурсов. М.: Недра, 1974.
11. Жуков Б. С. Физические основы дистанционного зондирования//Исследование Земли из космоса. Т. 1 (Итоги науки и техники, ВИНТИ АН СССР). М., 198. С. 6—78.
12. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Радио и связь, 1989.
13. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех). М.: Сов. радио, 1977.
14. Игнатенко С. А., Рожавский Э. И. Конструктивные особенности многозональной сканирующей системы «Фрагмент». Оптико-электронные приборы в космических экспериментах. М.: Наука, 1983.
15. Ишанин Г. Г. Приемники излучения оптических и оптико-электронных приборов. Л.: Машиностроение, 1986.
16. Калитеевский Н. И. Волновая оптика. М.: Наука, 1971.
17. Киселевский Л. И., Ковалев А. А., Плюта В. Е. Исследование Земли из космоса. 1985. № 4. С. 98—102.

18. Климков Ю. М. Прикладная лазерная оптика. М.: Машиностроение, 1985.
19. Копчинский И. Г. Рефракция света в земной атмосфере. Киев: Наукова думка, 1967.
20. Кораблев В. И. Пособие по фотограмметрии. М.: Недра, 1970.
21. Криксунов Л. З. Справочник по основам инфракрасной техники. М.: Сов. радио, 1978.
22. Кронберг П. Дистанционное изучение Земли. М.: Мир, 1988.
23. Кузьмин И. В., Кедрус В. А. Основы теории информации и кодирования. Киев: Вища школа, 1977.
24. Куштан И. Ф. Рефракция световых лучей в атмосфере. М.: Недра, 1971.
25. Левшин В. Л. Обработка информации в оптических системах пеленгации. М.: Машиностроение, 1978.
26. Ллойд Дж. Системы тепловидения. М.: Мир, 1978.
27. Мак-Картни. Оптика атмосферы. М.: Мир, 1979.
28. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987.
29. Мирошников М. М. Теоретические основы оптико-электронных приборов. Л.: Машиностроение, 1983.
30. Мишев Д. Дистанционные исследования Земли из космоса. М.: Мир, 1985.
31. Молодых А. В., Конопальцева Л. И. Информативность оптического изображения в оптико-электронных приборах // Оптико-механическая промышленность. 1976. № 8. С. 11 — 14.
32. Мосягин Г. М., Немтинов В. Б., Лебедев Е. Н. Теория оптико-электронных систем. М.: Машиностроение, 1990.
33. Николаев С. М. Оптико-электронные радиометры космических аппаратов. М.: Машиностроение, 1971.
34. Порфирьев Л. Ф. Теория оптико-электронных приборов и систем. Л.: Машиностроение, 1980.
35. Прикладная оптика: учебник для вузов / М. И. Апенко, А. С. Дубовик, Г. В. Дурейко и др. М.: Машиностроение, 1992.
36. Савиных В. П. Визуально-инструментальные исследования Земли с пилотируемого космического комплекса. М.: Недра, 1991.
37. Селиванов А. С., Тучин Ю. М. Радиотелевизионный комплекс спутников «Метеор» для исследования природных ресурсов Земли // Исследование Земли из космоса. 1981. № 5. С. 28—34.
38. Соломатин В. А. Системы контроля и измерения с многоэлементными приемниками. М.: Машиностроение, 1992.
39. Соломатин В. А., Шилин В. А. Фазовые оптико-электронные преобразователи. М.: Машиностроение, 1986.
40. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. Т. 12. Л.: Гидрометиздат, 1978.
41. Чандросекар О. Перенос лучистой энергии. М.: Иностранная литература, 1953.

42. **Шанда Э.** Физические основы дистанционного зондирования. М.: Недра, 1990.
43. **Яковлев С. Г., Добрознаков А. Д., Кондратьев Ю. М.** Вертолетный спектрометрический комплекс для подспутниковых экспериментов на полигонах изучения природных ресурсов Земли // Научное космическое приборостроение. Вып. 2. Оптико-электронные приборы. М., 1983. С. 23—28.
44. **Якушенков Ю. Г.** Теория и расчет оптико-электронных приборов. М.: Логос, 2004. 480 с.
45. **Bach E. et al.** Optoelectronic imaging spectrometers: German concepts for remote sensing // ISPRS, XVII Congress, XXIX, part B 1. Washington, 1992. P. 138—144.
46. **Collins W.** A spectroradiometer for airborne remote sensing // Photogram. Eng. and Remote Sensing. 1978. V. 44. № 4. P. 507—517.
47. **Cray P. F.** The optical system of the Along Track Scanning Radiometer (ATSR) // SPIE, Instrumentation for Optical Remote Sensing from Space. 1985. V. 589. P. 121—128.
48. **Engel J., Weinstein O.** The Thematic Mapper — an Over-view // International Geoscience and Remote Sensing Symposium. New York, 1982. V. 1. P. 1—7.
49. **Itakura Y., Tsutsumi S., Takagi T.** Statistical properties of the background noise for the atmospheric windows in the intermediate infrared region // Infr. Phys. 1974. V. 14, № 1. P. 17—23.
50. **Gordon H. B.** Oppl. Optic, 1978. V. 17. №
51. **Kent R., Bachman R et al.** Radiometry detectors and calibration for improved Meteorological Satellite // SPIE, Infrared Technology. 1985. V. 572. P. 37—45.
52. **Maxwell M. S.** The sequential filter imaging radiometer (SJIR) — A new instrument configuration for earth observations // IEEE Trans on geosciens and Remote Sensing. 1988. V. 26. № 1. P. 82—83.
53. **O'Neil R. A., Buje-Bijunas L., Rayner D. M.** Field Performance of a Laser Fluorosensor for Detection of Oil Spills // Appl. Optics. 1980. 80. P. 863—870.
54. **Reagan J. A., Zielinskie D. A.** Spaceborne lidar remote sensing techniques aided by surface returns // Optical Eng. 1991. V. 30. 1. P. 96—101.
55. **Sheppard H.** Spectr. Act., 1987. V. 43A. № 1.
56. **Slater P.** The Multispectral Scanner System // Space Remote systems. 1980. V. 5. P. 473—485.
57. <http://sovzond.ru/>
58. <http://directory.eoportal.org/web/eoportal/satellite-missions>

Учебное издание

САВИНЫХ ВИКТОР ПЕТРОВИЧ
СОЛОМАТИН ВЛАДИМИР АЛЕКСЕЕВИЧ

**Опτικο-электронные системы
дистанционного зондирования**

Редактор *Н.В. Бухарова*
Дизайнер переплёта *Н.А. Свиридова*
Компьютерная верстка *В.В. Дёмкин*
Корректор *М.Я. Барская*

Сдано в набор 05.03.14. Подписано в печать 22.04.14.
Формат 60×88 1/16. Бумага офсетная. Гарнитура PT Serif.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 26,46. Уч.-изд. л. 25,7.
Заказ

ООО «Издательство Машиностроение »,
107076, Москва, Стромьнский пер., 4.
www.mashin.ru

Отпечатано способом ролевой струйной печати
в ОАО «Первая Образцовая типография»
Филиал «Чеховский Печатный Двор»
142300, Московская обл., г. Чехов, ул. Полиграфистов, д. 1

ISBN 978-5-94275-754-0

